

B-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

10 - 4113



А.Г.Володько, С.В.Клименко, Ю.Ф.Ломакин,
И.Михалчак , И.Паточка

ИЗМЕРЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ
В МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

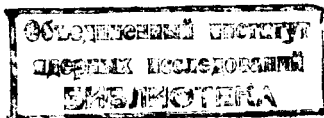
10 - 4113

А.Г.Володько, С.В.Клименко,* Ю.Ф.Ломакин,
И.Михалчак**, И.Паточка**

ИЗМЕРЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ
В МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

х) Институт физики высоких энергий, Серпухов.

xx) Кошицкий университет, Кошице, ЧССР.



1. Способы определения ионизации

В работе /1/ перечислены различные способы определения ионизирующей способности заряженных частиц (или, как принято говорить, - плотности следа) в пузырьковых камерах. Все эти способы, за исключением непосредственного подсчета числа пузырьков на некоторой длине, сводятся к измерению длин либо просветов, либо сгустков*). По степени сложности математической обработки результатов ионизационных измерений имеющиеся способы определения плотности следа заряженных частиц можно подразделить на два класса. К первому классу можно отнести такие способы, не требующие для получения окончательных результатов громоздкого математического аппарата, как определение плотности просветов \bar{N} ; измерения длин просветов \bar{l} и длин сгустков \bar{b} , определение скважности \bar{L} (т.е. отношения суммарной длины всех просветов, больших некоторого l_0 , к полной длине следа L) .

х/ Здесь и в дальнейшем под длиной просвета будем подразумевать проекцию расстояния между центрами соседних пузырьков, превышающего некоторую длину l_0 , на общее направление следа. Под сгустком будем подразумевать совокупность пузырьков, центры которых отстоят друг от друга на расстояние, меньшее минимальной длины l_0 . Тогда длину сгустка определяем как проекцию расстояния между центрами первого и последнего пузырьков сгустка.

Ко второму классу отнесем более точные, но более трудоемкие способы определения плотности следа, использующие метод максимума правдоподобия. Рассмотрим два способа, основанных на использовании вероятностной функции:

1) способ совместного наблюдения средних длин просветов l и средних длин сгустков \bar{b} ,

2) способ распределения длин просветов (для повышения точности из скважности с помощью экстраполяции получают "в l_0 " - число просветов, меньших l_0).

Выбор способа определения плотности следа в конкретной камере нужно делать исходя из требований точности, трудоемкости и т.п. В качестве оптимального авторами использовался описываемый ниже способ измерения плотности трека в метровой пропановой пузырьковой камере.

II. Измерение и восстановление трека

1. Система фотографирования метровой пропановой камеры (ПК-200) описана в работах /2/. Поскольку рабочий объем камеры просматривается 6-ю объективами, то для ионизационных измерений можно выбирать лучший из 6-ти имеющихся снимков исследуемого трека x). Измерения проводятся на обычных полуавтоматах типа ПУОС /3/ таким образом, что на перфоленте пробиваются координаты центров изображений пузырьков. Если пузырьки образуют сгусток, то измеряются предполагаемые центры первого и последнего пузырьков, и на перфоленте пробивается специальный признак, свидетельствующий о том, что между последними измеренными координатами точек находится сгусток. x)

x) Выбирается тот снимок, на котором исследуемый трек имеет максимальную проекцию.

xx) Для удобства работы пробивка признака, фиксирующего наличие сгустка, производится нажатием специальной кнопки, вмонтированной около рукоятки микроскопа, осуществляющей перемещение вдоль оси. Пробивка контролируется индикаторной лампочкой, установленной над экраном полуавтомата.

Таким образом на перфоленте фиксируется максимум информации об исследуемом треке. Результаты измерения одного трека помещаются в одну зону перфоленты.

В начале каждой зоны размещаются:

1) необходимая служебная информация (№№ пленки, кадра, снимка, трека, полуавтомата),

2) геометрические характеристики измеряемого трека (R - радиус кривизны, $tg \alpha$ - тангенс угла подъема, x_0 , y_0 - координаты центра винтовой линии, подогнанной геометрической программой /2a/ к исследуемому треку),

3) координаты реперных крестов.

Предусмотрены также признаки, позволяющие ЭВМ выбрасывать плохо измеренные отдельные точки, весь трек, кадры с неправильно пробитой служебной информацией и всю зону полностью. Опыт показал, что для измерения одного трека требуется в среднем около 15 минут при длине трека 25 см (число измеряемых точек не должно превышать 510).

2. Обозначим систему координат на снимке через $(x, y)^k$, где $k = 1, 2, \dots, 6$ - номера объективов), а в пространстве - $(X, Y, Z)^k$.

За начало последней принимается точка пересечения оптической оси k -того объектива с плоскостью раздела пропана и верхнего стекла x). Координаты i -той точки на пленке и в пространстве для двух объективов k, k' , образующих стереопару с базой $B(k, k')$, связаны формулами:

$$x_i = \frac{x_i B}{P_i}, \quad y_i = \frac{y_i B}{P_i}, \quad P_i = x_i + x_i' \frac{y_i}{y_i'} \quad (1)$$

С другой стороны, т.к. трек заряженной частицы в однородном магнитном поле представляет собой винтовую линию, то координаты i -той точки можно записать в виде:

x) Системы координат $(X, Y, Z)^k$ связаны с системой координат камеры соотношениями:

$$X = X^k + a(k), \quad Y = Y^k + b(k), \quad Z = Z^k,$$

где $a(k)$ и $b(k)$ - расстояния между началом k -той системы координат и началом системы координат камеры.

$$\begin{aligned} X_1 &= X_0 + R \cos \phi_1 \\ Y_1 &= Y_0 + R \sin \phi_1 \\ Z_1 &= Z_0 + R \phi_1 \operatorname{tg} \alpha, \end{aligned} \quad (2)$$

где ϕ_1 - угол между осью x и прямой, проходящей через проекцию точки i на плоскость $Z = Z_0$ и центр кривизны винтовой линии x_0, y_0 .

Уравнения (1) и (2) приводят к выражению вида

$$\frac{|x_1| |Y_0 - y_1 X_0|}{|R| \sqrt{x_1^2 + y_1^2}} = \sin(\psi_1 - \phi_1), \quad (3)$$

где

$$\psi_1 = \arcsin \frac{|x_1|}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}.$$

Если

$$A = \left| \frac{|x_1| |Y_0 - y_1 X_0|}{R \sqrt{x_1^2 + y_1^2}} \right| = 1,$$

то уравнение (3) имеет один действительный корень ϕ_1 , если $A > 1$, то действительных корней оно не имеет; в случае $A < 1$ для каждой пары x_1, y_1 в интервале $0 \div 2\pi$ существуют два действительных корня $\phi_1^{(1)}$ и $\phi_1^{(2)}$ (рис. 1).

$$\begin{aligned} \phi_1^{(1)} &= \phi_1 - \hat{\phi}_1 \\ \phi_1^{(2)} &= \psi_1 + \hat{\phi}_1 - \pi, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\hat{\phi}_1 = \arcsin \frac{|x_1| |Y_0 - y_1 X_0|}{|R| \sqrt{x_1^2 + y_1^2}}.$$

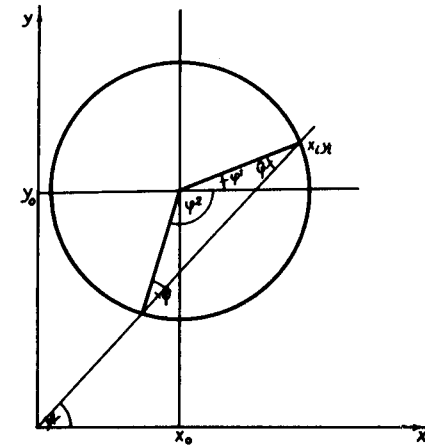


Рис.1. Определение углов $\phi_1^{(a)}, \hat{\phi}_1, \psi$.

Другими словами, при выполнении условия $X_0^2 + Y_0^2 \leq R^2$ берется корень $\phi_1^{(1)}$, в противном случае нужное значение корня выбирается из условия монотонности функции азимутального угла, которая определяется знаком заряда частицы, номером объектива и направлением измерения. Заметим, что на треке имеется точка, в которой происходит переход $\phi_1^{(1)} \rightarrow \phi_1^{(2)}$. Принимая во внимание тот факт, что длина измеряемой части трека не превышает $L_{\max} = \pi |R| \cos \alpha$, получим, что переход $\phi_1^{(1)} \rightarrow \phi_1^{(2)}$ может произойти всего лишь дважды (практически один раз, т.к. в подавляющем большинстве случаев длина трека $L < L_{\max}$).

III. Описание программы

Программа производит необходимые операции ввода, контроля и перевода координат точек следа из системы координат камеры в систему координат, связанную с оптической осью, и выдает массив ϕ_1 с приэ-

наками сгустков, после чего счет может вестись двумя способами, задаваемыми либо на перфоленке, либо на пульте ЭВМ.

А). Определение ионизации по средней длине просветов и средней длине сгустков,

Вычисляется ΔL - длина измеренной части трека

$$\Delta L = |\phi_n - \phi_1| |R| \sqrt{1 + tg^2 \alpha}$$

и находятся все просветы $\Delta \phi_i = |\phi_{i+1} - \phi_i|$. С помощью $\ell_0 = 0,08$ мм (или другого ℓ_0 , заданного на пульте ЭВМ) выбирают $\Delta \phi_i^*$, для которых

$$\Delta \phi_i^* \geq \frac{\ell_0}{|R| \sqrt{1 + tg^2 \alpha}}$$

Далее определяется $\Delta \Phi$ для всех $\Delta \phi_i^*$

$$\Delta \Phi = \sum_i (\Delta \phi_i^* - \frac{\ell_0}{|R| \sqrt{1 + tg^2 \alpha}})$$

и подсчитывается M_1 - число $\Delta \phi_i^*$, затем вычисляются $\bar{\ell}$, \bar{b} , \bar{g}_1 , \bar{g}_2 , \bar{g}_3 , ω , согласно работе /4/

$$a) \bar{\ell} = \frac{\Delta \Phi}{M_1} |R| \sqrt{1 + tg^2 \alpha}$$

$$b) \bar{b} = \frac{\Delta L}{M_1} - \bar{\ell}$$

$$\bar{L} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta L} |R| \sqrt{1 + tg^2 \alpha}$$

$$\omega = 0,15 - 0,85 L, \quad L > 0,2$$

$$\omega = 0,76 \sqrt{L} - 0,03, \quad L \leq 0,2$$

$$g_1 = \omega g_2 + (1 - \omega) g_3$$

$$g_2 = 1/\bar{\ell}$$

$$g_3 = \frac{1}{\ell_0} \ln(\bar{b} g_2 + 1)$$

$$\Delta g/g = \frac{1}{\sqrt{\Delta L} g_1} \sqrt{\frac{\omega}{L}}$$

Б) Определение ионизации g_1 по длинам просветов и длине сгустков с использованием метода максимума правдоподобия /5/

Строится гистограмма длин просветов ℓ_i

$$\ell_i = |\phi_{i+1} - \phi_i| |R| \sqrt{1 + tg^2 \psi}$$

с ценой интервала 0,02 мм и общим числом интервалов, равным 10. Семнадцатый интервал содержит число просветов с длиной, больше 0,32 мм. Число просветов n_j , для которых

$$\frac{\ell_0 + (j-1) \Delta \ell_0}{R \sqrt{1 + tg^2 \psi}} < |\phi_{j+1} - \phi_j| < \frac{\ell_0 + j \Delta \ell_0}{R \sqrt{1 + tg^2 \psi}}$$

и n_{k+1} просветов, для которых

$$\frac{\ell_0 + k \Delta \ell_0}{R \sqrt{1 + tg^2 \psi}} \leq |\phi_{k+1} - \phi_k|$$

определяют величины

$$N = \sum_{j=1}^{k=1} (j-1) n_j; \quad N_0 = \sum_{j=1}^{k=1} n_j; \quad M = \sum_{j=1}^k n_j; \quad n_0 = \frac{\Delta L}{\ell_0} (\bar{L} - 1) \bar{L}$$

g_1 находится методом Ньютона как корень уравнения

$$-\Delta \ell_0 N - \ell_0 N_0 + \frac{M \Delta \ell_0}{\exp\{g_1 \Delta \ell_0\} - 1} + \frac{n_0 \ell_0}{\exp\{g_1 \ell_0\} - 1} = 0.$$

В качестве начального значения g_1 берется g_2

$$g_2 = \frac{1}{\Delta \ell_0} \ln \left\{ \frac{\sum_{j=1}^{k+1} j n_j - N_{k+1}}{\sum_{j=1}^{k+1} (j-1) n_j} \right\}.$$

Ошибка g_1 вычисляется по формуле:

$$\frac{\sigma_{g_1}}{g_1} = \frac{1}{\sqrt{g_1 L}} \left[\frac{\exp\{-g_1 \ell_0\} (\Delta \ell_0)^2 g_1^2 (1 - \exp\{-k g_1 \Delta \ell_0\}) \exp\{g_1 \Delta \ell_0\}}{(\exp\{g_1 \Delta \ell_0\} - 1)^2} + \frac{\ell_0^2 g_1^2}{\exp\{g_1 \ell_0\} - 1} \right]^{-1/2}$$

IV. Учет систематических искажений

Использование в качестве параметра относительной ионизации $g^* = g/g_0$, где g_0 — ионизация первичного трека π^- — мезона с импульсом 5 Гэв/с, устраняет или, по крайней мере, сильно подавляет возможные систематические ошибки в определении плотности следов, вызванные дрейфом рабочих условий в камере, неодновременным приходом частиц, условиями освещения.

Неодновременный приход частиц в камеру не оказывает большого влияния на точность определения плотности пузырьков трека, так как, во-первых, разброс плотности пузырьков первичных треков g_0 в пределах одного снимка не превышает 10%; во-вторых, что более важно, в качестве реперного берется первичный трек того же события, которому принадлежит исследуемый трек. Аналогичное рассуждение применимо и к рассмотрению искажений, вызываемых дрейфом рабочих условий в камере.

Для исследования влияния неоднородности освещения на плотность трека измерялись плотности пузырьков:

а) разных участков одного и того же трека, пересекающего камеру сверху вниз с изменением условий освещения; полученный разброс не превышал 4,5%, что не выходит за рамки статистических ошибок;

б) вдоль треков, одна часть которых находилась в области освещения двумя лампами, а другая — одной. Полученные данные в пределах статистических ошибок согласуются с теоретической кривой зависимости плотности трека от импульса.

Было исследовано влияние геометрических характеристик треков (R , $tg \alpha$ и др.) на вычисление плотности пузырьков. Оказалось, например, что при изменении радиуса кривизны R на $2+6\%$ разброс g^* составлял в среднем 6% и не превышал 13%.

Для сравнения рассмотренных методов определения плотности трека (метода средних длин просветов и сгустков и метода распределения длин просветов, больших l_0 , с использованием максимума правдоподобия) часть треков была обчислена по обоим вариантам.

Оба метода в пределах ошибок дают одинаковые результаты.

V. Анализ результатов

Для проверки программы было измерено и обчислено 77 треков (49 π^+ — мезонов и 28 протонов). π^+ — мезоны идентифицировались по распадам π^- и K^0 — мезонов, протоны — по остановке в камере (соотношение пробег-импульс) и по распаду Λ^0 — гиперонов ^x).

Полученные результаты подгонялись методом наименьших квадратов к кривой вида $g^* = \Lambda / \beta^n$ (рис. 2). Для всего набора точек коэффициенты

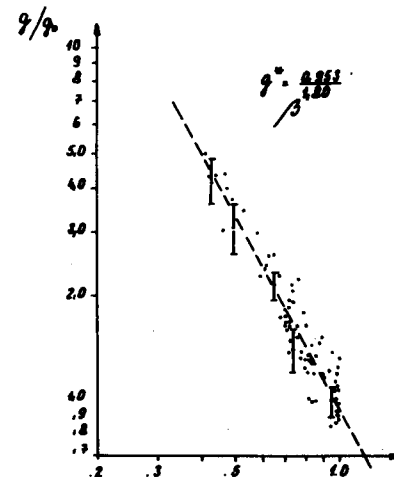


Рис.2. Зависимость относительной ионизации от скорости частиц. Вид прямой соответствует закону $g^* = \Lambda / \beta^n$, где $\Lambda = 0,953 \pm 0,025$, $n = 1,80 \pm 0,07$.

оказались равными $\Lambda = 0,953 \pm 0,025$, $n = 1,80 \pm 0,07$, а для данных с ограничением по β (51 точка с $\beta \leq 0,81$) $\Lambda = 0,875 \pm 0,038$, $n = 1,96 \pm 0,09$. Значения показателя степени n хорошо согласуются с данными других работ ^{18,71}, выполненных на пропановых камерах.

На рис.3 приведены результаты измерений в зависимости от $(\gamma - 1) = \frac{\text{кинетическая энергия}}{\text{масса покоя}}$.

Кривая соответствует подгонке методом наименьших квадратов данных измерений к функции Бете-Блоха,

$$g^* = \frac{0,036}{\beta^2} [25,08 + \ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2]. \quad (5)$$

^x) В качестве K^0 — мезонов или Λ^0 — гиперонов были взяты V^0 , однозначно идентифицированные программой ^{18/} как K^0 — и Λ^0 — частицы.

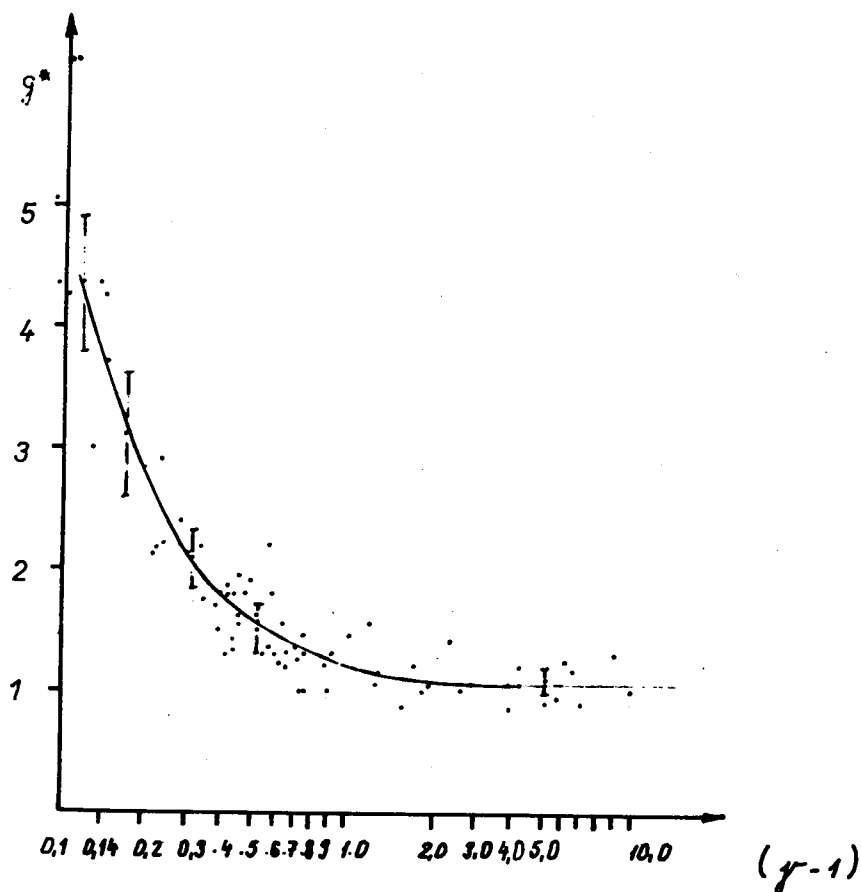


Рис.3. Зависимость $g^* = f(\gamma - 1)$.

Полученная величина релятивистского возрастания плотности следов заряженных частиц (π^- мезонов) с импульсом 5 Гэв/с ($\gamma \approx 35,7$) оказалась равной $12,7 \pm 4\%$, что согласуется с результатами работ /7,9/, и не противоречит работам /10,11/. В /10/ ионизационные измерения были сделаны в пузырьковой камере, наполненной бромистым фреоном. Релятивистское возрастание ионизации в бромистом фреоне, пересчитанное на $\gamma = 35,7$, оказалось равным 18,30, этот результат можно было ожидать, так как плотность и "эффективный" заряд у фреона больше, чем у пропана.

Величина релятивистского возрастания ионизации, полученная нами, не согласуется с данными работы /12/.

На рис. 4 представлены экспериментальные результаты измерения плотности треков как функции импульса. Сплошные кривые рассчитаны по формуле Бете-Блоха. Видно, что π^+ мезоны и протоны можно разделить с помощью ионизационных измерений вплоть до импульсов 1,1+1,2 Гэв/с.

Л и т е р а т у р а

1. М. Ф. Ломанов. Препринт ИТЭФ №233, Москва 1964 г.
2. Ю. А. Будагов и др. Препринт ОИЯИ 2518, Дубна 1965 г.
- 2а. Н. А. Буздавина и др. Препринт ОИЯИ 2095, Дубна 1965 г.
3. Е. М. Андреев и др. ПТЭ 3, 52 (1961), Ю. А. Каржавин и др. ПТЭ 5, 54 (1963).
4. W.H. Barkas. Phys. Rev., 124, 3, 897 (1961).
5. A. Ahmadzadeh. Nuovo Cim., 24, 1, 1 (1962).
6. W. Willis et al. Phys. Rev., 108, 1046 (1957).
- V. Kenney. Phys. Rev., 119, 432 (1960).
- A. Ahmadzadeh et al. Nuovo Cim., 19, 958 (1961).
7. Г. А. Блинов и др. ЖЭТФ 31, 762 (1956).
8. В. Б. Виноградов и др. Препринт ОИЯИ 2613, Дубна, 1966 г.
9. И. Врана. Препринт ОИЯИ 796, Дубна 1961, стр. 38.
10. B. Hahn et al. Proc. Intern. Conf. Instr. N. E. Phys. 1960, p.143.

11. P. E. Agran et al. *Nuovo Cim.*, 10, 177 (1958).

Я. Бэм и др. Препринт ОИЯИ Р-2842, Дубна, 1966 г.

12. Б. П. Банник и др. Препринт ОИЯИ 2617, Дубна 1966 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1968 года.

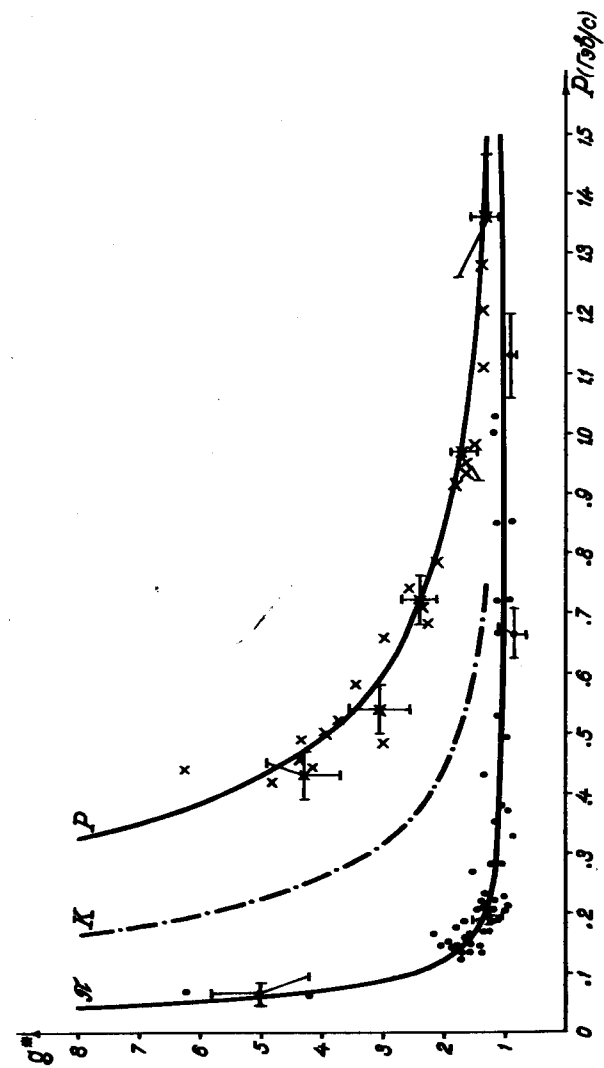


Рис.4. Зависимость g^m от импульса P ($\text{ГэВ}/c$) для π^+ -мезонов и протонов. Кривые рассчитаны по формуле (5).