

539
B85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

«Некоторые вопросы экспериментальных
исследований в области физики высоких энергий»

Г. А. ЛЕКСИН

ЯДЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ

(Конспекты лекций)

МОСКВА—1976

539.1
B86

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

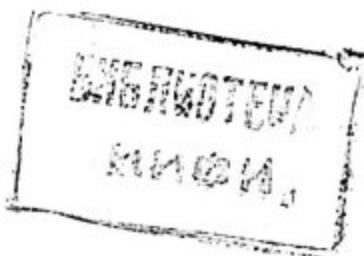
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Г.А.Лексин

ЯДЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ

(Конспекты лекций)



Москва - 1975

1. Общие замечания.

В этой лекции я продолжаю пропагандировать ядерно-физические исследования при высоких энергиях. Во-первых, — и это принципиальное соображение, — область взаимодействий высокоэнергетичных частиц с ядром очень слабо изучена и поэтому здесь можно ожидать принципиально новых результатов. Во-вторых, — эти соображения отчасти принципиальные, а отчасти практические, — экспериментальных данных в рассматриваемой области так мало, и это будет показано на конкретном примере в лекции, что относительно не трудно получить совершенно новые результаты на фоне жесткой конкуренции, скажем, в физике элементарных частиц. В третьих, — и это немаловажный практический вопрос для ускорителей средних энергий в диапазоне 1–10 Гэв, к которым принадлежит ускоритель ИТЭФ, — ускорители такого класса постепенно освобождаются от наиболее актуальных и обычно проводимых во вновь ^{и в} осваиваемом диапазоне энергий опытов по взаимодействию элементарных частиц и для них остро встает вопрос о дальнейшей экспериментальной программе. Такой программой может и должна стать широкая

программа исследований взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами.

Речь идет не только и не столько о традиционных аспектах исследований, таких как образование разных изотопов, возбуждении редких уровней и даже исследовании механизма реакций и гиперядер, что конечно тоже крайне интересно, а о новых направлениях, например, об исследовании столкновений релятивистских ядер, перерассеяния резонансов, образования изоядер, прохождений только что образовавшихся частиц через ядро и др. Среди таких аспектов исследований должно быть названо изучение нового явления ядерного скейлинга. Ему будет посвящена сегодняшняя лекция.

2. Напоминание

Отчасти о ядерном скейлинге уже говорилось в моей прошлогодней лекции. Рассматривается класс инклузивных реакций типа (1) $\alpha + A \rightarrow \beta + \dots$. При этом нас не будут интересовать реакции, идущие как квазисвободные при столкновении налетающей частицы с отдельным нуклоном или кластером ядра. Инклузивные спектры частиц в таком случае, повидимому, должны быть похожи на спектры при соответствующем свободном взаимодействии. Интересно, когда во взаимодействии участвуют много нуклонов ядра или даже ядро, как целое. Один из возможных способов отобрать такие случаи – рассматривать реакцию (1) когда частица β – барион,

вылетающий назад в лабораторной системе координат, что просто кинематически запрещено для случая столкновения налетающей частицы со свободным нуклоном. Нас будут интересовать дальше также только такие случаи, когда частица β , например протон, имеет энергию выше чем 30 Мэв, т.е. выше чем обычно рассматриваемая энергия для испарившихся частиц.

Первый вопрос, а есть ли такие процессы? На рис. 1. показан один из ряда спектров частиц, измеренный в ИТЭФ в 1966 году [1]. Это спектр протонов, вылетающих из углеродной мишени на угол 137° в л.с. под действием протонов с энергией 5,7 Гэв. Видно, что вылетают протоны с импульсами $\gtrsim 1$ Гэв/с. Стрелочками у оси абсцисс показано значение импульсов, которые имели бы протоны упруго рассеявшиеся на дейтоне, тритоне и Δ -частице. Другими словами,, в спектре протонов присутствуют протоны, хотя и в относительно малом числе, (масштаб по оси ординат логарифмический, дифференциальное сечение меняется на 5 порядков), которые образовались при столкновении налетающей частицы более чем с четырьмя нуклонами ядра. Перейти в антилабораторную систему, не трудно понять, что существуют частицы, которые при столкновении релятивистского ядра, могут принять на себя импульс ядра как целого.
В 1971 году в Дубне ^{/2/} были обнаружены пионы, вылета-

ющие из медной мишени под действием быстрых дейtronов и имеющие импульс близкий к импульсу налетающего дейтрана как целого и во всяком случае, больше чем импульс одного нуклона в дейтроне. Такие пионы авторы назвали кумулятивными, а сам эффект их образования при взаимодействии группы нуклонов – кумулятивным эффектом. Таким образом, можно сказать, что дальше мы будем говорить об исследовании инклюзивных реакций (1) с образованием кумулятивных частиц.

В упомянутых работах ИТЭФ ^{/1,3/} были измерены спектры кумулятивных протонов, дейтронов и найдены быстрые ядра трития из углеродной и медной мишней, облученных протонами с энергиями 1,15 Гэв, 3,66 Гэв и 5,7 Гэв. Анализ этих спектров показал ^[4], что для кумулятивных частиц имеет место явление, аналогичное скейлингу при взаимодействии элементарных частиц высоких энергий (20–100 Гэв), которое может быть названо ядерным скейлингом. Наличие масштабной инвариантности для кумулятивных частиц, образующихся при взаимодействии с мишенью релятивистских ядер, обсуждалось в теоретической работе ^[5] в 1971 году. Вскоре масштабная инвариантность была экспериментально подтверждена в Дубне для кумулятивных пионов, вылетающих под действием дейтронов с импульсами 6 Гэв/с и 8/4 Гэв/с ^{/2/}. Ниже в основном будут обсуж-

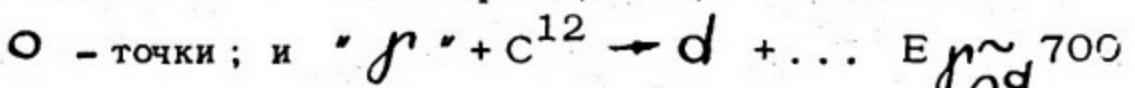
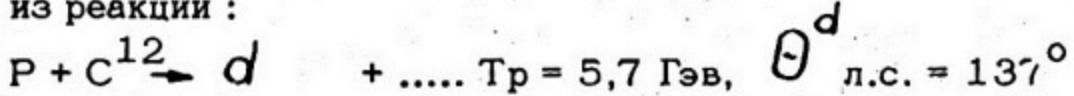
даться данные о реакции (1) с вылетом кумулятивных баринов.

Будем описывать спектры ^{my} кумулятивных частиц нормированной инвариантной функцией вида:

$$\rho = \frac{f}{\sigma_{tot}} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{E}{P^2} \frac{d^2\sigma}{dp \cdot d\Omega} \quad (2)$$

где E и p – полная энергия и импульс вылетающей частицы β , а σ_{tot} – полное (или полное неупругое) сечение взаимодействия налетающей частицы α с ядром. На рис. 2 показана зависимость функции f от P^2 для реакции $P + A \rightarrow p + \dots$ ($X - T_p = 1,15$ Гэв, \circ – $T_p = 3,66$ Гэв, \bullet – $T_p = 5,7$ Гэв) мишень C^{12} . \square – $T_p = 3,66$ Гэв, мишень Cu). Протоны регистрировались под углом 137° в лаб. сист. Видно, что экспериментальные точки неплохо описываются зависимостью вида $\rho = C \exp(-Bp^2)$ [3]. На рис. 3 показаны экспериментальные результаты, полученные в реакции $\pi^- + X_c$ $P + \dots$, для $P_\pi = 3,34$ Гэв/с, для углов вылета протонов 135° \circ – точки и 180° \bullet – точки. Пунктирная линия представляет в абсолютных единицах данные рис. 2. На рис. 4 приведена нормированная инвариантная функция ρ для реакций $\gamma + C^{12} \rightarrow p + \dots$ (θ л.с. = 120° , $E_\gamma \sim 700$ Мэв – \circ , $E_\gamma \sim 1200$ Мэв – \bullet). Пунктирная линия взята из рис. 2. Эксперименталь-

ные данные о взаимодействии гамма-квантов были заимствованы из ^{/7/}. Наконец, рис. 5 показывает для дейtronов из реакции :



□ - точки, $E_\gamma \sim 1200 \text{ Мэв} \quad \Delta - \text{точки, } \theta^d \text{ л.с.} = 120^\circ$.

Именно эти рисунки, показанные еще в прошлом году, позволили сделать вывод о ядерном скейлинге, т.е. о независимости функции ρ от начальной энергии и сорта налетающей частицы, о слабой зависимости от сорта ядра мишени. Эти выводы сделаны на основании данных с довольно большими, особенно абсолютными ошибками и, конечно, требовали уточнения в более широком диапазоне начальных условий.

Рассмотрим более подробно сегодняшнюю экспериментальную ситуацию.

3. Экспериментальная ситуация.

В таблице 1 представлены все известные мне экспериментальные работы, посвященные рассматриваемому в лекции вопросу. Здесь указано место и время выполнения исследований, энергия и сорт налетающих частиц, диапазоны углов вылета и импульсов вторичных частиц. Некоторые из результатов демонстрировались на рисунках 2 - 5. Другие будут показаны или использованы при детальном обсуждении поведения инвариантной функции. Никакие из известных дан-

ных не игнорировались. Многие эксперименты не были нацелены на исследования ядерного скейлишга, а последние по времени, в которых уже ставилась задача ответить на те или иные конкретные вопросы, все еще не обладают должной полнотой и точностью. Еще раз : это все известные результаты, что конкретно доказывает возможности в исследованиях ядер при высоких энергиях.

Теперь посмотрим некоторые результаты.

На рис. 6 сопоставлены нормированные инвариантные функции, описывающие спектры протонов вылетающих из меди под углом 135° при энергии падающих протонов 730 Мэв^[8] и под углом 137° при начальной энергии 3,66 Гэв. Последние точки уже фигурировали на рис. 2. Видно хорошее согласие результатов, тем более удивительное, что начальная энергия в ^[8] мала.

На рис. 7 показаны новые данные о функции ρ для протонов, вылетающих из ядра углерода ($120^\circ < \theta < 160^\circ$) под действием π^- мезонов с импульсом 40 Гэв/с. Данные получены широкой коллаборацией на базе двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. На том же рисунке нанесены точки с рис. 3, описывающие вылет протонов из ксенона под действием π^- мезонов с импульсом 3,5 Гэв/с. В отличие от рис. 3 точки смешены по абсолютной величине в отношении $(A_{Xe} / A_C)^{1/3}$.

Опять таки видно хорошее согласие в пределах ошибок, показательное как в том смысле, что наклон функции ρ остается независимым от энергии вплоть до весьма больших энергий в десять и более раз больших чем прежде, так и в том, что, повидимому указывает на зависимость коэффициента C от атомного номера.

На рис. 8 представлены функции ρ , описывающие относительно старые американские данные [9, 10] о вылете протонов из ядер Be и Pt под углом 90° в лаб. сист. под действием протонов с энергиями 3 и 30 Гэв. Здесь интересно, что скейлинг имеет место и в этом случае, т.е. для углов в районе 90° , и в широком диапазоне начальных энергий, именно, B не зависит от начальной энергии и сорта ядра мишени, а C не зависит от начальной энергии и меняется с атомным номером ядра мишени, повидимому, как $A^{1/3}$. B не такое, как для протонов, вылетающих назад, другими словами B зависит от угла вылета частицы β .

Рис. 9, заимствованный из [11], представляет собой компиляцию данных большого числа самых разных работ о вылете из ядер фотоэмulsionий ядер Li^8 , которые дают характерные молоткообразные следы от распада $Be^8 \rightarrow 2\Lambda$ образующегося в результате β распада Li^8 . Li^8 образовывались под действием протонов, π и K мезонов и антипротонов разных энергий в диапазоне от 1 до

200 Гэв. На рисунке можно видеть зависимости (точнее независимости) выхода Li^8 , дисперсии и квадрата дисперсии спектров Li^8 от начальной энергии. Ошибки на графиках – статистические. Есть основания думать, что полные ошибки существенно больше, особенно для выходов. Видно, что приведенные результаты и в этом случае позволяют говорить о ядерном скейлинге. Вид функции ρ для вылета Li^8 дан на рис. 10. Все точки хорошо укладываются на экспоненциальную зависимость (3), но коэффициент B конечно отличен от коэффициента, характеризующего вылет протонов.

Инвариантные функции ρ , изображенные на рисунке 11 отдельно для двух угловых диапазонов и суммарно для вылета протонов из углерода во всю заднюю полусферу, строго говоря, не относятся к реакции (1). Они описывают спектры протонов вылетающих при дезинтеграции ядра C^{12} π^- мезонами с импульсом 3,5 Гэв/с [12]. Сплошными прямыми показаны наклоны инвариантных функций с рис. 2. И здесь в пределах ошибок можно говорить о совпадении наклонов с ранее измеренными для кумулятивных протонов.

Наконец, рис. 12 демонстрирует ρ , описывающие спектры Λ частиц, вылетающих из ядер под действием π^- мезонов с импульсом 3,5 Гэв/с в двух диапазонах углов

($48^\circ < \theta < 90^\circ$ и $\theta > 90^\circ$ в лаб.sist) куда вылетят Λ частиц, рожденных при взаимодействии со свободным протоном кинематически запрещен. Спектры согласуются с экспоненциальной зависимостью ρ , показатель наклона B зависит от угла. К сожалению нет больше данных, чтобы сделать сравнение при разных начальных энергиях и остается только предсказать универсальность функции ρ в случае вылета Λ .

Напомню, выше всюду речь шла о вылетающих частицах, энергия которых выше, чем испарительная. Скажем, о протонах с $P^2 > 0,1 \left(\frac{Гэв}{с}\right)^2$. При $P^2 < 0,1 \left(\frac{Гэв}{с}\right)^2$ импульсные спектры протонов описываются, повидимому, быстро растущими с уменьшением P^2 инвариантными функциями. Остаются открытыми вопросы : имеют ли они экспоненциальный вид (3) и обладают ли свойствами ядерного скейлинга.

Теперь, используя всю совокупность данных, посмотрим, как зависят коэффициенты B и C в инвариантной функции ρ (3) от начальной энергии, сорта налетающей частицы, ее энергии и угла вылета частицы B .

B не зависит от сорта частицы α и ее начальной энергии, начиная, приблизительно от 1 Гэв. При относительно малых начальных энергиях ≤ 1 Гэв и относительно больших импульсах вторичной частицы B наблюдается

отступление от экспоненты; ρ падает круче с ростом E_0^2 , что, повидимому, связано с влиянием кинематического порога. Утверждение, что $B \neq B(E_0, \alpha)$,

повидимому, справедливо сегодня с точностью 10-15 %.

Для примера на рис. 13 приведена зависимость B от E_0 для протонов, вылетающих из разных ядер под действием разных частиц в диапазоне углов около 135° .

C также не зависит от E_0 и сорта d . Однако абсолютные экспериментальные ошибки в этом случае больше. Поэтому справедливость утверждения относительно

$C \neq C(E_0, \alpha)$ сегодня $\sim 50\%$.

B слабо зависит от A — атомного номера ядра мишени (см. рис. 13 и соответствующие предыдущие рисунки), в пределах экспериментальных ошибок — не зависит.

Однако, зависимость в пределах 10% может быть замечена в данных о наклонах инвариантной функции, описывающей вылет пиона из ядер на угол 180° [13]. Некоторая зависимость кажется естественной: при переходе к легким ядрам при фиксированной массе B можно ожидать более крутой функции ρ . К этому вопросу мы еще вернемся.

C зависит от A мишени. В только что упомянутых опытах по вылету из ядер пиона на угол 180° она впервые была подробно изучена. Показано, что для относительно мягких, не кумулятивных пиона $f \sim A^{2/3}$; т. е.

C - константа, что для кумулятивных пинов $f \sim A$
или даже $A^{1/4}$ и соответственно $C \sim A^{1/3}$, т.к.
 $G_{tot} \sim A^{2/3}$. Выше уже упомянуты данные, которые
и для случая вылета протонов не противоречит зависимости
 $C \sim A^{1/3}$. На рис. 14 показана зависимость средней
множественности протонов в реакциях вида $\pi^- \rightarrow A \rightarrow$
 $\rightarrow p + p + \dots + \gamma + A' (n_p \geq 3)$ (4), в том
числе в реакции дезинтеграции углерода от атомного номе-
ра мишени. Средняя множественность определена как па-
метр распределения Пуассона числа случаев реакции от n .
Такие распределения показаны на рис. 15. Замечу, что сред-
няя множественность суть интеграл от нормированной ин-
вариантной функции ρ , так что зависимость $\langle n \rangle =$
 $\langle n \rangle(A)$ характеризует зависимость $C = C(A)$. Точки
рис. 14 не противоречат пока зависимости $C \sim A^{1/3}$.

Наконец, рис. 16 демонстрирует зависимость $B =$
 $-B(\theta)$ для случая вылета протонов из ядер. Здесь со-
бранны данные, относящиеся к разным ядрам-мишениям, раз-
ным налетающим частицам и разным начальным энергиям.
Явно видно, что B падает с ростом $\cos \theta$ от -1
до 0. Кажется, что изменение в районе больших углов вы-
лета протонов, если и есть, то слабое. Аналогичное измене-
ние коэффициента наклона инвариантной функции есть для
вылета дейtronов и Λ частиц. Оно не прослежено для
случаев реакций вида (4) и реакций с вылетом ядер Li^8 .

5. О феноменологическом описании ядерного скейлинга.

Выше использовалась для описания ядерного скейлинга формула (3), удачно аппроксимирующая все данные о вылете из ядер кумулятивных барионов. Но приведенных фактов кажется достаточно, чтобы уверенно сопоставить эти процессы с испусканием ядрами кумулятивных пионов, что уже и делалось. Вылет же кумулятивных пионов описывается авторами /13/, следя работе /5/ соотношением $\rho = C \exp\left(-\frac{T_{\text{кин}}}{T_c}\right)$, где $T_{\text{кин}}$ - кинетическая энергия пиона. Легко видеть, что для нерелятивистских частиц, а подавляющее число кумулятивных барионов именно таково, формулы (3) и (5) с точностью до коэффициентов совпадают. Для релятивистских частиц верно выражение (5).

На рис. 17 представлены значения инвариантных функций, описывающих спектры протонов, вылетающих из ядра под углом 90° в зависимости как от ρ^2 , так и от $T_{\text{кин}}$. вылетевших протонов. Эти данные (10) взяты потому, что здесь есть измеренные значения ρ при достаточно точных больших ρ^2 , где уже заметны отличия релятивистской и нерелятивистской связи импульса и энергии. Рис. 17 ясно демонстрирует справедливость формулы (5).

Теперь заметим, что релятивистский инвариант - квадрат переданного четырехимпульса от покоящегося ядра к вылетевшей частице t равен $t = (M-m)^2/2MT_{\text{кин}}$ (6), где M и m - масса ядра мишени и вылетевшей частицы

соответственно. $M - m$ имеет смысл минимально возможного переданного импульса – величины также инвариантной. Возникает желание выражение (5) переписать в виде экспоненты, зависящей от инвариантной переменной $t' = t - t_{min}$. Однако, мы видим, что эксперименты указывают по крайней мере на слабую зависимость показателя экспоненты, описывающей ядерный скейлинг, от массы ядра мишени. С другой стороны, величина должна быть чем то обезразмерена. Возможно выражение вида $\rho = C \exp\left[-\frac{|t'|}{2M\Delta}\right]$ (7), совпадающее с (5), или быть может лучше $\rho = C \exp\left[-\frac{|t'|}{2(M-m)\Delta}\right]$ (8). К такой формуле ведет рассмотрение диаграммы с виртуальным ядром остатком в ядерной вершине, которая упоминалась для объяснения ядерного скейлинга в /4/ по аналогии с описанием скейлинга в физике элементарных частиц лестничными диаграммами. Тогда Δ имеет смысл энергии связи язумлятивной частицы и ядра остатка. Мы увидим, что по величине Δ – несколько десятков Мэв (10 – 40 Мэв), что по порядку соответствует энергии отделения от ядра нескольких нуклонов .

В выражении (8) в явном виде появляется зависимость от массы ядра мишени. В большинстве случаев это слабая зависимость, т.к. $m \ll M$; она не противоречит известным экспериментальным данным. Более того, кажется привлека-

тельной, поскольку удовлетворяет интуитивному ощущению, что спектры тяжелых кумулятивных частиц должны быть круче при испускании их из легких ядер ; при $M = m \quad \rho = 0$

Формула (8) неудовлетворительна по многим принципиальным соображениям, в частности она в явном виде не содержит угловой зависимости коэффициента наклона, но, за неимением лучшего, будем пока рассматривать ее.

6. Зависимость инвариантной функции от массы кумулятивной частицы.

На рис. 18 показана зависимость Δ из выражения (8) от величины $m\varphi$. Шкала по оси абсцисс логарифмическая. Для графика использованы данные, когда кумулятивные частицы вылетают назад $\cos \theta_f < -0,7$. Видно, что в этом случае все точки хорошо укладываются на прямую, т.е. наклон инвариантной функции логарифмически растет с ростом массы кумулятивной частицы. Конечно, такая зависимость не может быть распространена на любые массы $m\varphi$, т.к. прямая пересекает ось абсцисс в физической области, и должна рассматриваться только как эмпирическая закономерность.

Коэффициент C сильно зависит от сорта вылетающей кумулятивной частицы. Так для кумулятивных дейtronов C на порядок меньше, чем для протонов, а для вылета трития еще на порядок при фиксированном угле вылета.

7. О природе ядерного скейлинга.

Я думаю, вопрос о природе ядерного скейлинга нельзя считать не только решенным, но и сколько-нибудь ясным. Существует несколько часто противоречивых точек зрения. Вот некоторые из них.

Испарение. Речь идет не об обычном испарении, а о специфическом высокотемпературном ; можно еще пригово-рить слова о локальном нагреве. Дополнительно надо посту-лировать предельную температуру нагрева, но все равно ряд уже известных фактов остается необъясненным .

Развитый каскад столкновений налетающей частицы с нормально распределенными нуклонами в ядре мишени. В рамках этих представлений заведомо трудно получить высо-коэнергичные частицы назад, да еще в доле не зависящей от начальной энергии.

Столкновение налетающей частицы с отдельной высо-коимпульсной частицей в ядре. Это, по-видимому, серьез-нее, хотя и здесь сколько угодно непонятных фактов. Но есть и принципиальное возражение : говорить о взаимодейст-вии с отдельной высокоимпульсной частицей в ядре непосле-довательно, поскольку большой импульс она может просто в силу соотношения неопределенностей приобрести лишь в тес-ном соседстве с другой или другими частицами ядра.

Итак, взаимодействие с группой частиц, скажем, нук-

лонов в ядре. Может быть, как предполагалось в /5/ с локальным сгустком ядерной материи. Так или иначе, это взаимодействие сложной системы частиц, отсюда аналогия с взаимодействием элементарных частиц /6/, рассматриваются как системы из партонов или夸рков. Если же говорить о механизмах, могут рассматриваться, например, лестничные диаграммы, которые в этом случае представляются довольно естественными и уже упоминались в связи с формулой (8).

Сказанное в этом параграфе – не доказанные утверждения, а выражение авторских привязанностей. Одно несомненно, нужны новые более детальные эксперименты и еще такие, которые смогут выявить новые свойства кумулятивных частиц, например, измерение их поляризации. Некоторые данные были получены в /3/ в 1967 г.; они упоминались в прошлогодней лекции. С тех пор новых данных в этой области нет.

В заключение мне хочется поблагодарить своих коллег за многочисленные дискуссии о ядерном скейлинге и особенно В.Гаврилова, оказавшего мне, кроме того, большую помощь при подготовке лекции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Д.Баюков, В.С.Воробьев, Г.Р.Карташов, Г.А.Лексин, В.Б.Федоров, В.Д.Хованский. Спектры протонов, испущенных ядрами под углом 137° при облучении протонами с энергией порядка нескольких БЭВ. Известия АН СССР, сер. физическая, 1966, т. XXX, № 3, с.521-529.
2. А.М.Балдин, С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.С.Ставинский, М.И.Яцута. Кумулятивное мезонообразование. ЯФ, 1973, т.18, вып.1, с.79-95.
- 2'. А.М.Балдин, Н.Георденеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.А.Рамжин, В.А.Свиридов, В.С.Ставинский, М.И.Яцута. Наблюдение пионов высокой энергии при столкновении релятивистских дейтонов с ядрами. Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
3. Ю.Д.Баюков, Л.С.Воробьев, В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, В.Л.Столин, В.Б.Федоров, В.Д.Хованский. Новые данные о взаимодействии высокоэнергичных протонов с ядром углерода. ЯФ, 1967, т.5, вып.2, с.337-340.

4. Ю.Д.Баюков, Л.С.Воробьев, Г.А.Лексин, В.Л.Столин, В.Ф.Федоров, В.Д.Хованский. Эффекты масштабной инвариантности при обратном рассеянии протонов с энергией несколько Гэв ядрами. ЯФ, 1973, т.18, вып.6, с.1246-1250.
5. А.М.Балдин. Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучков частиц высокой энергии при релятивистском ускорении многозарядных ионов. Краткие сообщения по физике АН СССР, ФИАН, 1, 1971, стр.35-40.
6. Ю.Д.Баюков, Л.С.Воробьев, Г.А.Лексин, Л.С.Новиков, В.С.Столин, В.Б.Федоров, В.Д.Хованский, Н.Н.Шишов. Инвариантные эффекты при испускании p , d , t назад ядрами, облученными элементарными частицами с энергией 0,7-6 Гэв. ЯФ, 1974, т.19, вып.6, с.1266-1269.
7. Ю.П.Антуфьев, В.Л.Агранович, В.Б.Ганенко, В.С.Кузьменко, Н.И.Мирошниченко, П.В.Сорокин. Реакции (γ, p_{18}) , (γ, d) , (γ, t) на ядрах Li^7 , C^{12} и Ta при энергиях фотонов 400-1300 Мэв. Укр.физ.журнал, 1969, т.14, № 3, стр.499-506.
Ю.П.Антуфьев, В.Л.Агранович, В.Б.Ганенко, В.С.Кузьменко, Н.И.Мирошниченко, П.В.Сорокин. Исследование спектров протонов и дейtronов при фотодезинтеграции ядер фотонами с максимальной энергией до 1200 Мэв.

ЯФ, 1971, т.13, вып.3, с.473-477.

8. D.R.F.Cochran et.al. Production of Charged Pions by 730-Mev Protons from Hydrogen and Selected Nuclei Phys. Rev. D., 1972, v.6, n11, p. 3085-3116.
9. V.L. Fitch, S.L. Meyer and P.A. Pirrone Particle Production at Large Angles by 30 and 33-Bev Protons Incident on Aluminium and Beryllium. Phys. Rev., 1962, v.126, N5, p. 1849-1851.
10. P.A. Pirrone and A.J.S. Smith. Particle Production by 2.9-Bev Protons Incident on Beryllium and Platinum. Phys. Rev. 1966, v 148, N4, p 1315-1326
11. Ю.Д.Баюков, Л.С.Воробьев, Э.Д.Колганова, Г.А.Лексин, Н.В.Рабин, В.Л.Столин, В.Б.Федоров. Универсальное описание спектров ядер C^{12} , испущенных ядрами фотоэмulsionии под действием частиц высокой энергии. Письма в ЖЭТФ, т.19, вып.12, с.781-784.
12. А.В.Арефьев, Ю.Д.Баюков, В.Б.Гаврилов, В.И.Ефременко, Ю.М.Зайцев, Г.А.Лексин, Д.А.Сучков. Спектры

протонов, испущенных в заднюю полусферу при дезинтеграции ядра C^{12} под действием $\bar{\chi}^-$ - мезонов с импульсом 3,7 Гэв/с. Письма в ЖЭТФ, т.20, вып.8, стр. 585-587.

13. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Мороз, А.А.Повторейко, В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский. Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования. ЯФ, 1974, т.20, вып.6, стр.1201-1213.

ТАБЛИЦА 1

Место про- ведении экс- перимен- та	Время экспе- римен- та	Начальная энергия (или импульс)	Исследуе- мая реак- ция	Ядро — мишень	Угол вылета вторичных частич	Интервал импуль- сов вторичных частич
1	2	3	4	5	6	7
ИГЭФ	1966	1,15 ГэВ 3,66 ГэВ 5,7 ГэВ	$\rho A \rightarrow \rho$ $\rho A \rightarrow d$	C C Си C	137	350-1100 МэВ/с 650-1000 МэВ/с
ИГЭФ	1974	3,5 ГэВ/с	$\pi^- A \rightarrow \rho$	Xe	135°, 180°	350-700 МэВ/с
Харьков ФТИ	1969	0,7 ГэВ 1,2 ГэВ	$\rho A \rightarrow \rho$ $\rho A \rightarrow d$ $\rho A \rightarrow t$	C	120°	350-900 МэВ/с 500-900 МэВ/с 600-950 МэВ/с
ИГЭФ (компак- ция)	1974	1,5-200 ГэВ/с	$\rho Em \rightarrow Li^8$ $\bar{\rho} Em \rightarrow Li^8$ $k Em \rightarrow Li^8$ $\bar{\rho} Em \rightarrow Li^8$	(Ag, Br)	0 - 180°	350-1300 МэВ/с
Брукхейвен	1962	30 ГэВ/с	$\rho A \rightarrow \rho$ $\rho A \rightarrow d$ $\rho A \rightarrow \ell$	Be	90°	500-1200 МэВ/с 700-1200 МэВ/с 800-1200 МэВ/с

1	2	3	4	5	6	7
Принстон PPA	1966	2,9 Гэв	$\rho A \rightarrow \rho$ $\rho A \rightarrow d$ $\rho A \rightarrow t$	$B\bar{e}$ $P\bar{t}$	93°	300-1450 Мэв/c 550-1450 Мэв/c 780-1450 Мэв/c
Беркли	1971	5,5 Гэв	$\rho A \rightarrow K_L; Be$ $B \dots S_i$	$A\bar{g}, V$	90-135 160	300-900 Мэв/c 800-1800 Мэв/c
Лос-Аламос	1972	0,73 Гэв	$\rho A \rightarrow \rho$ $\rho A \rightarrow \pi^\pm$	C, D, Be $C, A\bar{e}, \pi^\pm, \rho\bar{e}$	90, 105, 120 135, 150	350-700 Мэв/c 100-470 Мэв/c
Дубна ЛВЭ	1974	6,0 Гэв/c 8,4 Гэв/c	$\rho A \rightarrow \pi^\pm$	$D, C, A\bar{e}, C\bar{e}$ $\rho\bar{e}$	180°	200-730 Мэв/c
И Т Э Ф	1974	3,7 Гэв/c	$\rho A \rightarrow 4\rho$	C	115-180	300-800 Мэв/c
И Т Э Ф	1974	2,7 Гэв/c 3,7 Гэв/c	$\tilde{\pi} A \rightarrow \Lambda^\circ$	$(C, \chi e)$ C	90-180	300-800 Мэв/c
И Т Э Ф	1974	1 Гэв/c	$\tilde{\pi} A \rightarrow \rho$	C	95-20	180-550 Мэв/c
Дубна - сотрудни- чество	1974	40 Гэв/c	$\tilde{\pi} A \rightarrow \rho$	C	120 - 180	180-650 Мэв/c

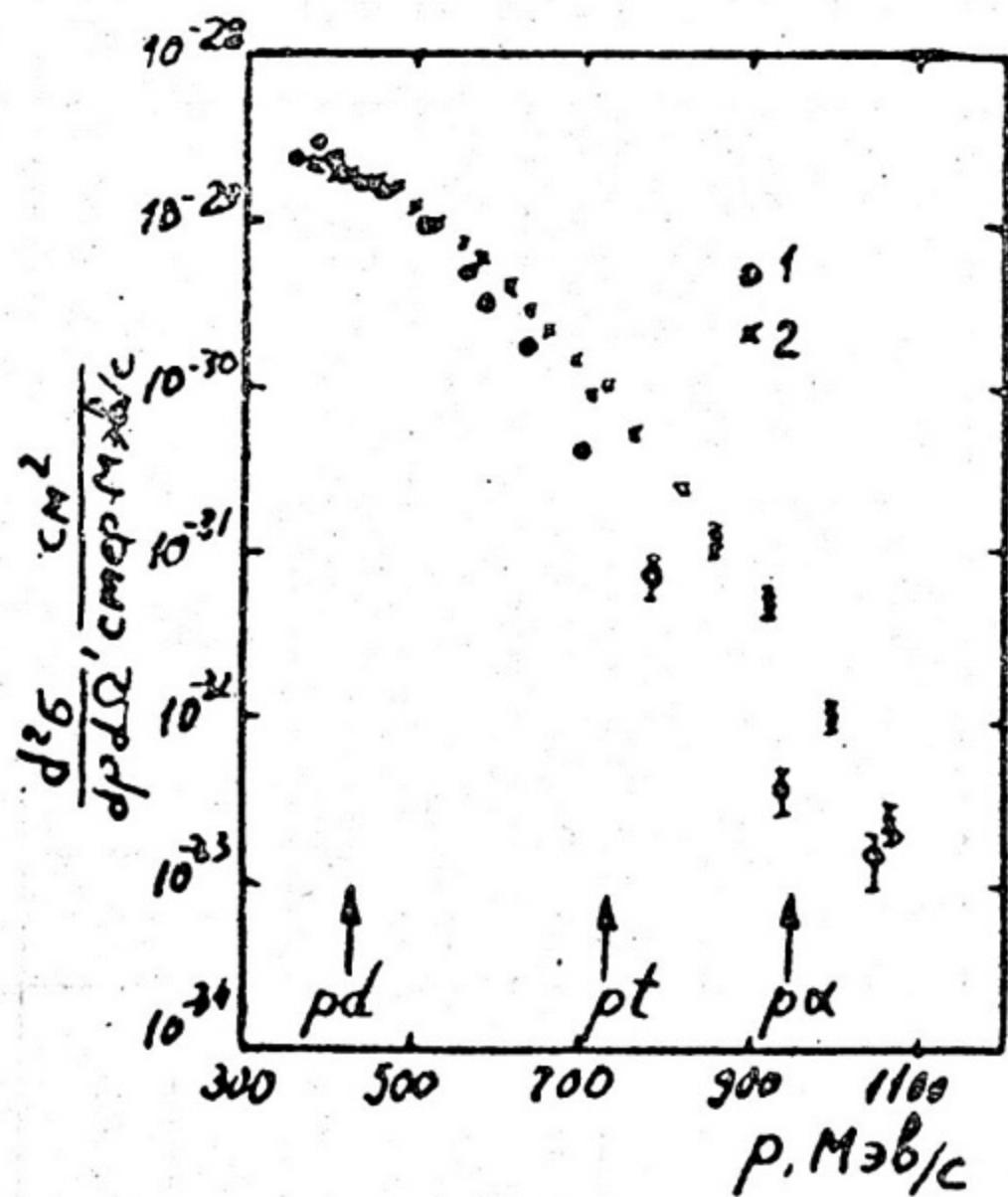


Рис. 1

$$f \sim c \mu^2 / (\text{cm}^2 \text{esr})^4 / (\Gamma_{\text{eff}} / c)^2$$

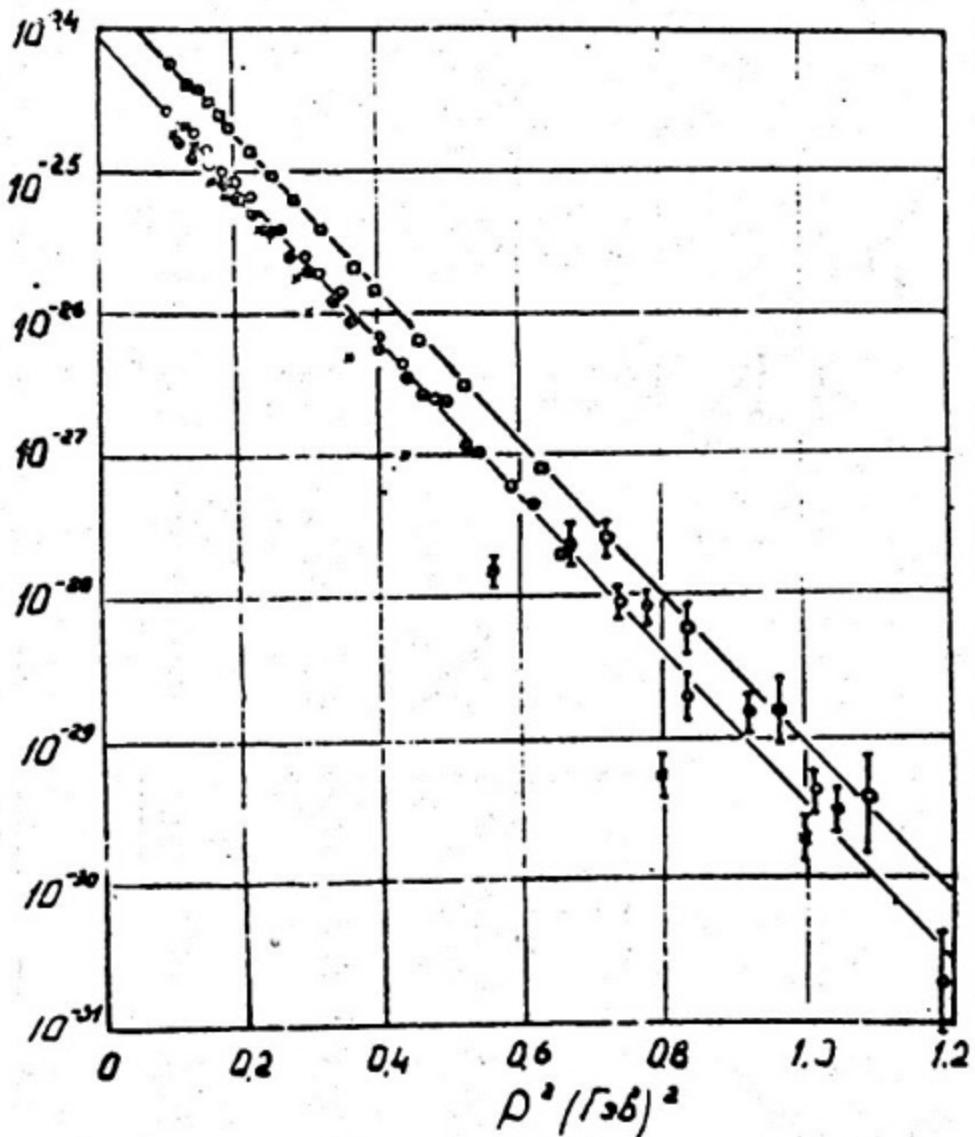


Рис. 2

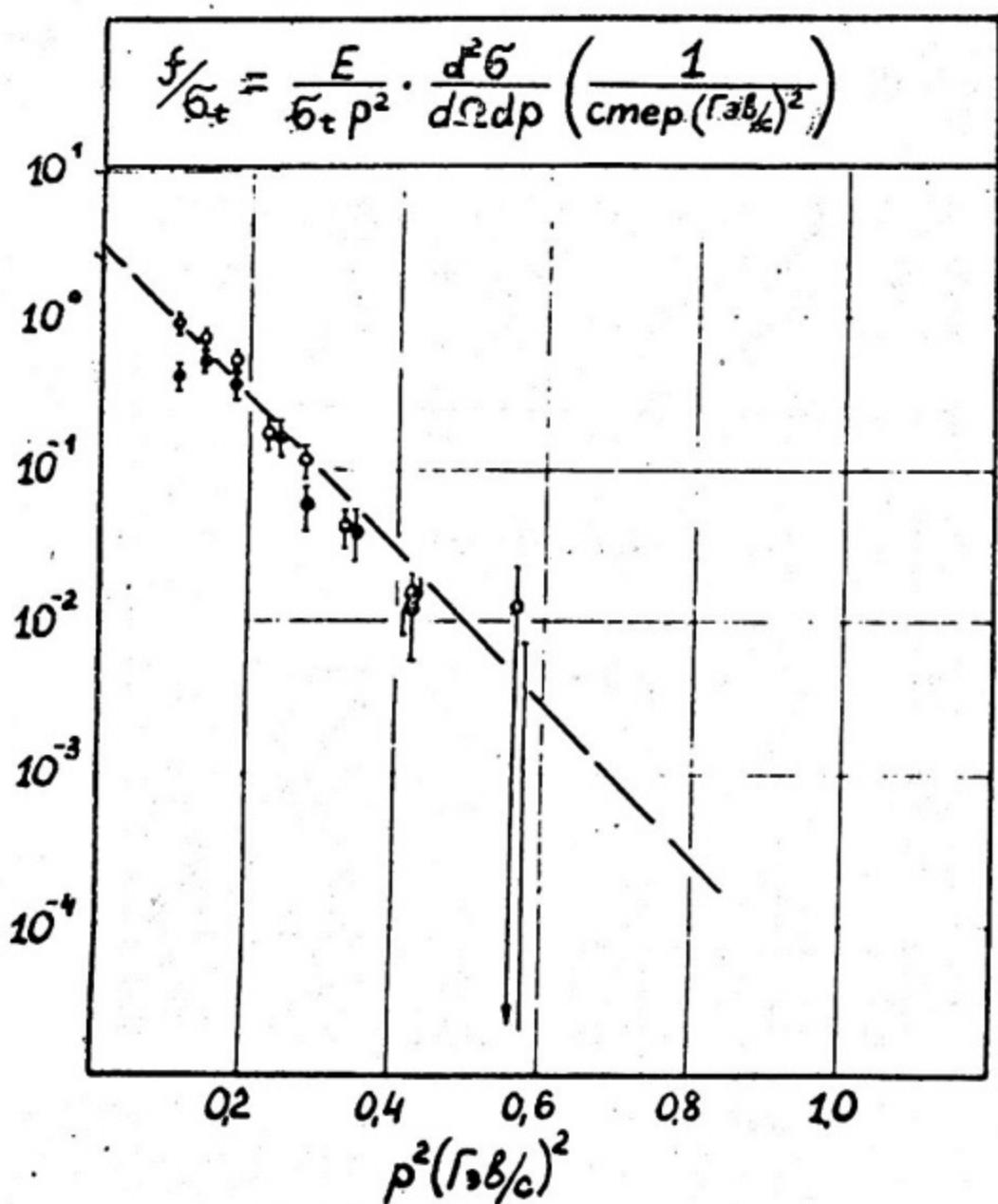


Рис. 3

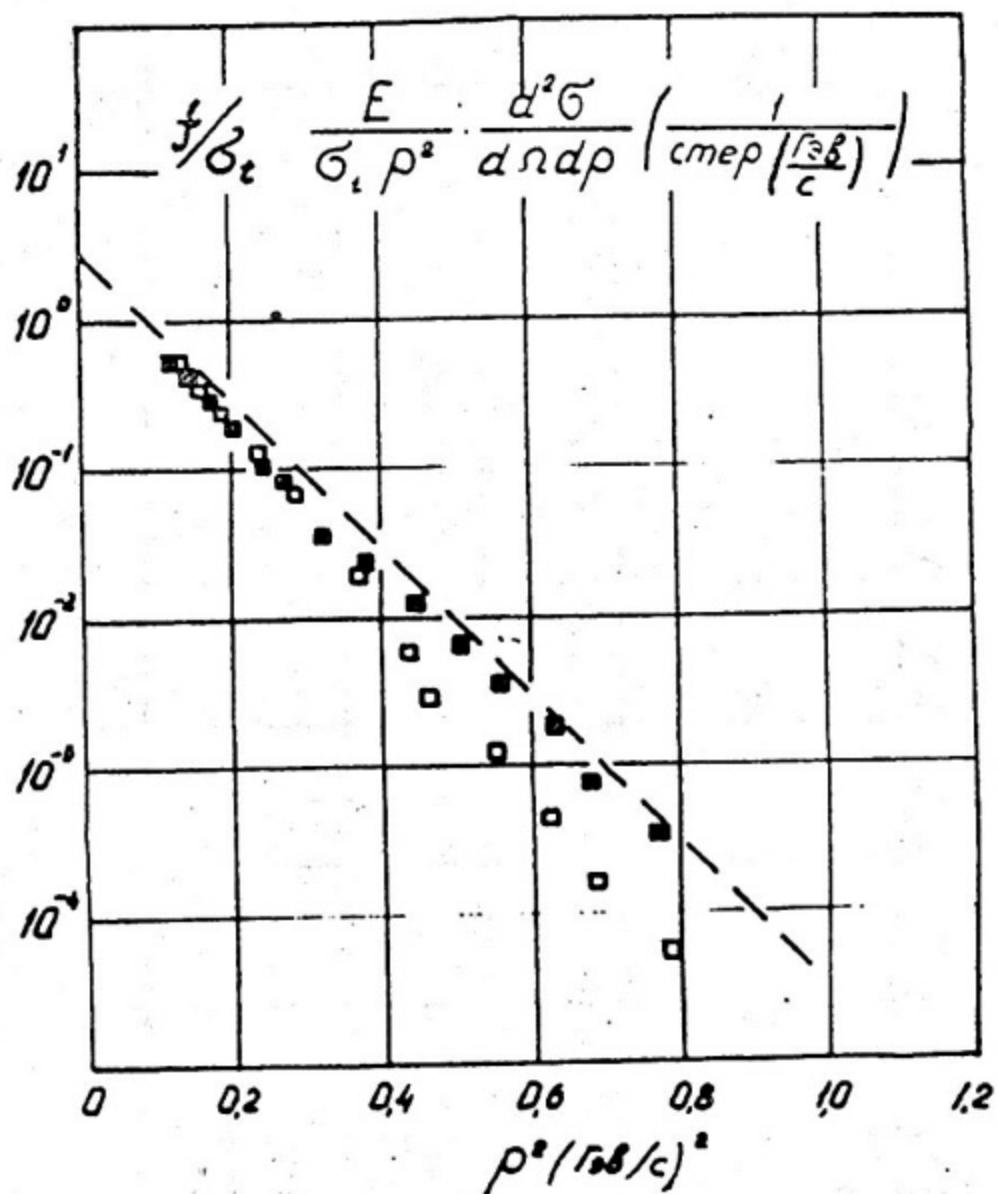


Рис. 4

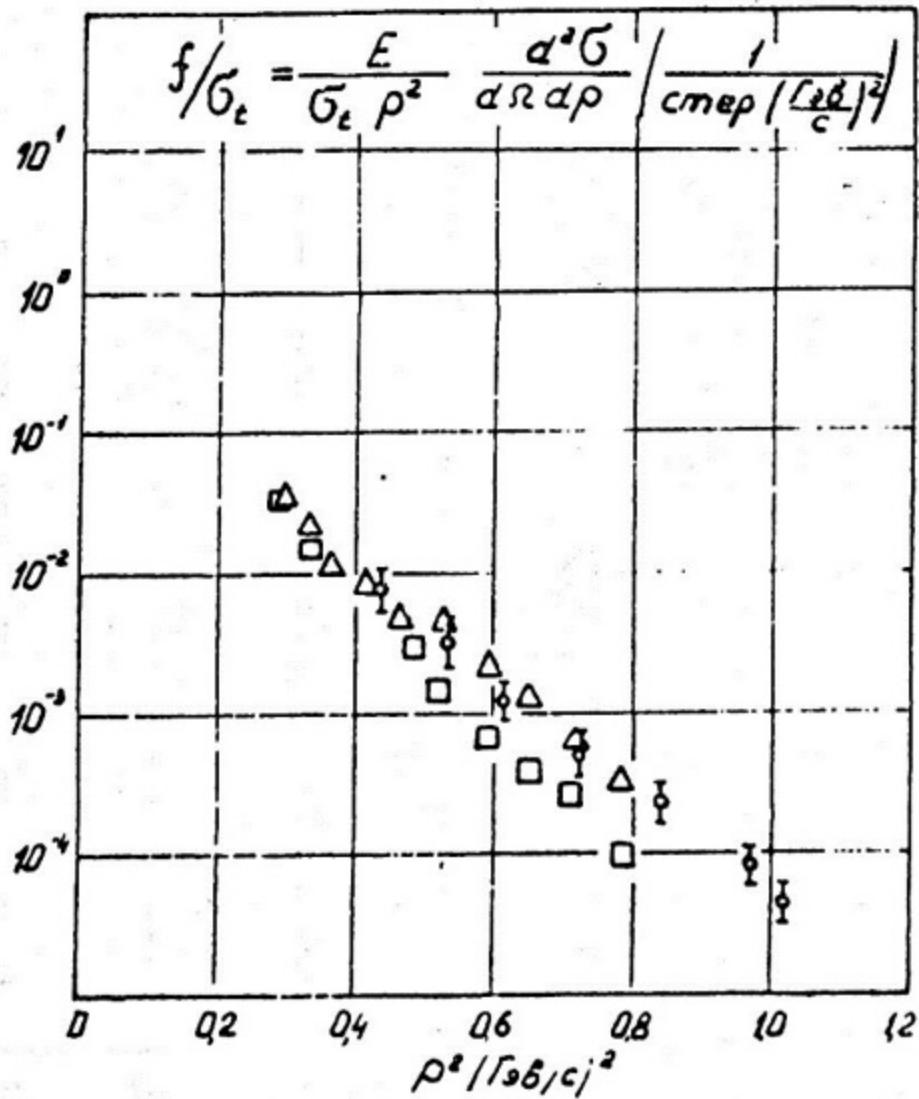


Рис. 5

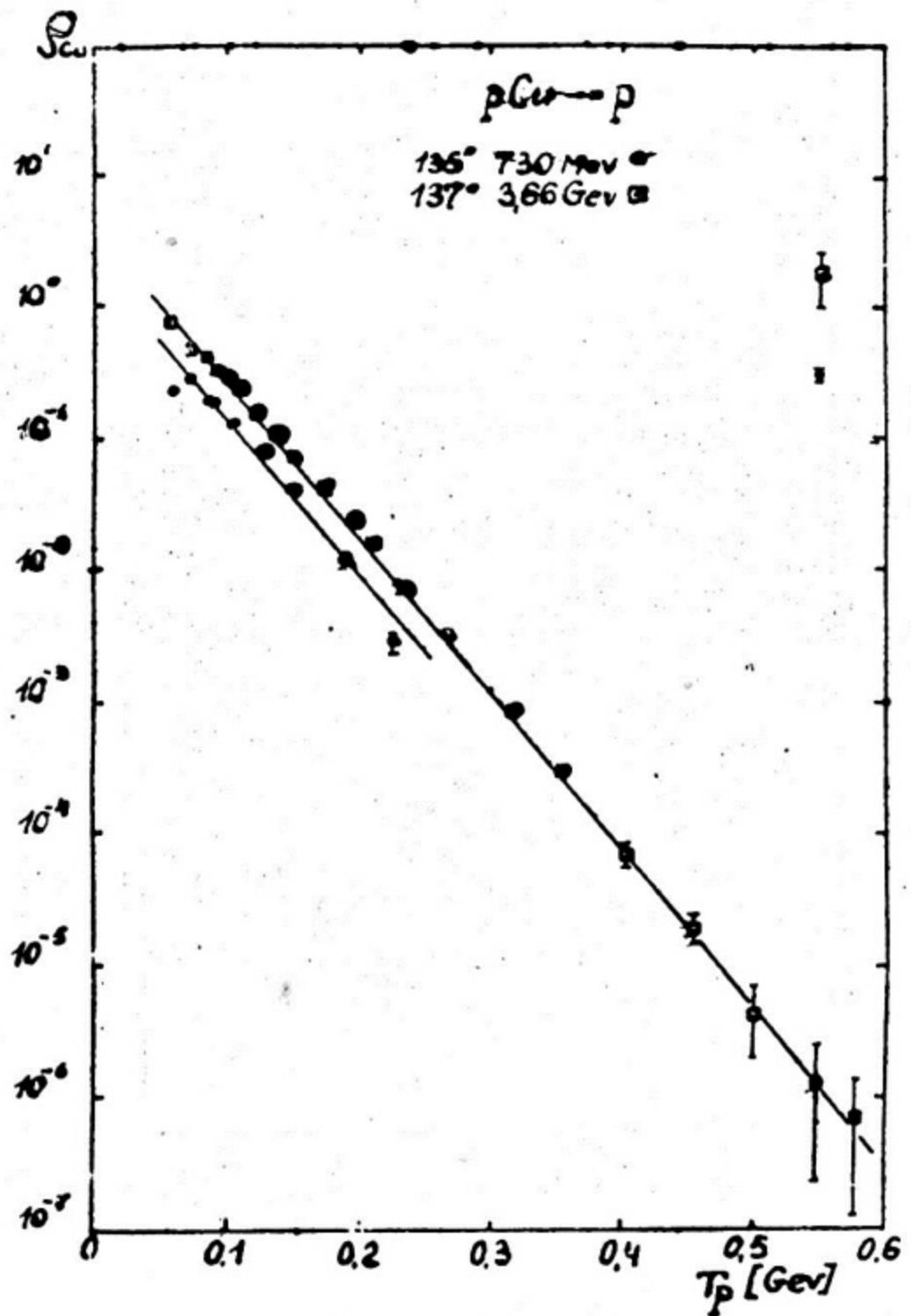


Рис. 6

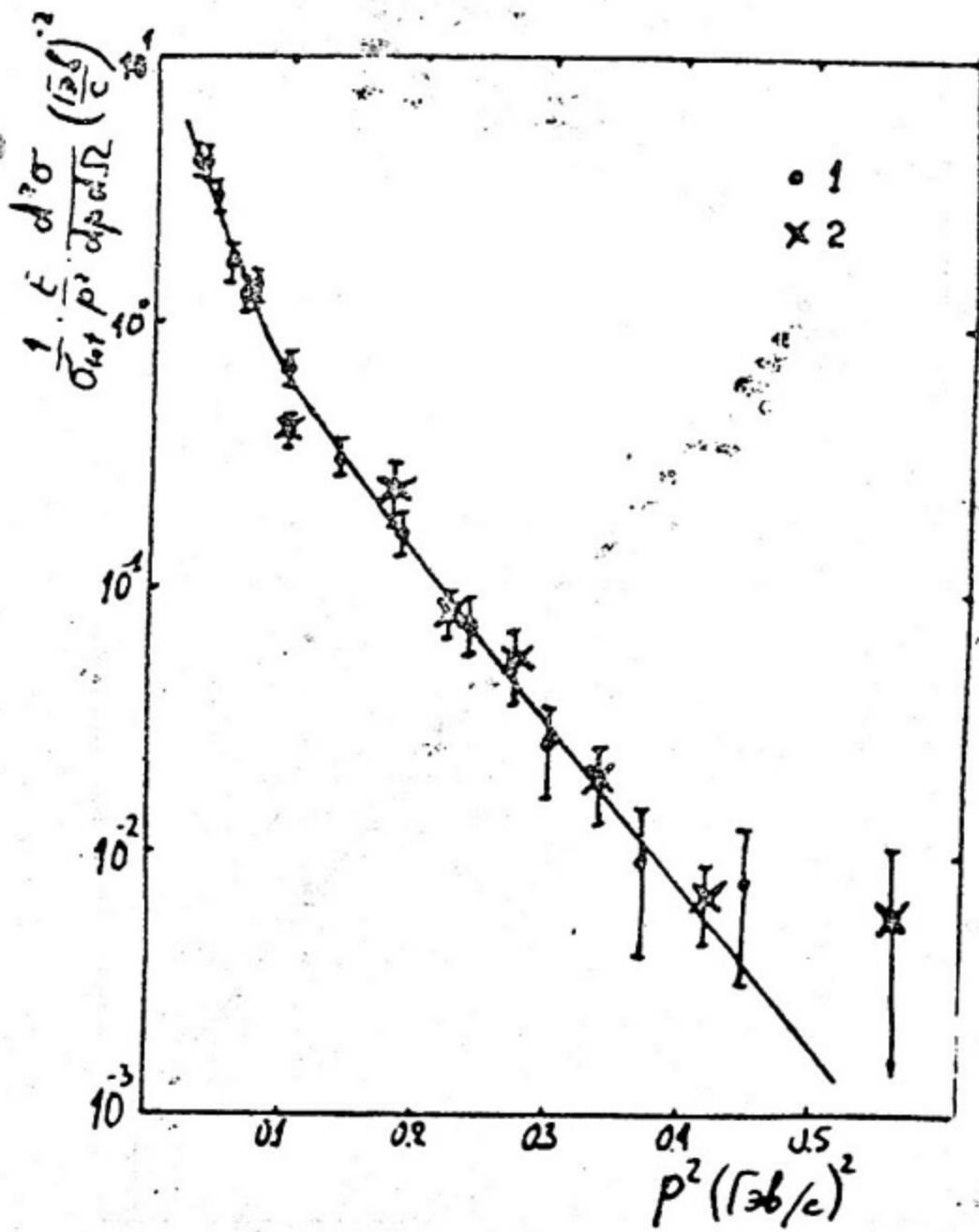


Рис. 7

$$f = \frac{1}{G_n} \cdot \frac{E d\sigma}{d^3 p}$$

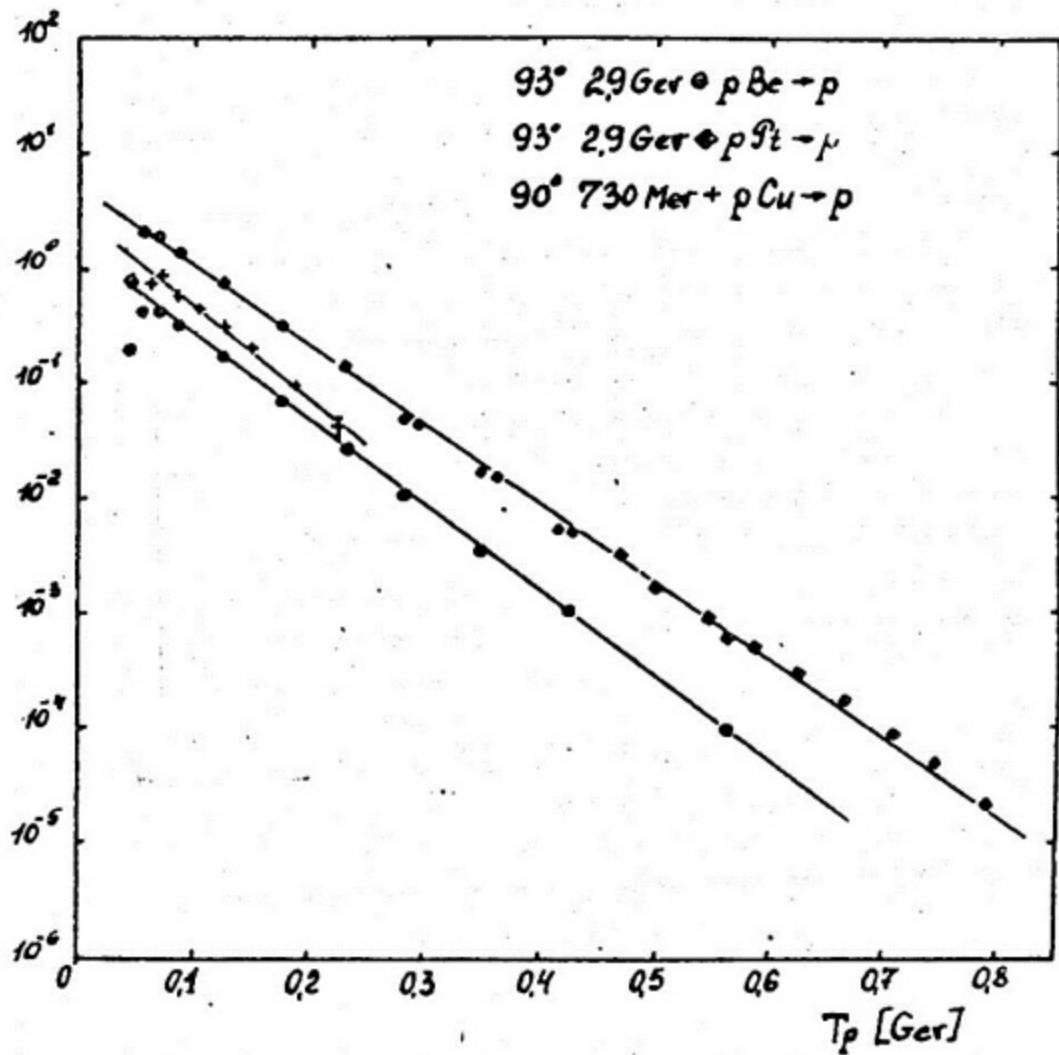


Рис. 8

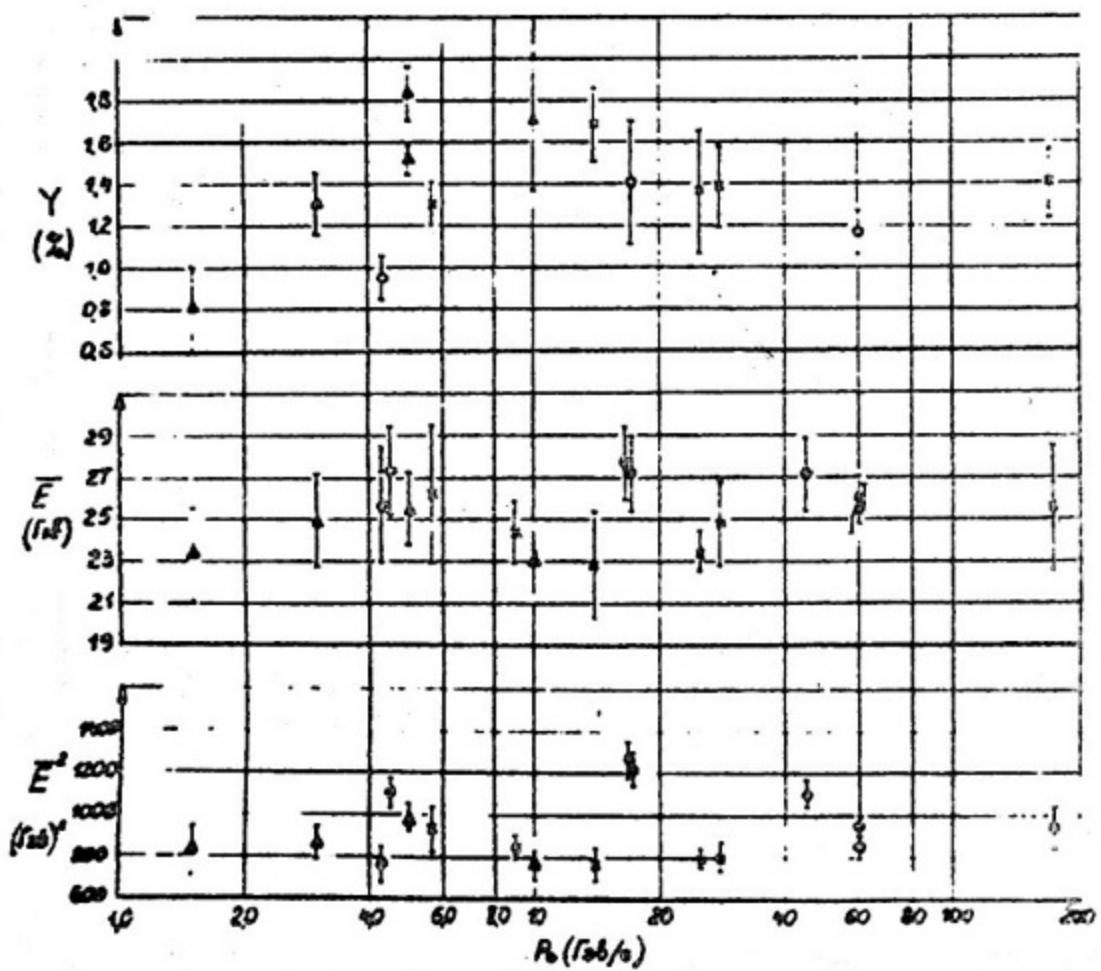


Рис. 9

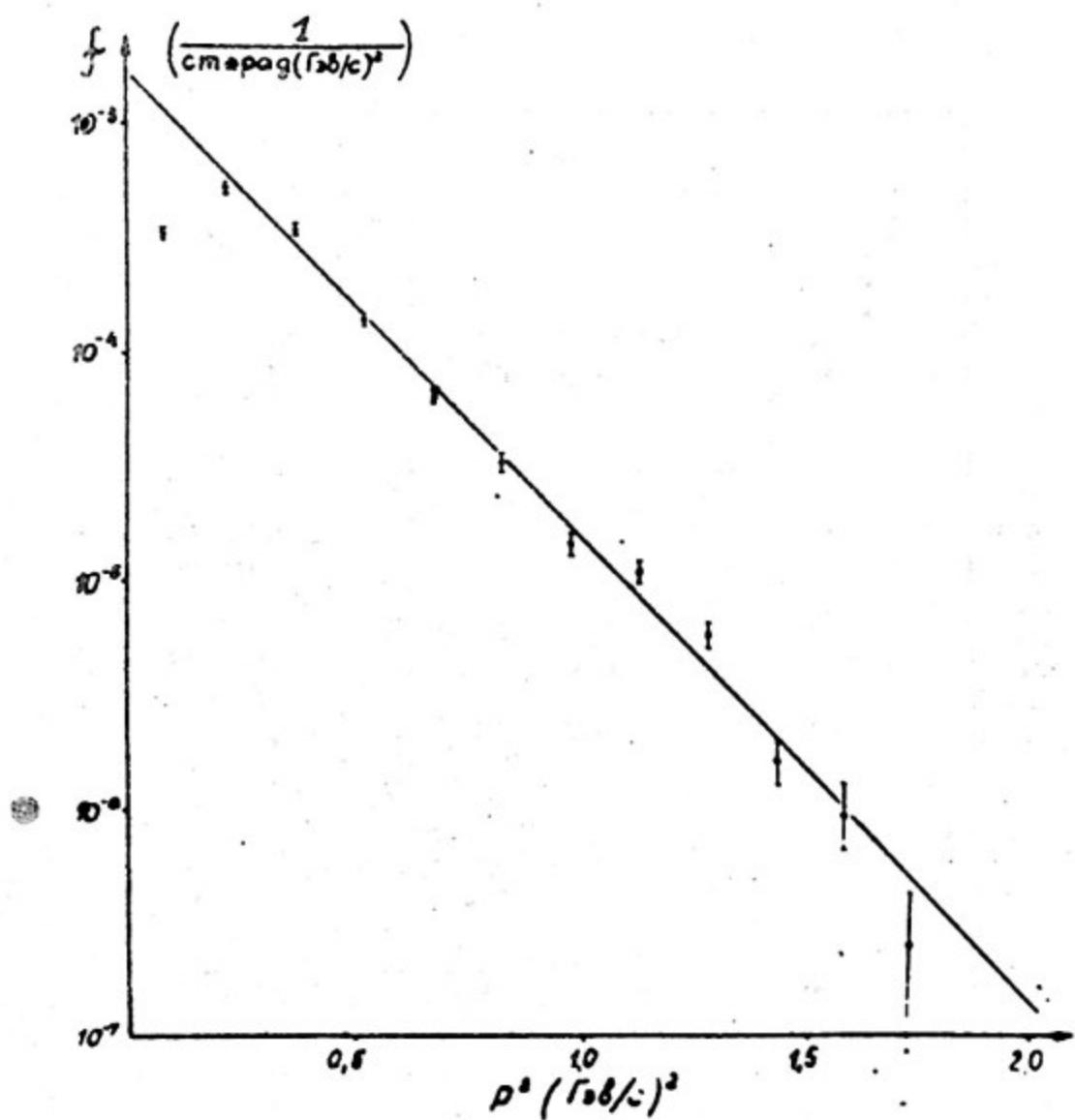


Рис. 10

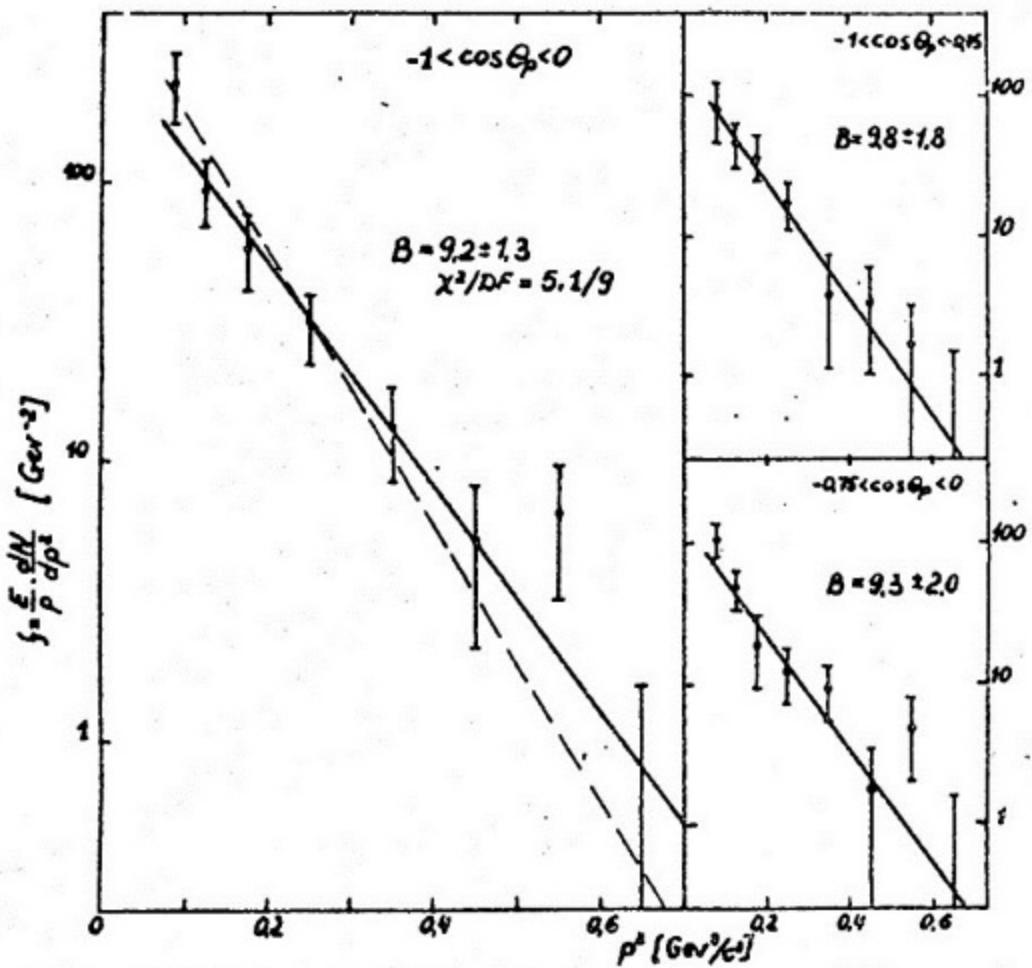


Рис. 11

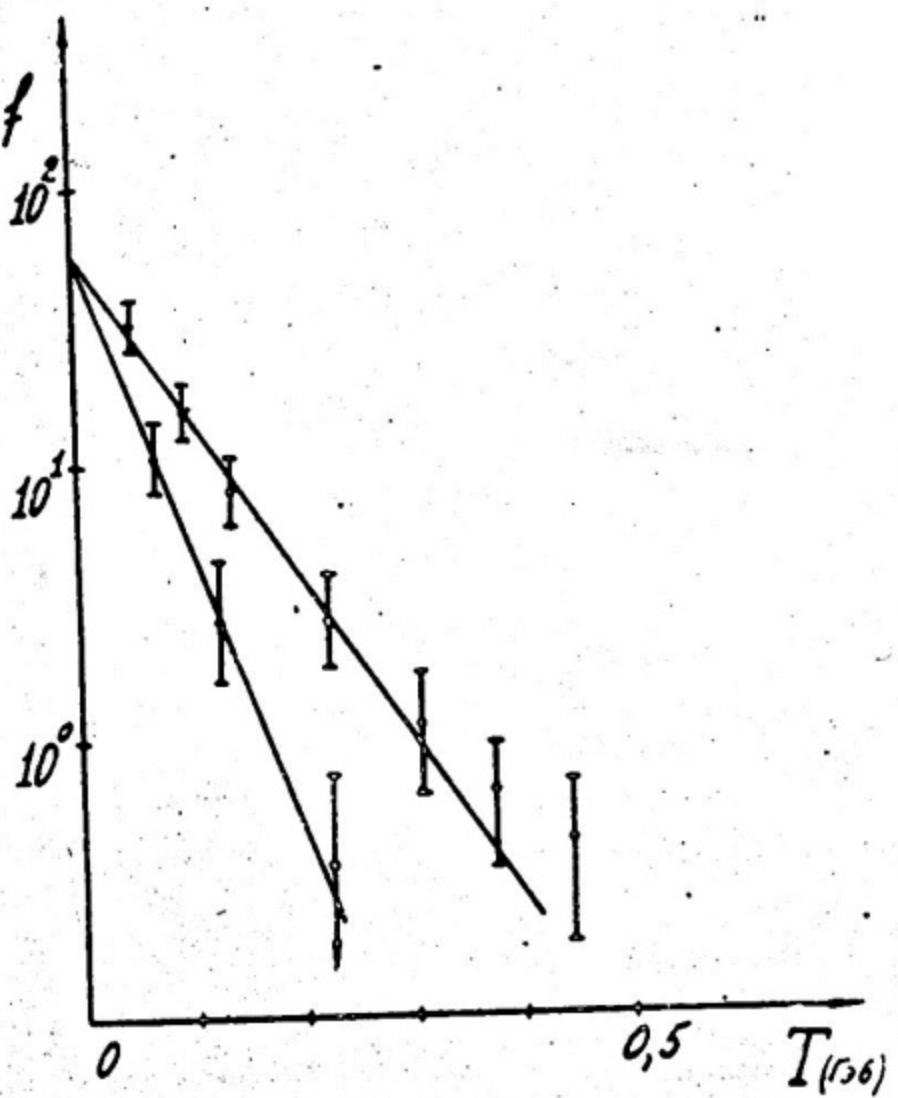


Рис. 12

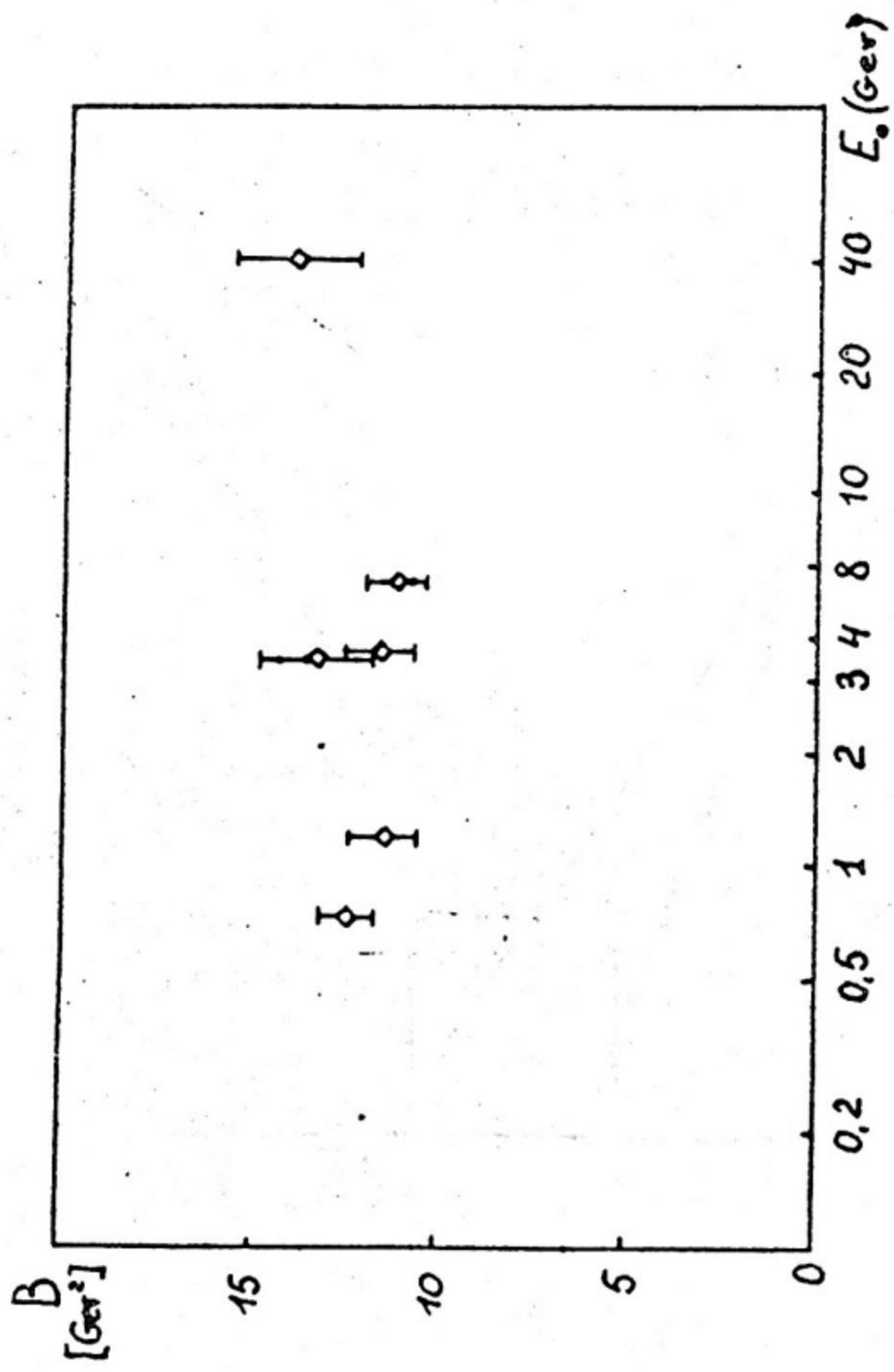


Рис. 13

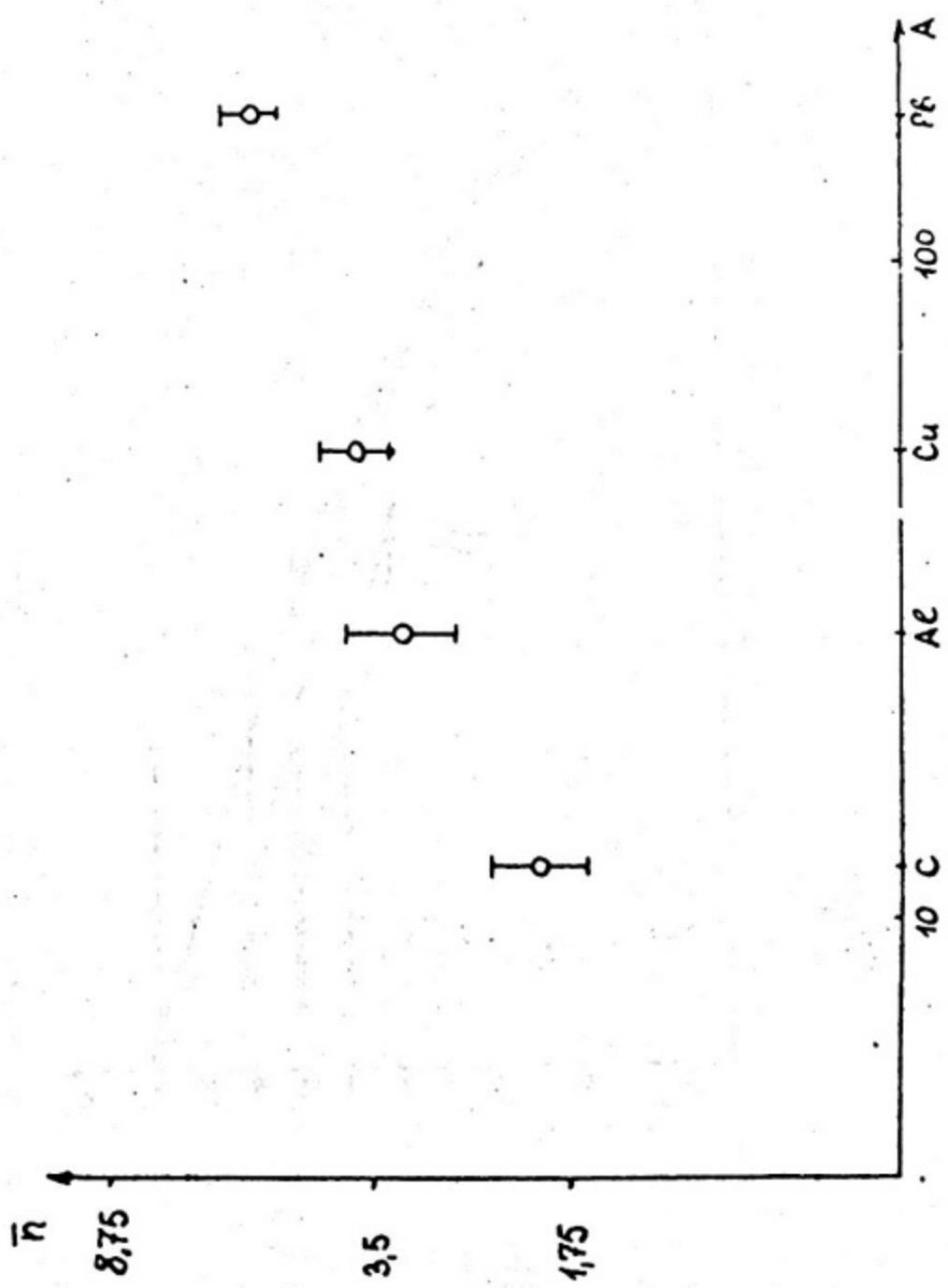


Рис. 14

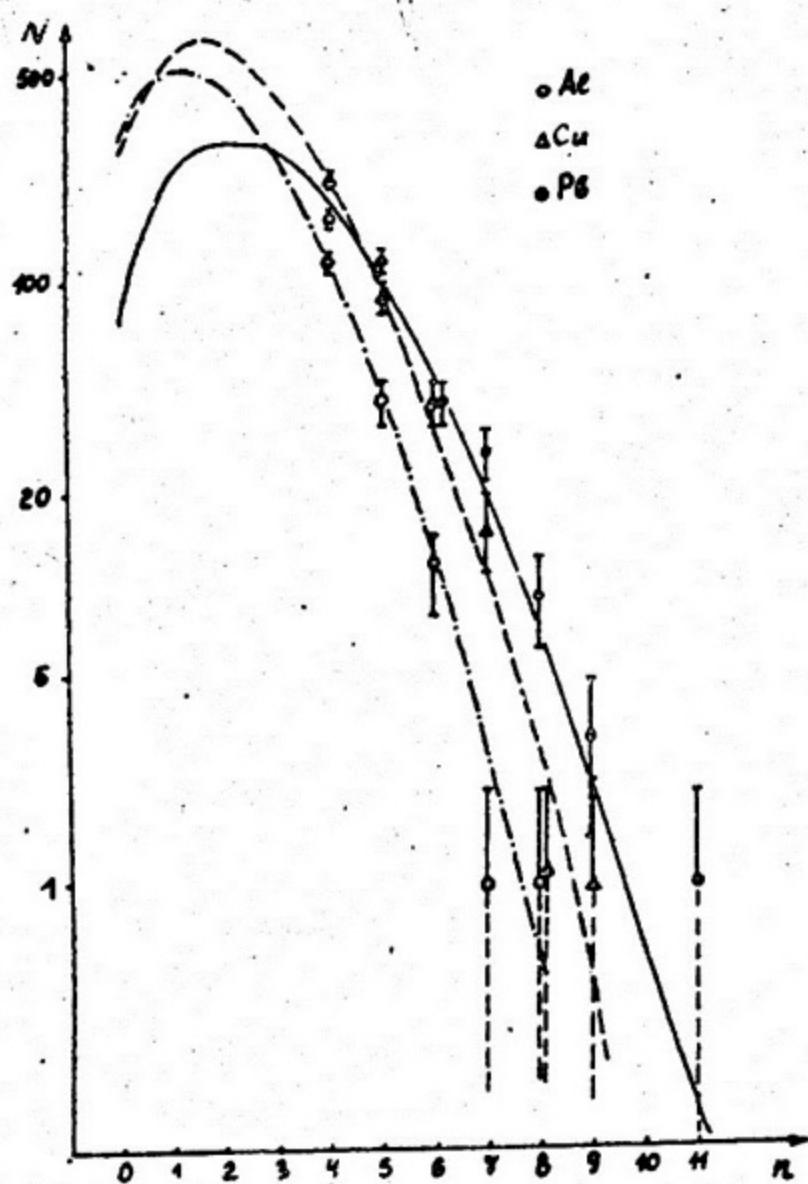


Рис. 15

$B [Gev^{-2}]$

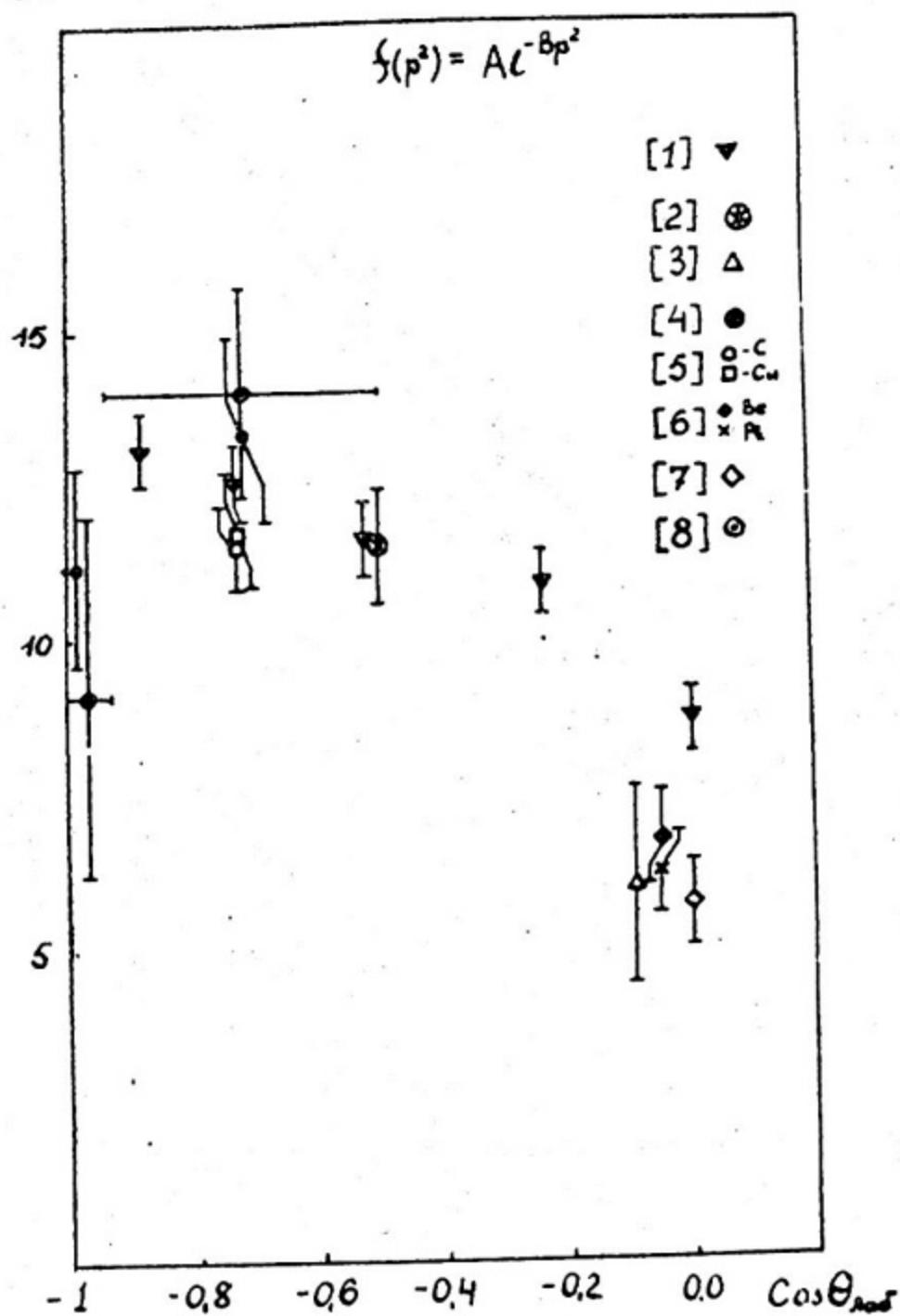


Рис. 16

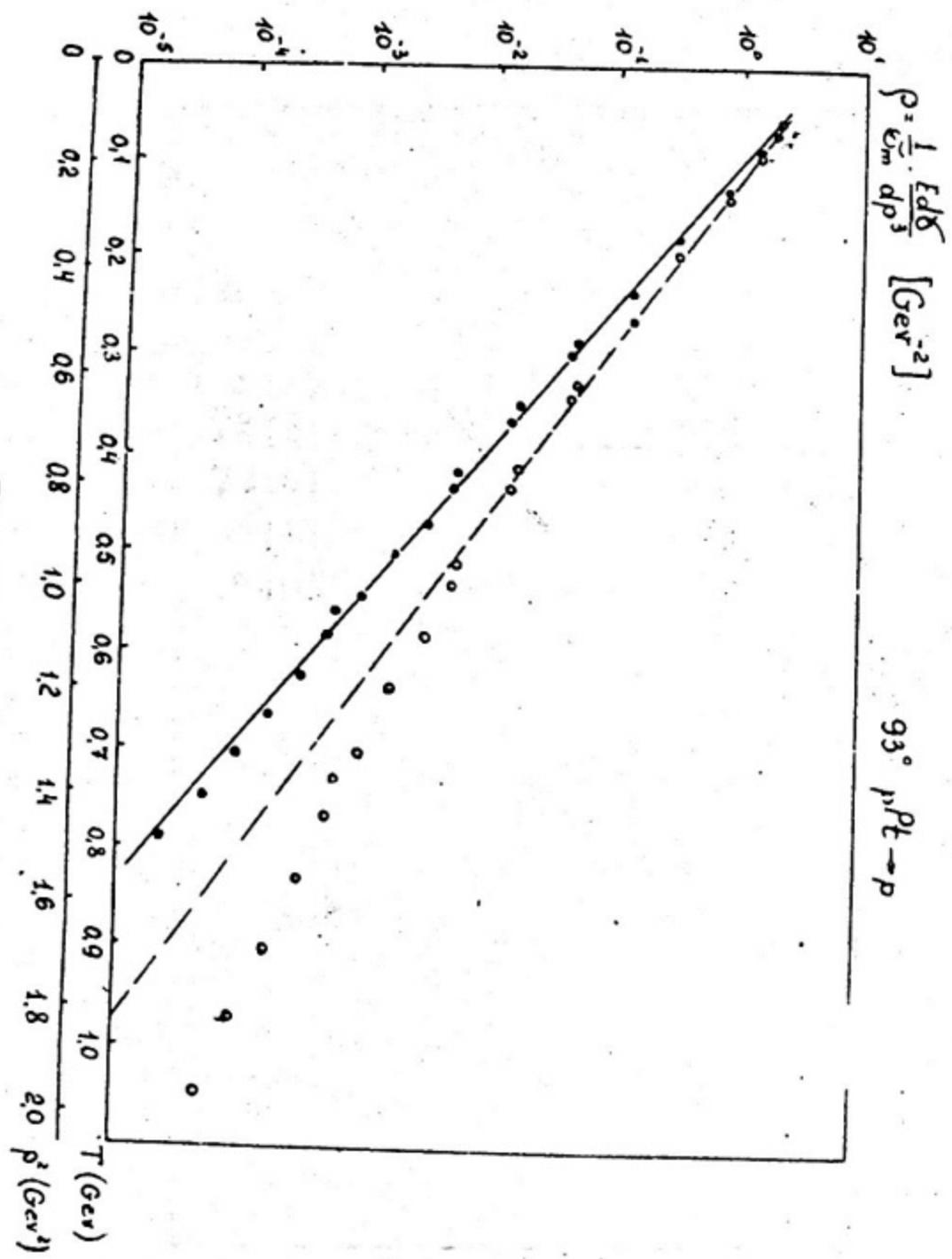


Рис. 17

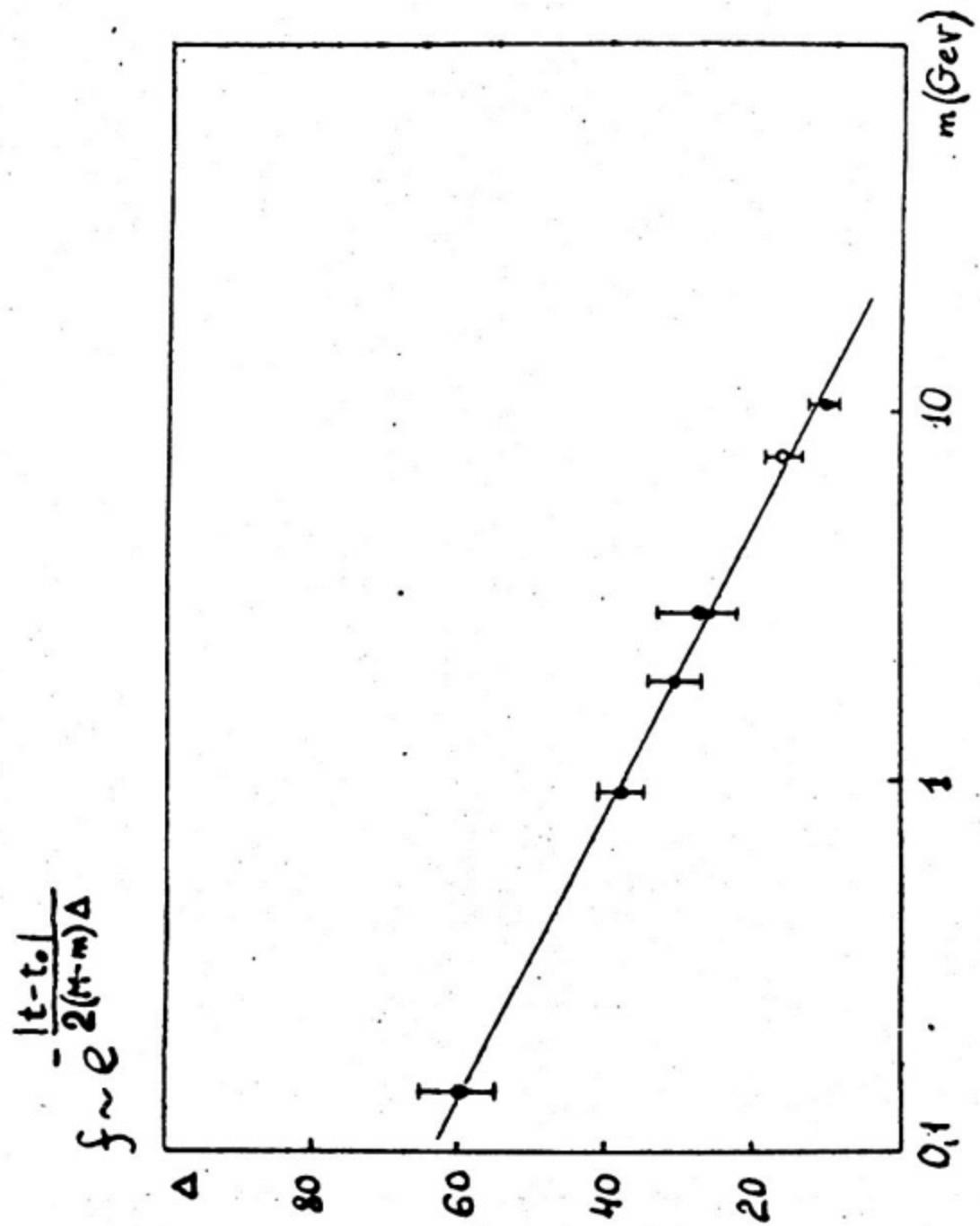


Рис. 18

Л 91166. Подп. к печати 13/У-75 г. Объем 2,75 п.л.

Заказ 769. Цена 30 к. Тираж 250.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, дом 1