

539.1

ВВБ

93  
K

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

«Некоторые вопросы экспериментальных  
исследований в области физики высоких энергий»

А. М. БАЛДИН

## ИССЛЕДОВАНИЯ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ

(Конспекты лекций)

МОСКВА — 1975

НБ0

539.1

В85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

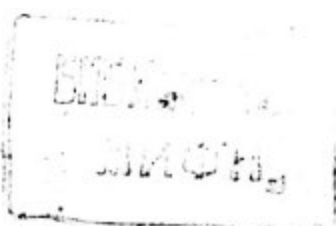
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.М.Балдин

ИССЛЕДОВАНИЯ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ  
ЯДРАМИ

(Конспекты лекций)



Москва - 1975

## 1. Введение

Проблема изучения сложных, составных систем, для которых существенны релятивистские эффекты в последнее время приобретает первостепенное значение. Здесь прежде всего следует упомянуть кварковые — партонные модели, проблему описания структуры адронов. Уже с конца пятидесятых годов физики отказывались от утверждений, встречающихся в широко распространенных учебниках о том, что элементарная частица в принципе не может иметь размеров. ("Если нечто проявляется только как целое, значит оно абсолютно твердое, существование же абсолютно твердых, протяженных тел противоречит теории относительности"). Опыты по рассеянию электронов на протонах, с очевидностью показали существование у последних формфакторов и мы сейчас можем говорить о размерах области пространства, занимаемой отдельным протоном. Более того, если подсчитать плотность вещества в этой области, то она оказывается всего примерно в три раза больше плотности ядерного вещества. Расстояния между нуклонами в ядрах сравнимы с размерами самих нуклонов и приходится только поражаться значительным успехам нерелятивистской ядерной физики, в основе которой лежит представление о ядре как о совокупности точечных объектов, взаимодействующих с помощью некоторых



"ядерных сил".

Рассеяние протонов на протонах при высоких и сверхвысоких энергиях наглядно проиллюстрировали, что размеры протонов проявляются и в чисто ядерных взаимодействиях, а не только при взаимодействиях электронов с протонами. Хотя при этом оказалось, что "ядерный размер протона" немного отличается от электромагнитного и к тому же растет с энергией, тем не менее лишь несколько видоизмененная картина Фраунгоферовой дифракции на шарике хорошо описывает большую совокупность экспериментальных данных. Тем самым демонстрируется правильность наших представлений о конечных, а отнюдь не исчезающих малых размерах нуклона.

Вместе с тем еще в начале шестидесятых годов М.А.Марков неоднократно подчеркивал, что этот размер элементарной частицы совсем не тот, который имели в виду физики, занимавшиеся устранением трудностей квантовой теории поля. Он отметил <sup>/1/</sup>, что этот формфактор связан с обильным рождением других частиц при воздействии на протон и высказал идею, что неупругий формфактор тех же частиц будет обладать свойствами, которые присущи рассеянию на точечной частице. Эта идея получила замечательные подтверждения в процессах глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах. Процессы глубоко неупругого рассеяния с особой остротой поставили извечный вопрос :

"А что дальше?", т.е. какие же структурные единицы следует принять за основу "внутреннего устройства протона".

Представления о новых сущностях с исчезающе малыми размерами — о партонах находится в настоящее время в состоянии бурного развития. Правда, вместо формул обычно рисуются картинки, напоминающие абстрактную живопись: автор сам не вполне понимает, что он рисует, а слушатели делают вид, что они понимают. В значительно лучшем состоянии находится кварковая модель, которая развилась на основе составных моделей имеет в своем активе не только оправдавшиеся предсказания, но и закономерности (формулы!), охватывающие удивительно широкий класс экспериментального материала.

Составные модели в качестве исходной гипотезы принимают существование в природе энергий связи сравнимых с массами составляющих частиц.

Последнее подразумевает существенно релятивистский подход к задаче связанного состояния, что само по себе представляет собой фундаментальную проблему. Так или иначе, но перед физиками во весь рост стоит проблема описания "внутриадронной материи" и связанная с ней проблема релятивистского описания протяженных составных объектов. Причем бурное накопление экспериментальных данных делает ситуацию в этой важнейшей области критической, напо-

минающей состояние теории структуры материи во времена знаменитых опытов Резерфорда. Это наглядно иллюстрируется рис. 1, где приведено угловое распределение  $\alpha$  - частиц из работы Резерфорда 1971 года, продемонстрировавшее : существование внутри атома элементарной сущности, способной воспринять большой импульс - атомного ядра и угловое распределение в рассеянии адрон-адрон с большими передачами импульса.

Последнее угловое распределение, также свидетельствует, что адроны имеют структуру.

Цель моих лекций - рассказать о некотором подходе к этой группе проблем, родившемся в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ - о релятивистской ядерной физике. Как всякое крупное направление, связанное с индустриальным экспериментом - это направление имеет также много побочных выходов, о которых я буду упоминать лишь очень кратко. Содержание релятивистской ядерной физики определяется физическими явлениями , происходящими при столкновении ядер, ускоренных до скоростей, близких к скорости света. Основные постановки задач и методики совпадают с тем, что имеется в физике элементарных частиц: а) упругое рассеяние, множественные процессы, большие передачи импульсов; б) пузырьковые и стримерные камеры, электронные методы. Вместе с тем, столкновение релятивистских ядер ока-

зывается значительно многообразнее, богаче информацией. Важной особенностью столкновения релятивистских ядер является то, что гигантские энергии концентрируются не в точке, а в значительных (по сравнению с размерами элементарных частиц) областях пространства. Эта уникальность условий не может не дать важных следствий. При столкновении релятивистских ядер должно сильно проявляться представление о ядре как о сплошной среде, а не как совокупности точечных нуклонов, описываемых известными моделями теории ядра.

## П. Релятивистская ядерная физика

Релятивистскую ядерную физику мы определяем как область многобарионных явлений, задаваемую условием:

$$\xi = \frac{p^2}{m^2} \gg 1 \quad (1)$$

где  $p^2$  — квадраты импульсов частиц, а  $m^2$  — квадраты их масс.

В этой области применима масштабная инвариантность, что существенно упрощает теоретическое рассмотрение.

Масштабная инвариантность является одним из важнейших законов, характеризующих "внутриадронную материю". Всесторонняя проверка этого закона в новой постановке (частично нами уже проведенная) представляет большой инте-

рес и об этом речь будет идти ниже.

Условие (1) позволяет рассматривать асимптотику матричных элементов. В частности, оно дает возможность ввести один из критериев, определяющих кумулятивный эффект.

Под кумулятивным эффектом мы понимаем процесс столкновения релятивистского ядра с мишенью, в результате чего вновь образующимся частицам передается энергия, значительно превышающую ту, которая приходится на один нуклон налетающего ядра. Этому явлению мы уделяем основное внимание. Кумулятивный эффект является, хотя быть может и наиболее ярким, но частичным случаем процессов множественного рождения частиц при столкновении релятивистских ядер. Процессы множественного рождения, представляющие огромное большинство всех процессов, идущих при высоких энергиях являются в настоящее время наиболее интенсивно изучаемыми процессами физики высоких энергий. Тенденция увеличения значимости исследований процессов множественного рождения, несомненно, сохранится на многие годы, ибо эти процессы необычно сложны и многообразны. Изучение столкновений релятивистских ядер дает возможность нетривиального подхода к многочастичным процессам. Очень важными особенностями, составляющими специфику исследований столкновений релятивистских ядер



по сравнению со столкновениями частиц являются :

(1) Внутренняя структура сталкивающихся объектов известна хотя бы в нерелятивистском пределе;

(2) Имеется возможность в широких пределах варьировать квантовые числа сталкивающихся объектов;

(3) Представляется возможность исследовать процессы столкновения, когда не только в конечном, но и в начальном состоянии процесса присутствует много частиц (кумулятивные эффекты);

(4) Имеется возможность более обоснованного применения статистического и гидродинамического подходов (значительно больше число конфигураций, по которому происходит усреднение).

Помимо исследования неупругих столкновений и процессов множественного образования частиц, большой интерес представляет изучение поведения полных сечений взаимодействия ядро-ядро (особенно факторизации), бинарных реакций, упругого рассеяния с большими передачами импульса. Эти реакции имеют большое значение с точки зрения проверок ряда моделей, используемых в теории элементарных частиц, ибо ядра могут служить реалистической "кварковой" моделью релятивистского протяженного объекта. Причем мы можем в широких пределах варьировать структуру наших объектов, выбирая разные пучки и мишени. Область этих явлений чрезвычайно многообразна, а про-

блема описания структуры частиц становится все более важной, ибо уже в настоящее время в физике высоких энергий мы имеем дело с длинами волн частиц, значительно меньшими их размеров.

### (1) Упругое рассеяние ядро-ядро

Проблема теоретического описания релятивистских протяженных объектов еще очень далека от своего завершения. Уравнения типа Бете-Солпитера и квазипотенциальный подход являются довольно грубыми приближениями даже для взаимодействия систем, состоящих из двух частиц.

В этом разделе я кратко остановлюсь лишь на одной постановке задачи, имеющей прямое отношение к проблеме, обсуждающейся во введении.

Для упругого рассеяния составных систем в области высоких энергий и больших передаваемых импульсов А.Н.Тавхелидзе и его сотрудники<sup>/2/</sup> предложили интересную закономерность, нашедшую подтверждение в экспериментах с элементарными частицами. Эта закономерность гласит :

Сечение упругого рассеяния для составных систем I и II в области  $S \sim |t| \gg m_i^2$  имеет вид :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{S^m} f\left(\frac{t}{S}\right) \rightarrow \frac{1}{S^m} F(\theta) \quad (2)$$

где  $t$  и  $S$  - обычные релятивистски инвариантные

кинематические переменные:  $S = (P_I + P_{II})^2$ ;  
 $t = (P_I - P_{II}')^2$ ;  $E$  и  $\theta$  - энергия и угол  
 в системе центра масс. Причем

$$m = 2(n_I + n_{II} - 1) \quad (3)$$

где  $n_I$  - и  $n_{II}$  - числа частиц, составляющих соответственно систему I и II.

Формула (1) следует из чисто размерных соображений. Как показывает анализ экспериментального материала по упругому рассеянию на большие углы, эта закономерность очень хорошо выполняется, если приписать пионам и каонам  $n_I = 2$ , нуклонам  $n_I = 3$ , электронам  $n_I = 1$ , в соответствии с кварковой моделью.

На рис. 2 изображены данные по упругому PP-рассеянию. Ошибки эксперимента меньше размеров точек. Прямые линии соответствуют формуле (2) при  $m \approx 10$ . Необходимо подчеркнуть, что величина сечения меняется на несколько порядков величины и измерена при существенно различных  $\theta$  и  $S$ .

Изучение упругого рассеяния ядер дает возможность существенно расширить диапазон изменения  $n_I$  и  $n_{II}$  и проверить, не является ли отмеченное выше совпадение формулы (1) с экспериментом случайным.

В настоящее время мы готовим эксперименты по упругому рассеянию релятивистских дейтронов и  $\alpha$ -частиц.

Сособенно интересен ответ на вопрос : начиная с каких передач импульсов дейтон начинает вести себя не как двух-нуклонный, а как шестикварковый объект?

То, что дейтон при высоких энергиях начинает вести себя не как рыхлая составная система, а как компактное образование, мы убедились в первых же опытах с релятивистскими дейтонами. Описанию этих явлений посвящен следующий раздел.

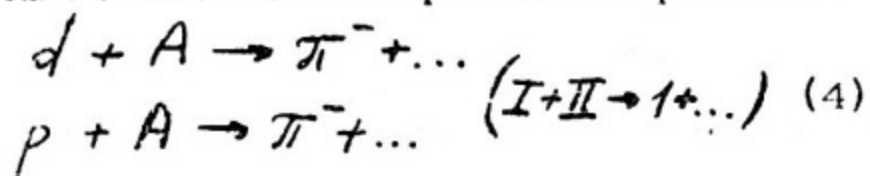
## (2) Кумулятивный эффект.

При постановке задачи об обнаружении кумулятивного эффекта мы исходим из идей, отмеченных во введении и следующих оценок <sup>/3/</sup>. К концу 1970 года, когда начались эти работы, было известно, что масштабная инвариантность выполняется не только в столкновениях электрон-протон, но и в столкновениях адронов. Одно из возможных ее толкований заключалось в том, что при очень высоких энергиях массы, формфактор и другие константы размерности длины становятся несущественными, а "внутриадронная материя" ведет себя как однородная, сплошная среда (аналогия с точечным взрывом - автомодельность).

Мы фактически ввели предположение о том, что при высоких энергиях группа нуклонов, если расстояние между ними меньше или порядка характерного размера



$\rho \sim \frac{1}{\langle R_d \rangle} \approx 0,7 \cdot 10^{-13}$  см, тоже представляет собой однородную сплошную среду. Для такой "капельки" ("зерна") должны выполняться соотношения масштабной инвариантности, когда она соударяется, например, с нуклоном. Сечение при этом распадается на множитель, определяющий вероятность обнаружить в ядре такую "каплю" и на масштабно инвариантную функцию, которая для оценок принималась универсальной (не зависящей от числа нуклонов в капле) и равной структурной функции образования мезонов в  $p-p$  - рассеянии. На основе этой модели было предсказано отношение сечений мезонообразования в реакциях:



При энергиях протонов, вдвое превышающих энергию на нуклон в дейтоне и при значениях параметра  $X = \frac{P_\pi}{(P_\pi)_{\max}}$  больше 0,5 ожидалось, что это отношение будет  $\sim \left(\frac{P}{\langle R_d \rangle}\right)^3 \sim 5 \div 10\%$ . Это означало, что, например, при энергии дейтонов  $8 \div$  Гэв (4 Гэв на нуклон). Можно с большой вероятностью получить пионы с энергией 5-7 Гэв. Многим физикам это предсказание показалось неправдоподобным. Тем не менее эксперимент<sup>/4/</sup> полностью подтвердил эту оценку.

Были обнаружены пионы, уносящие до 98% кинетической энергии дейтона. Важно, что эксперимент продемонстриро-

вал применимость масштабной инвариантности к составным (ядерным) системам. Группа В.С.Ставинского начала систематические исследования кумулятивного эффекта и ниже я приведу экспериментальные данные об этом интересном явлении, накопленные нами к настоящему времени.

Важной характеристикой кумулятивного эффекта является зависимость выхода образующихся частиц от атомного номера релятивистского ядра. Однако до последнего времени пучки релятивистских ядер с  $A > 4$  и энергией, позволяющей надежно определять кумулятивный эффект от эффектов, связанных с ферми-движением нуклонов в ядрах пока отсутствуют. Релятивистское ускорение тяжелых ядер и даже ядер среднего веса представляет собой пока сложную ускорительную проблему, которая будет, видимо, решена только после создания специализированного ускорителя релятивистских ядер – Нуклотрона (о чем речь будет ниже).

В связи с этим мы обратились к исследованию кумулятивного эффекта в антилабораторной системе координат, т.е. в терминах физики инклюзивных реакций мы изучаем не фрагментацию налетающей частицы, а фрагментацию частицы мишени.

Используя преимущества медленного вывода Дубненского синхрофазотрона (интенсивности пучка бомбардирующих частиц до  $10^{11}$  p/p) и особенности специально созданной

установки удалось получить данные по кумулятивному эффекту вплоть до четвертого порядка включительно. (Под номером порядка кумулятивности мы можем понимать число нуклонов релятивистского ядра, участвующих в столкновении).

Ядра, в том числе и тяжелые, бомбардируются ускоренными протонами и дейтонами, а спектр рожденных частиц измеряется в направлении "назад", т.е. под углом  $180^\circ$  к направлению первичного пучка. Такая постановка эксперимента позволяет провести исследования кумулятивного эффекта практически для любых ядер.

Кроме того, в этом случае интервал энергий взаимодействующих ядер увеличивается примерно вдвое, ибо энергия, приходящаяся на один нуклон ядра, в данной постановке эксперимента больше, чем в случае мезонообразования ускоренными ядрами на нуклонах мишени (для данного ускорителя).

Важно также подчеркнуть, что (как и следовало ожидать) зависимость сечения от свойств ядер, на которых происходит фрагментация (ядро П) оказывается очень слабой. Наиболее яркими и интересными оказались зависимости от свойств фрагментирующего ядра.

Описание установки содержится в работе <sup>15/</sup>. С помощью этой установки были получены основные результаты <sup>6,7/</sup>. Во-первых, для стыковки данных был измерен в антилабора-

торной системе координат кумулятивный эффект на дейтонах и получено хорошее согласие (рис. 8). В цитированных выше работах было показано, что инвариантное сечение  $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$  обладает масштабной инвариантностью и довольно специфической  $A$ -зависимостью. Тем самым ответ на главный вопрос о существовании кумулятивного эффекта был получен. Опишем кратко основные закономерности кумулятивного эффекта, выясненные к настоящему времени.

Запишем  $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$  через релятивистские инварианты реакции

$$I + II \rightarrow 1 + \dots$$

$$\nu_1 = (P_I \cdot P_1); \quad \nu_2 = (P_{II} \cdot P_1); \quad \nu = (P_I \cdot P_{II})^{(5)}$$

где  $P_I$  и  $P_{II}$  — импульсы сталкивающихся частиц, а  $P_1$  — импульс одной из образующихся частиц (инклюзивная постановка).

В области предельной фрагментации для частицы 1 имеем:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = f(\nu; \nu_1, \nu_2) \Big|_{\nu \rightarrow \infty} = f(\nu_1, m_1^2) \quad (6)$$

зависимость от  $\nu_1$  является, очевидно, зависимостью от известной масштабной переменной  $X$ .

Для  $\nu_1$  существует ограничение, вытекающее из законов сохранения, которое в приближении  $\left(\frac{m_1^2}{\nu}\right) \ll 1$  имеет вид :

$$V_1 = \frac{m_I^2}{2} \left[ 1 - \frac{\Delta}{2V} + \frac{m_{1L}^2}{m_I^2 \left( 1 - \frac{\Delta}{2V} \right)} \right] \quad (7)$$

$$\text{где } \Delta = M_f^2 - m_I^2 - m_{II}^2 - m_1^2; M_f^2 = (P_I + P_{II} - P_1)^2$$

Наибольшее возможное значение  $V_1$  определяется массой  $m_I^2$ . Если принять, что (3) можно отнести к части фрагментирующего ядра (в смысле партонных моделей):

$P_I = \lambda P_I; m_I = \lambda m_I$ , то при  $\Delta = \Delta^{\min}$  из формулы (3) определяем минимальное значение числа

$\lambda < 1$  соответствующее данному, измеренному на опыте  $V_1$ . Параметр  $\lambda$  является характерным параметром кумулятивности.

Основные результаты, полученные в этой серии экспериментов, иллюстрируются рисунками 3-8. Их можно обобщить следующим образом: (1) особенности структуры формфактора и форма поверхности фрагментирующих ядер не играют существенной роли в кумулятивном мезонообразовании; (см.рис. 6 и 7, где представлены  $A$ -зависимости сечения для различных ядер включая, например, сильно "разрезанные" по нейтронам изотопы самария, вольфрама, ядра сильно деформированные и сферические);

(2) переход к предельной фрагментации (независимость сечения от  $V$ ) наступает уже в районе 4 Гэв/нуклон (см.рис. 3);



(3) вся совокупность данных по спектрам кумулятивных пионов хорошо укладывается в простую зависимость

$$f(V_1) = \text{const} \cdot A \cdot \exp[-aV_1]$$

На рисунках (4, 5 и 6) эта зависимость в антилабораторной системе координат представлена как функция кинетической энергии мезонов;

$$T_\pi = E_1 - m_1, \text{ но } V_1 = E_1/M_I$$

Переход от зависимости  $A^{2/3}$  к зависимости вида  $A^n$  иллюстрируется рисунками 6, 7 и 9.

(4) Кумулятивный эффект вплоть до 4 порядка (участвуют в столкновениях 4 нуклона) оказывается вполне наблюдаемым, что говорит не только о возможности его всестороннего изучения, но и о некоторых практических применениях. В частности, сильная зависимость от  $A$  позволяет сделать утверждение: при равных интенсивностях циркулирующих пучков протонов и ядер углерода в заданном ускорителе, интенсивности вторичных пучков в случае ядер углерода будут выше, несмотря на то, что в этом последнем случае энергия на нуклон в два раза меньше. Причем с малыми интенсивностями можно получить частицы с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя, что и предсказывалось в нашей работе<sup>/3/</sup>.

(5) При равных энергиях на нуклон фрагментация ядер на протонах и дейтонах одинакова в пределах ошибок наших экспериментов.

В настоящее время физики ЛВЭ реализуют широкую программу исследований с релятивистскими ядрами.

Получен и обрабатывается большой материал по облучению большой стримерной камеры в пучке ядер гелия с энергией 17 Гэв. Завершается цикл работ по исследованию взаимодействий дейтонов и монохроматических нейтронов в жидководородной камере, подготовлена к облучению релятивистскими ядрами 2-х метровая пропановая камера.

Особо следует оговорить исследования по столкновению ядро-ядро на внутренних мишенях ускорителя (упругое рассеяние). Эта методика (с участием тех же самых физиков, развившаяся на дубненском синхрофазотроне, послужила началом известных исследований с помощью сверхзвуковой струйной мишени на ускорителях в Серпухове и в Батавии. Мы используем эту установку не только для целей релятивистской ядерной физики, но и в целях отработки методики и тренировки персонала для экспериментов, которые мы ведем в Батавии.

### 3. Фрагментация ядер<sup>18/</sup>

Фрагментация является наиболее обильно идущим процессом и будет играть первостепенную роль при изучении

столкновений релятивистских ядер методами трековых приборов. Первые ее детальные наблюдения не получили (как будет ясно ниже) должной интерпретации<sup>/9/</sup>. Кроме того, определение сечений фрагментации играет очень большую роль в проверках гипотез происхождения космических лучей. Как показано в работе<sup>/10/</sup>, 10% ошибки в сечениях фрагментации и в величинах потоков ядер различных групп приводят к 100% ошибкам в значениях количества вещества, пройденного космическими лучами.

Основные закономерности, отмечаемые авторами исследований<sup>/9/</sup>, сводятся к следующему :

1. Сечения фрагментации факторизируются

$\sigma_{I\Pi} = C_I \cdot C_{\Pi}$  , т.е. сечения взаимодействия ядра I и  $\Pi$  распадается на множители, зависящие только от свойств ядер I или  $\Pi$ .

2. Средние скорости фрагментов равны скорости налетающего ядра и распределения их по импульсам имеют вид (рис. 10).

3. Распределения фрагментов по импульсам одинаковы в системе координат, где фрагментирующее ядро покоится. Распределение по продольным импульсам совпадают с распределением по поперечным импульсам и описываются распределением Гаусса

$$N = a \cdot \exp \left[ -\frac{P^2}{2\sigma^2} \right]$$

причем

$$\sigma \approx m_\pi \approx 140 \text{ МэВ}$$

Последнее обстоятельство подчеркивается авторами /9/.

Покажем, что эти закономерности легко объясняются обычным полюсным приближением. В этом приближении амплитуда процесса

$$I + II \rightarrow 1 + \dots \quad (8)$$

идущего через одночастичное промежуточное состояние с определенной массой  $m_2$  имеет вид (см. например, /11/),

$$T_{fi} = \frac{1}{2} \sum_j \frac{T_{fj} T_{ji}}{(P_I - P_1)^2 - m_2^2} = \quad (9)$$

$$= -\frac{1}{2} \sum_j \frac{T_{fj} T_{ji}}{(m_1 + m_2 - m_I)(m_I + m_2 - m_1) + m_I m_1 b_{I1}}$$

Здесь мы ввели очень удобную для описания столкновения релятивистских ядер инвариантную переменную

$$b_{I1} = 2 \left[ \frac{P_I \cdot P_1}{m_I m_1} - 1 \right] \quad (10)$$

Дробь со знаменателем (9) имеет характер функции по переменной  $b_{I1}$ . Это обусловлено тем, что параметр

$$\alpha = \frac{(m_1 + m_2 - m_I)(m_I + m_2 - m_1)}{m_I m_1} \quad (11)$$

очень мал, либо в силу того, что число нуклонов в ядре 1 равно сумме чисел нуклонов в ядрах 1 и 2 (реакция срыва), либо в силу равенства числа нуклонов в ядре, соответственно, сумме числа нуклонов в 1 и 2 (реакция подхвата). Интересно отметить, что из разностей, стоящих в скобках, выпадает также энергия связи, приходящаяся на нуклон.

Таким образом, релятивистски инвариантные сечения реакции типа 2 имеют следующий вид

$$\frac{d\sigma}{dv_{I1}} = \frac{F}{(\alpha + v_{I1})^2} \quad (12)$$

Если пренебречь спинowymi эффектами, то  $F$  распадается на множители (факторизуется), один из которых описывает процесс  $1 \rightarrow I + 2$ , а другой — столкновение частиц  $II$  и  $2$ .

Введение одного параметра  $v_{I1}$  вместо продольных и поперечных импульсов упрощает анализ.

Для пионов и  $\gamma$ -квантов более удобно пользоваться параметром  $2[(P_I P_1) - m_I m_1]$ . Отметим, что использованная нами выше в качестве переменной кинетическая энергия кумулятивных частиц в антилабораторной системе координат с точностью до множителя совпадает с  $v_{I1}$ :



$$v_{I1} = 2 \frac{E_1 - m_1}{m_1} = 2 \frac{T}{m_1}$$

В нерелятивистском приближении  $v_{I1} \approx \left( \frac{\vec{p}_I}{m_I} - \frac{\vec{p}_1}{m_1} \right)^2$  квадрат разности скоростей ядра и его фрагмента. В системе покоя фрагментирующего ядра

$v_{I1} = 2 \left[ \sqrt{1 + \frac{p_1^2}{m_1^2}} - 1 \right] \approx \frac{p_1^2}{m_1^2}$  При условии (1) имеем:

$$v_{I1} = \frac{p_1'' p_I}{m_1 m_I} \left( \frac{m_I}{p_I} - \frac{m_{1\perp}}{p_1''} \right)^2 + \left( \frac{m_{1\perp}}{m_1} - 1 \right)^2 \quad (13)$$

где  $m_{1\perp} = \sqrt{m_1^2 + p_{1\perp}^2}$

Через быстроты  $y$  параметр  $v_{I1}$  выражается следующим образом

$$v_{I1} = 2 \left[ \frac{m_{1\perp}}{m_1} \operatorname{ch}(y_I - y_1) - 1 \right] \approx (y_I - y_1)^2 \quad (14)$$

Из приведенных формул сразу вытекают следующие выводы:

1. Факторизация сечений получается в соответствии с тем, что наблюдалось в эксперименте<sup>/9/</sup> и для ее объяснения нет необходимости в ссылках на Редже-модели.

2. Равенство средних скоростей (быстрот) фрагментов также является естественным следствием справедливости полюсного приближения.

3. Распределение по импульсам имеет резкие максимумы при

$$\frac{m_I}{p_I} = \frac{m_{1\perp}}{p_1''}$$

или при :

$$P_{\perp} = m_1 \frac{P_I}{m_I} = m_1 \text{const} \quad (15)$$

в соответствии с рис. 10.

4. Распределение по продольным и поперечным импульсам в системе покоя фрагментирующего ядра совпадают.

Утверждение авторов работы <sup>/9/</sup>, что все пики в распределении фрагментов описываются единой Гауссоидой с

$\sigma = m_{\pi} = 140$  Мэв является следствием недостаточной точности эксперимента. Совпадение ширины с  $m_{\pi}$  носит случайный характер. Как следует из полуэмпирической формулы для энергий связи ядер, разности масс в формуле (11) для  $X$  сильно меняются, что должно приводить в противоречии с утверждениями в <sup>/9/</sup> к существенно различным ширинам пиков. В частности, как следует из формул (12) и (13) распределения по  $v_{x1}$  в реакциях

$\text{He}^4 + A \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{He}^3 + \dots \\ \text{He}^4 + \dots \end{array} \right.$  должны резко различаться, причем  $\alpha(\text{He}^4) \approx \frac{1}{2} \alpha(P)$

Отметим, что с точностью до применимости полюсного приближения сечения фрагментации можно получить на основе формулы (9), используя данные по реакциям многозарядными ионами при низких энергиях. При обобщении на случай лестничных диаграмм (множественная фрагментация) знаменатели матричного элемента процесса

$$I + II \longrightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$$

будут содержать множители вида :

$$(m_I - M - \sum_i m_i)(m_I + M - \sum_i m_i) - \sum_{i>j} m_i m_j v_{ij} - \\ - \sum_i m_I m_i v_{Ii}$$

Это выражение минимально, когда все разности быстро-  
равны нулю. Таким образом, для множественной фрагмента-  
ции предсказываются очень узкие распределения по  $v_{Ii}$ .  
Отметим также естественное предсказание, вытекающее из  
нашей модели для прохождения релятивистских ядер через  
вещество : основная часть ядерных столкновений идет с со-  
хранением энергии, приходящейся на нуклон. Этот вывод ва-  
жен для анализа состава космического излучения. Распреде-  
ление по энергии на нуклон более легких ядер должно повто-  
рять распределение тяжелых, если первые своим происхож-  
дением, в основном, обязаны каскаду фрагментаций тяжелых  
ядер.

Область кумулятивного образования частиц можно также  
определить с помощью параметра  $v_{I1}$ . Пренебрегая  
членами порядка  $\left(\frac{m_i}{V}\right)^2$  и выше можно показать, что :

$$v_{I1} = \frac{m_I}{m_1} \left[ 1 - \frac{\Delta}{2V} + \frac{m_{1\perp}^2}{m_I \left(1 - \frac{\Delta}{2V}\right)} \right] - 2 \quad (16)$$

где :  $\Delta = M_f^2 - m_I^2 - m_{II}^2 - m_1^2$ ,  $M_f^2 = (P_I + P_{II} - P_1)^2$   
инвариантная недостающая масса,  $V = (P_I P_{II})$ . Из (16)

следует, что наибольшее возможное значение  $v_{I1}$  при  $\Delta = \Delta^{\min}$  определяется массой  $m_I$ . Если предположить, что (16) можно отнести к части фрагментирующего ядра:  $P_I \rightarrow \lambda P_I$  и  $m_I \rightarrow \lambda m_I$ , то  $v_{I1}$  определяет минимальное значение числа  $\lambda < 1$  — характерного параметра кумулятивности. Наше предположение можно понимать либо как следствие масштабной инвариантности, либо как следствие составной природы ядер (в последнем случае  $\lambda$  — число нуклонов — дискретная величина).

Распределение продуктов реакции по параметру  $v_{Ii}$  (или  $m_i v_{Ii}$ ) позволяет предложить классификацию столкновений релятивистских ядер. Группа продуктов реакции в малой окрестности  $v_{Ii}$  вблизи нуля:  $v_{Ii} \lesssim \frac{\varepsilon}{m_i}$  — следует отнести к "осколкам" — части, обусловленной особенностями ядра как слабо связанной системы. В области больших её значений измеряемая величина  $v_{Ii}$  определяет минимальное значение параметра кумулятивности  $\lambda$  (в рамках нашего предположения). Резкое усиление матричных элементов за счет полюсных знаменателей приводит к тому, что "осколки" будут сопровождать практически каждое событие, регистрируемое в трековых приборах. Можно ожидать, что они будут сопровождать и кумулятивный эффект. Если корреляция между

этими явлениями существует, то кумулятивный эффект  $N$ -  
 ого порядка (участвует  $N$  нуклонов  $\lambda = \frac{N}{A}$ ) должен  
 сопровождаться фрагментом из  $(A - N)$  - нуклонов. Сече-  
 ние при этом распадается на множитель, определяющий веро-  
 ятность обнаружить компактную каплю ("зерно") из  $N$   
 нуклонов, и множитель - универсальную функцию, описываю-  
 щую столкновение адронов. Эта модель позволила правильно  
 предсказать <sup>/3/</sup> величину кумулятивного эффекта, однако из  
 нее вытекает ступенчатый характер спектров кумулятивных  
 частиц, по-видимому, не обнаруженный на опыте <sup>/5/</sup>. Если  
 ступенчатый характер сечения удастся полностью исключить,  
 то целесообразно будет более тщательно изучить альтерна-  
 тивное предположение о непрерывности  $\lambda$ , обусловлен-  
 ной автомодельностью в применении к ядрам <sup>/3/</sup> и восходя-  
 щее к идее М.А.Маркова <sup>/1/</sup> о несущественности формфакто-  
 ров для неупругих столкновений. Это означает, что сечение  
 зависит лишь от отношения  $\frac{(P_T \cdot P_z)}{P_z^2} = \lambda$ , где  
 $P_z$  - 4х-импульс подсистемы, участвующей в мезонооб-  
 разовании.



#### 4. Перспективы релятивистской ядерной физики

Помимо исследования неупругих столкновений и процессов множественного образования частиц большой интерес представляет изучение поведения полных сечений взаимодействия ядро-ядро. Можно предложить

нетривиальную постановку задачи с релятивистскими ядрами практически для любой проблемы адронной физики. При этом ядро может служить реалистической "кварковой моделью" релятивистского протяженного объекта.

Получение ускоренных ядер среднего веса, а возможно и тяжелых позволит не только достигать высоких порядков кумулятивности, но и реализовать идеи, имеющие большое значение с точки зрения понимания структуры ядра. Это связано, главным образом, с возможностью индивидуального наблюдения ядер и групп движущихся барионов в трековых приборах с определением заряда и массы каждого отдельного ядра. Традиционные методы нерелятивистской ядерной физики этого не позволяют. Это принципиально новая возможность изучения короткоживущих ядерных состояний с временами жизни от  $10^{-6}$  до  $10^{-11}$  сек, а также наблюдения изоядер, гиперядер, а, возможно, и суперзаряженных (очарованных ядер). Последняя возможность обсуждалась А.А.Тяпкиным. Изучение экзотических состояний ядер связано с возможностью применения традиционных для физики

высоких энергий трековых методик и изучения резонансных состояний с временами жизни вплоть до  $10^{-24}$  сек. Как показывают оценки при ускорении ядер среднего веса можно получить квазистабильные ядра, содержащие помимо протонов и нейтронов несколько лямбда-частиц. Спектроскопия экзотических ядер – существенно новое направление в ядерной физике, имеющее большую перспективу.

Пока почти совершенно нетронутой областью исследований остается получение сверхсильных электромагнитных полей, которые возникают при сближении двух зарядов большой величины, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Эти задачи представляют большой интерес, однако соответствующие постановки экспериментов отсутствуют. Я не сомневаюсь, что в ближайшее время мы услышим, помимо отмеченных выше, целый ряд принципиально новых идей в области релятивистской ядерной физики. Приведенный выше обзор только демонстрирует, что мы имеем дело лишь с самыми первыми шагами в новой и очень перспективной области науки.

Использование ускоренных ядер имеет также большое прикладное значение. Прохождение через вещество релятивистских многозарядных частиц практически не изучено. Без детального исследования процессов атомного столкновения релятивистских ядер трудно рассчитывать на прецизион-

ные измерения ядерных взаимодействий. Изучение прохождения многозарядных частиц через вещество представляет большой интерес с точки зрения проверки существующих представлений в составе и природе космического излучения, о радиационной безопасности космонавтов и космических аппаратов, (как известно, релятивистские ядра в определенных условиях представляют в космосе наибольшую радиационную опасность). Для исследования космических лучей особенно желательно было бы дойти до ускорения железа.

Основным мотивом для получения пучков релятивистских ядер в США была возможность исследования ряда медико-биологических проблем. Как показано было американскими физиками и биологами, пространственное распределение ионизации вдоль направления движения многозарядных ионов чрезвычайно благоприятно для решения целого ряда проблем. В настоящее время ими разработана обширная программа исследований: от изучения радиационных воздействий на клетку, до облучения семенного зерна и лечения рака.

В связи с изложенным группа сотрудников ОИЯИ и РТИ АН СССР выступила с инициативой создания на базе Дубненского синхрофазотрона криогенного ускорителя релятивистских ядер — Нуклотрона. Проектируемый ускоритель должен ускорять ядра вплоть до тяжелых с энергией около

20 Гэв нуклонов с интенсивностью примерно  $10^{12}$  ядер в цикле. Хотя еще до создания Нуклотрона ЛВЭ будет проводить и уже проводит в настоящее время широкую программу исследований по релятивистской ядерной физике на синхрофазотроне, однако эти исследования существенно ограничены как набором ускоряемых ядер, так и их энергией. Это связано с особенностями конструкций синхрофазотрона.

При сооружении Нуклотрона будут использованы имеющиеся помещения, инжектор и часть оборудования синхрофазотрона, что приведет к сокращению сроков строительства и его удешевлению. Главная проблема релятивистского ускорения ядер — получение пучков полностью ионизованных ядер уже нашла в ОИЯИ оригинальное решение. В настоящее время мы имеем источники, дающие полностью ионизованные ядра азота с интенсивностью  $10^{10}$  частиц в импульсе. Эти методы легли в основу создаваемого в настоящее время инжекционного комплекса синхрофазотрона, который в дальнейшем будет использован и для Нуклотрона. Перспектива релятивистской ядерной физики представляется не только очень заманчивой, но и уже поставленной на практическую основу.

От имени коллектива ЛВЭ ОИЯИ я приглашаю присутствующих участвовать в ее разработке.

## ЛИТЕРАТУРА

- (1) М.А.Марков "Нейтрино" Изд. "Наука" Москва (1964) стр. 81.
- (2) В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе.
- (3) А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике № 1, стр.35 АН СССР (1971). Сообщение ОИЯИ Р7-5769, Дубна 1971.
- (4) А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамзян, В.С.Свиридов, В.С.Ставинский, М.И.Яцута. Сообщение ОИЯИ Р1-5819, Дубна (1971)  
*Proc. Rochester Meeting APS/OPF/  
New York (1971) p. 131.*
- (5) А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.И.Котов, Н.С.Мороз, С.А.Нежданова, А.А.Повторейко, В.Б.Радоманов, А.Д.Рогаль, В.С.Ставинский. Сообщение ОИЯИ 1-8028 (1974).
- (6) *A. M. Baldin, N. Giordanescu,  
L. K. Ivanova, N. S. Moroz, A. A. Povto-  
rejko V. B. Radomanov V. S. Stevinsky,  
V. N. Zuberer. Preprint JINR E1-8054 Dubna  
(1974)*
- (7) А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко, В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский, Б.П.Яковлев. Сообщения

ОИЯИ 1-8249 (1974)

- (8) А.М.Балдин . ДАН СССР (1975) (в печати).
- (9) *H. H. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom  
and E. S. Brieser. Phys. Rev. Letters  
28, 926 (1972)*
- (10) Б.М.Кружевский, С.И.Сыроватский. Труды II-й Между  
народной конференции по космическим лучам. Буда-  
пешт (1969).
- (11) Г.Бартон. Дисперсионные методы в теории поля.  
Атомиздат Москва (1968).



Phil. Mag XXI, 669 (1911)

Рассеяние на атоме Au

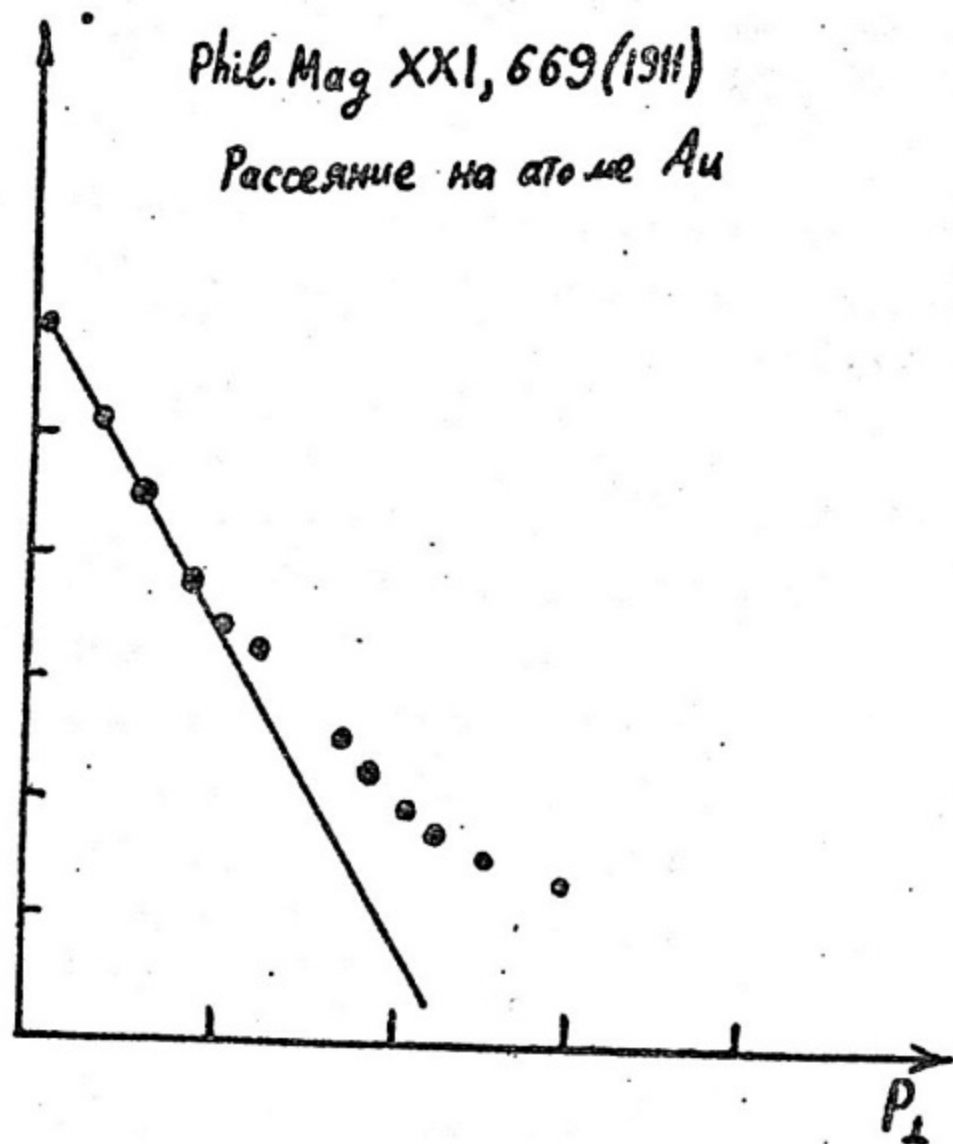


Рис. 1 а.

Phys. Lett. 46B 471 (1973)

Рассеяние на протоне

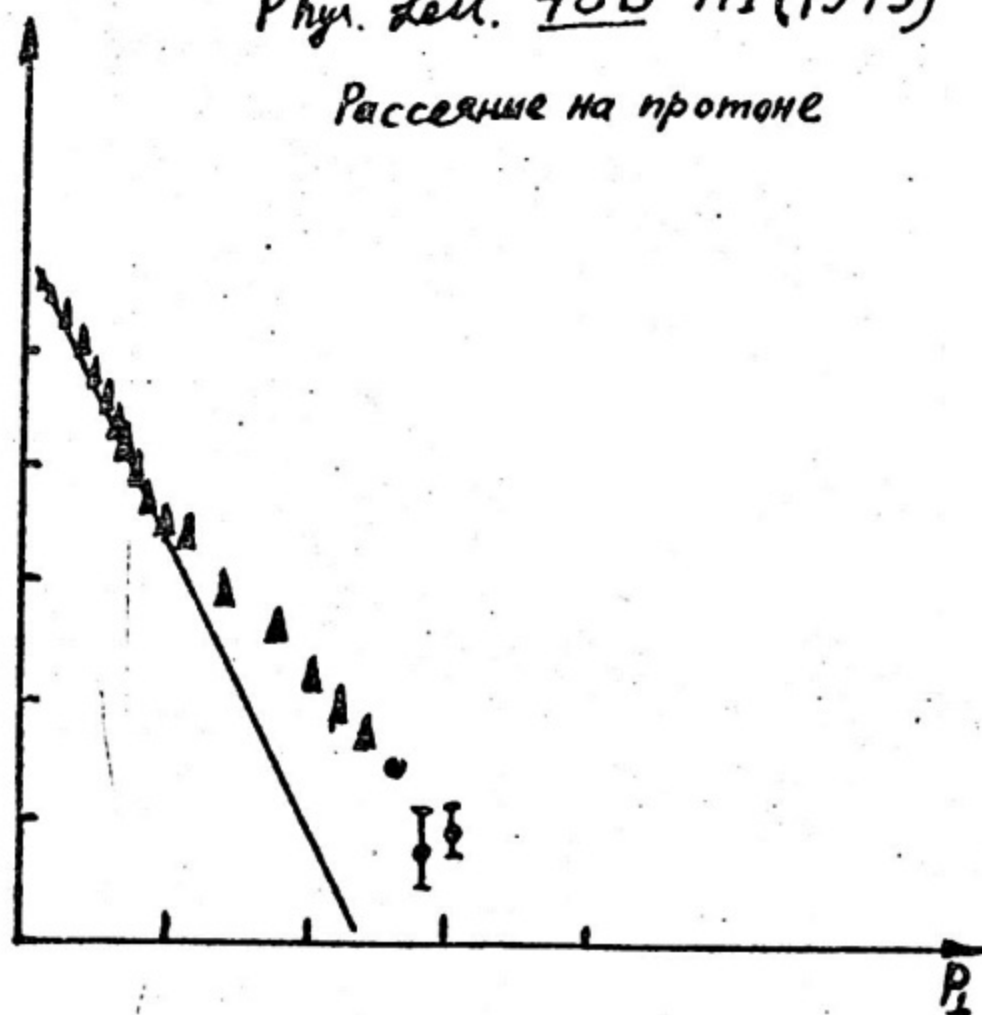


Рис. 16.

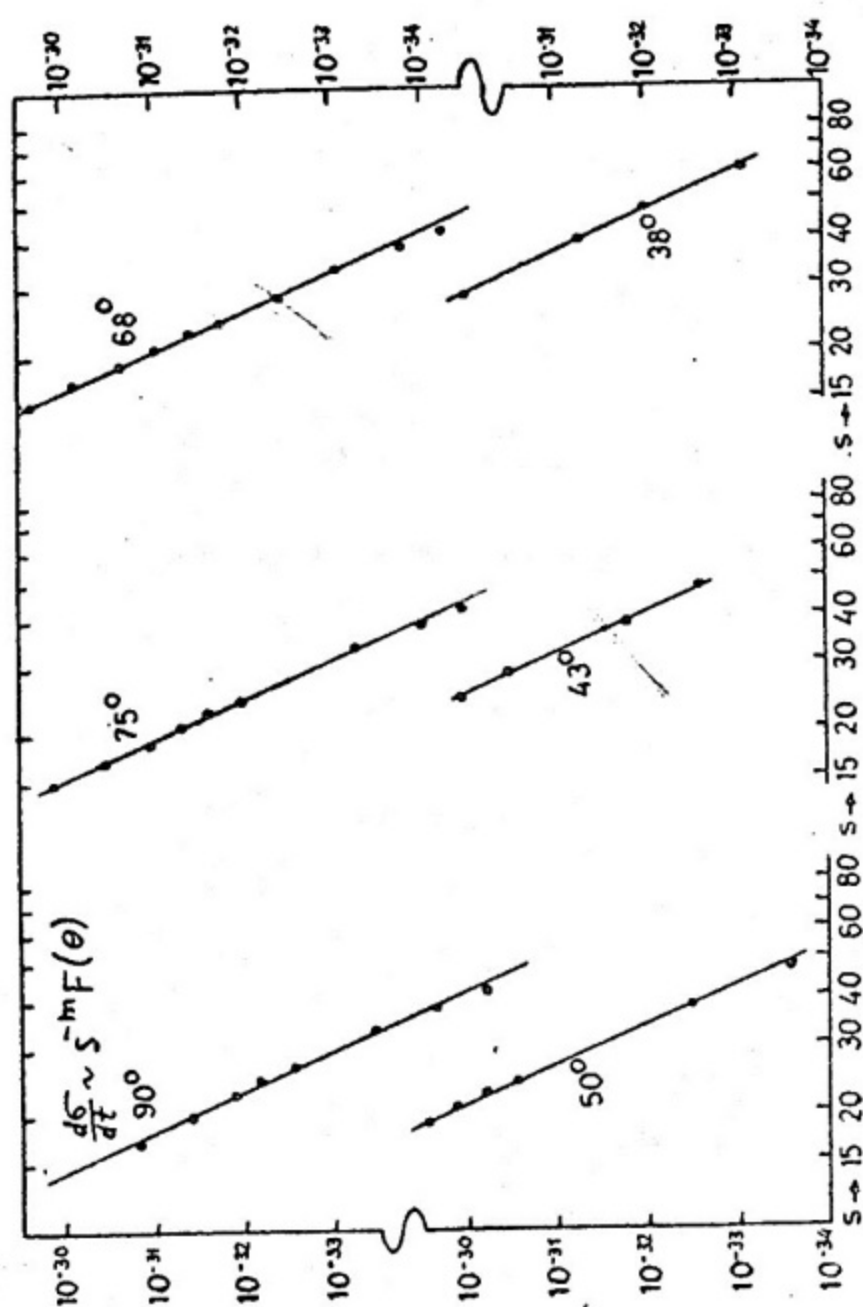


Рис. 2.

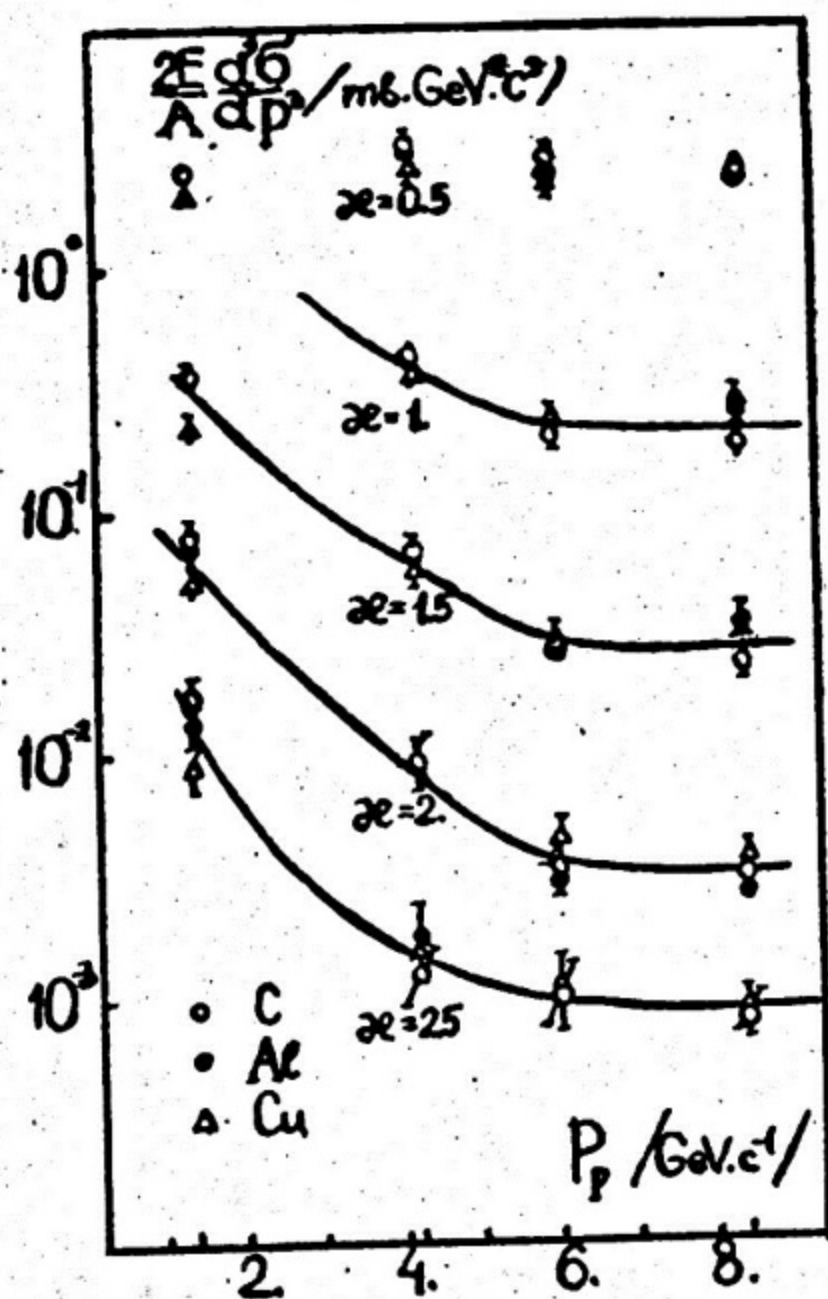


Рис. 3.

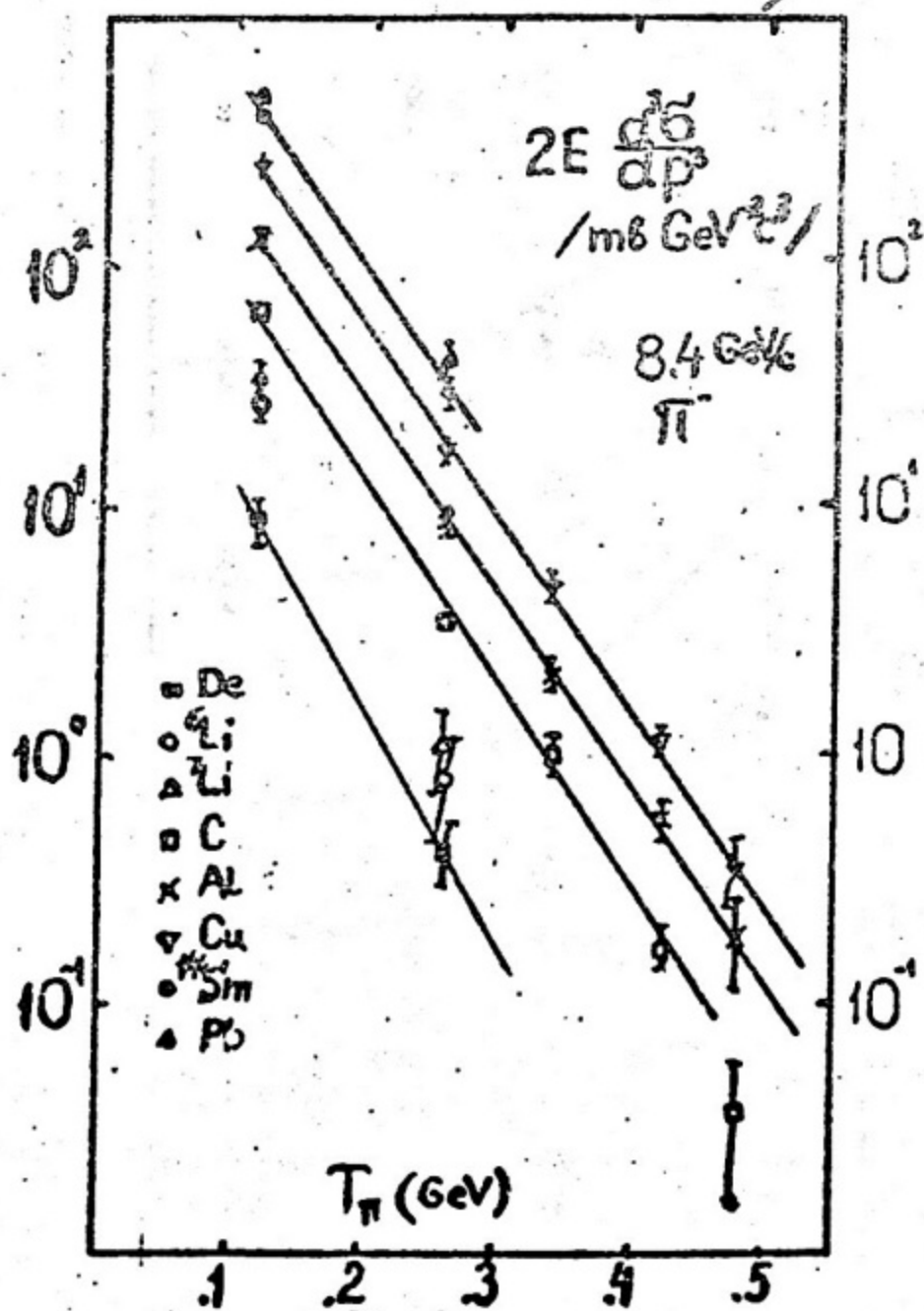


Рис. 4.

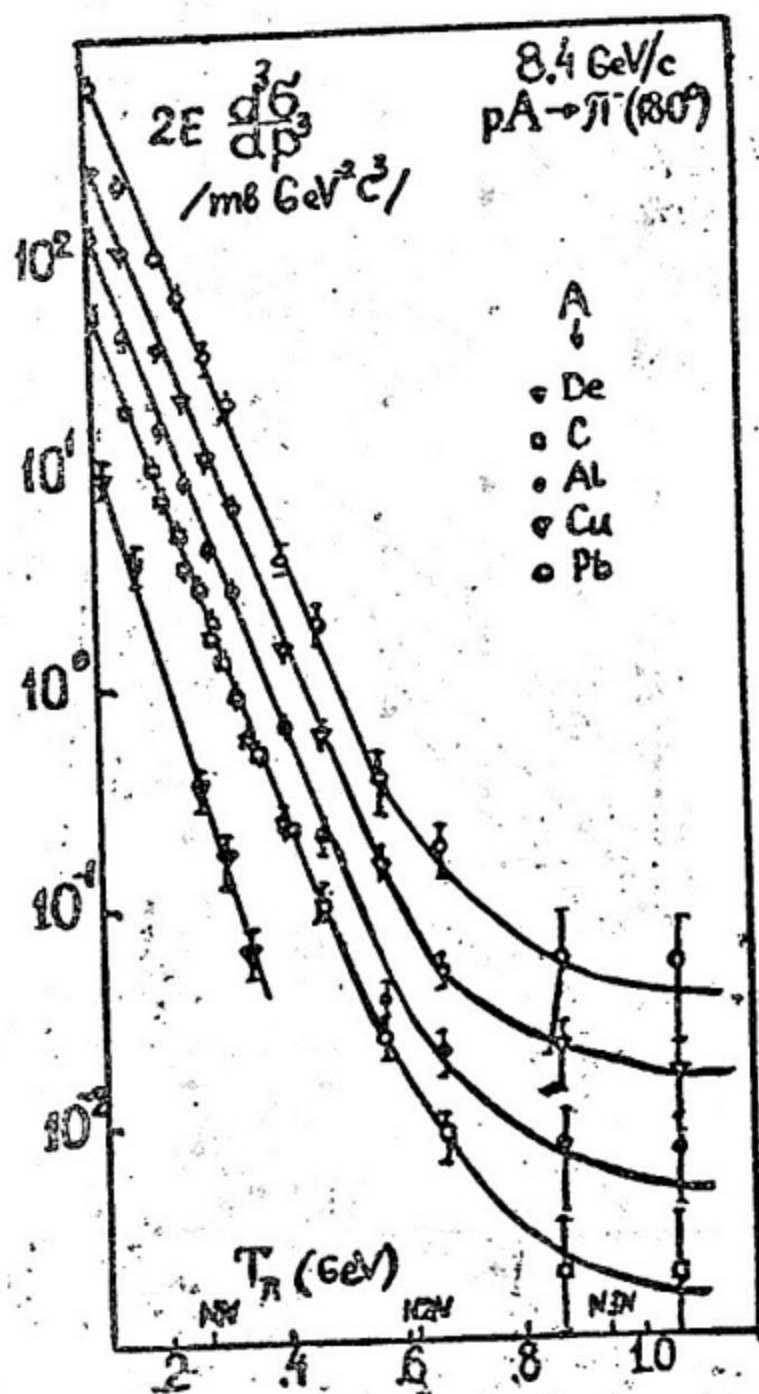


Рис. 5.



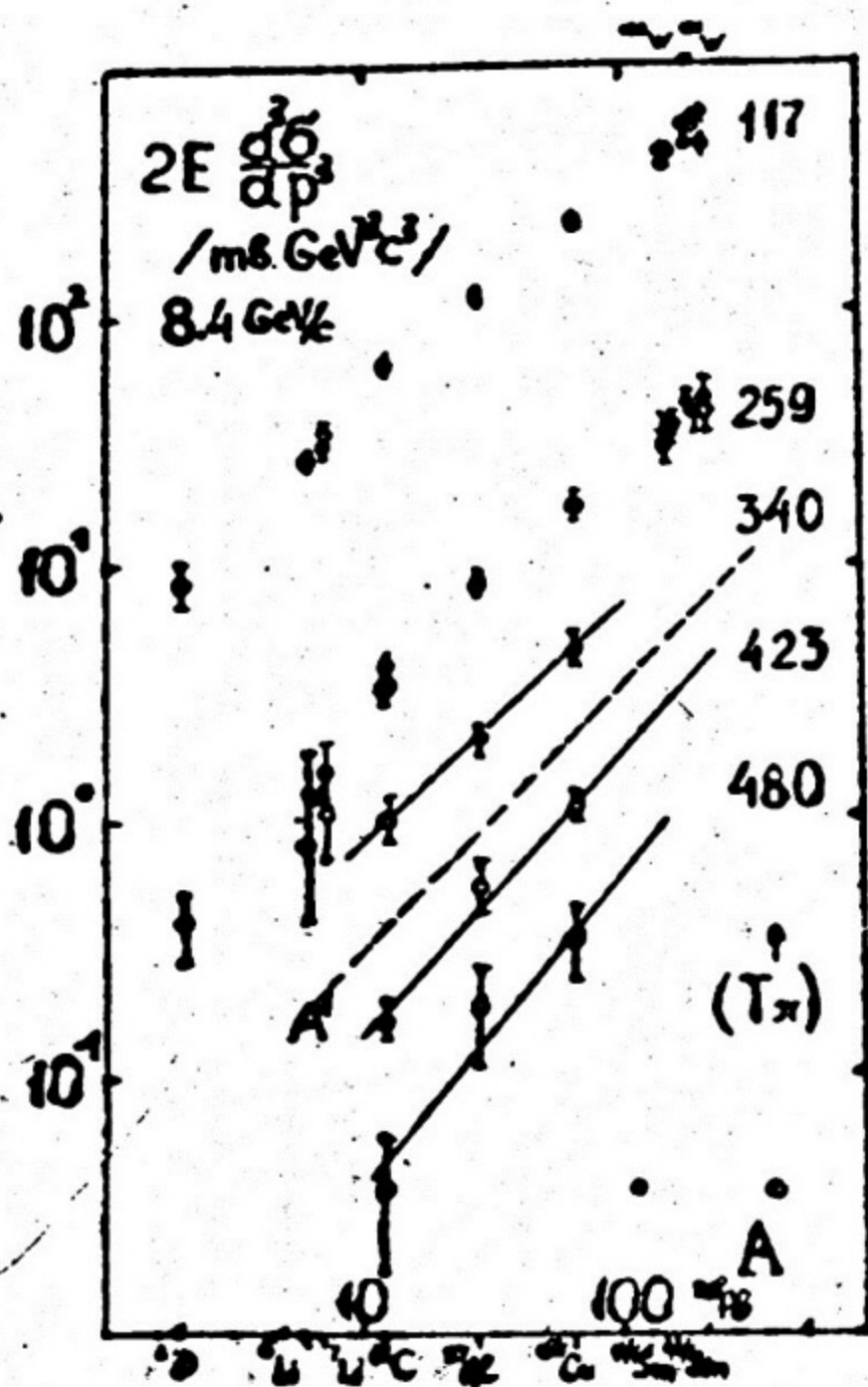


Рис. 6.

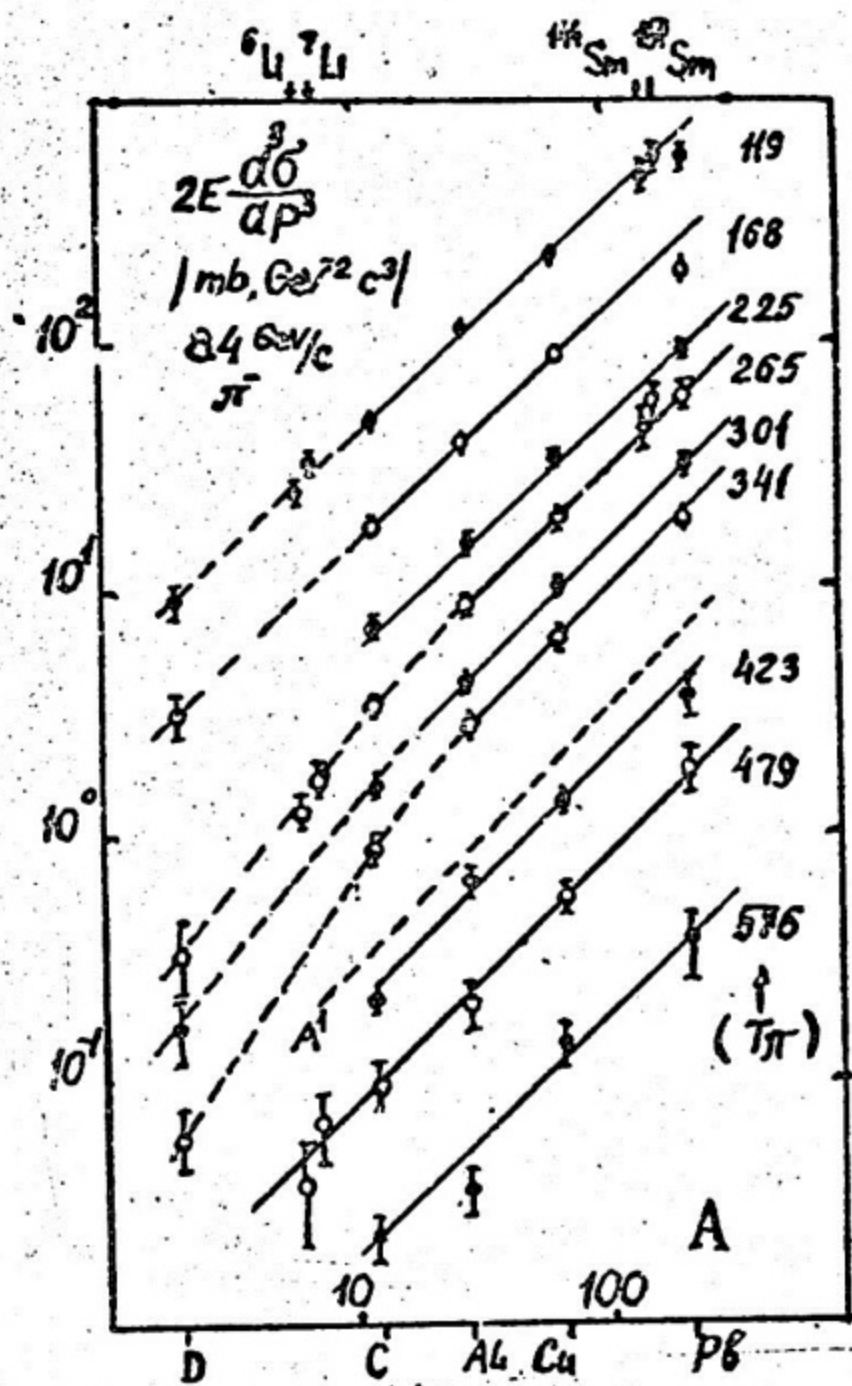


Рис. 7.

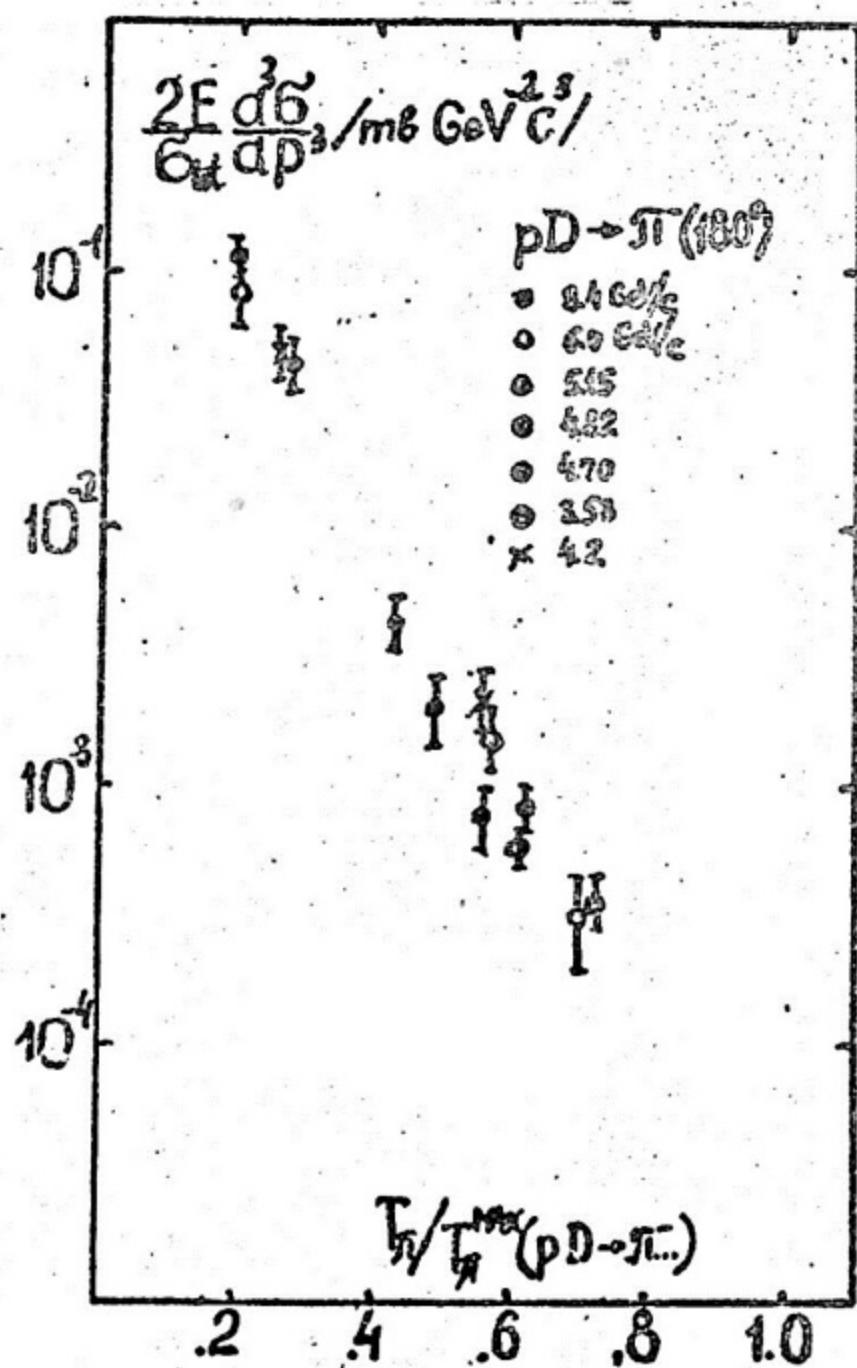


Рис. 8.

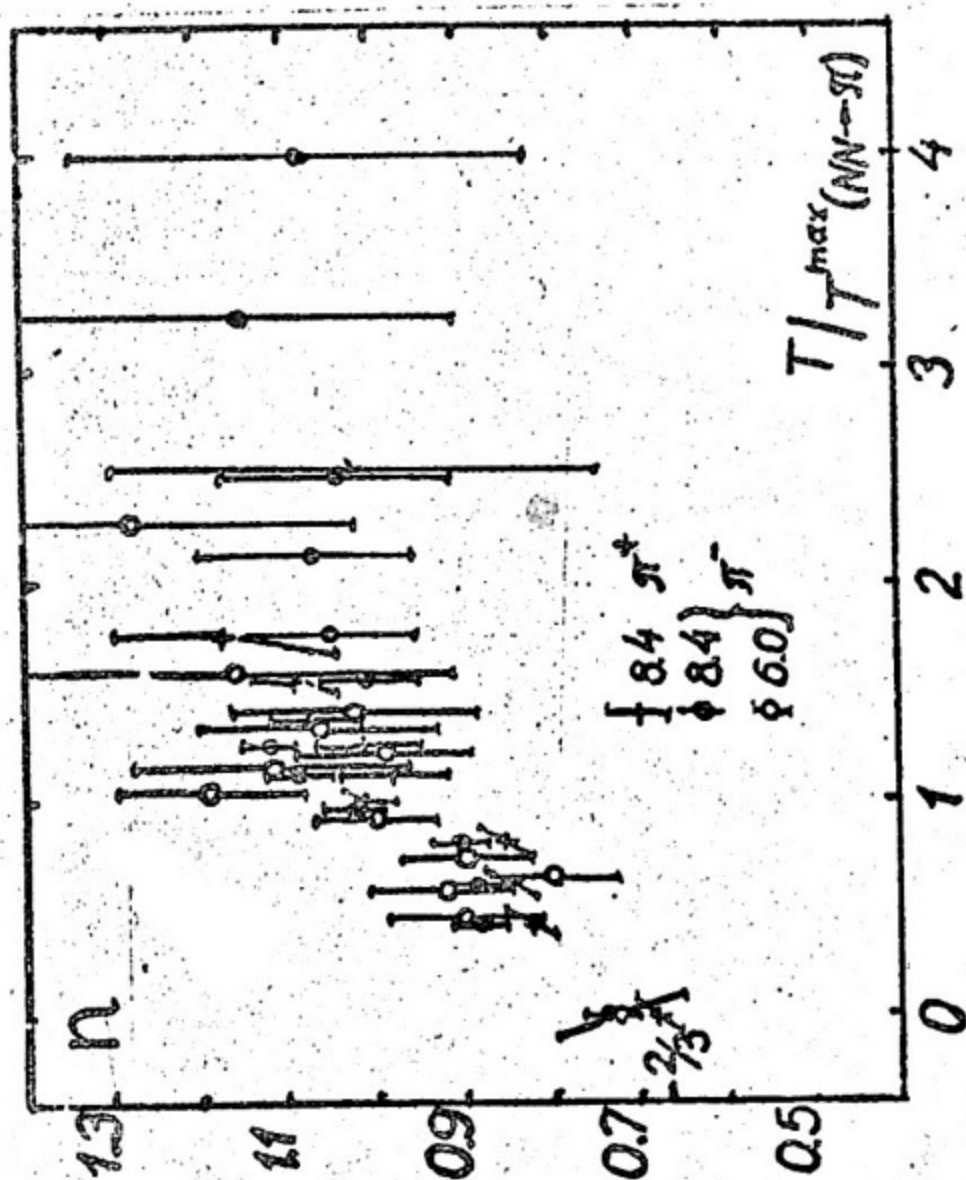


Рис. 9.

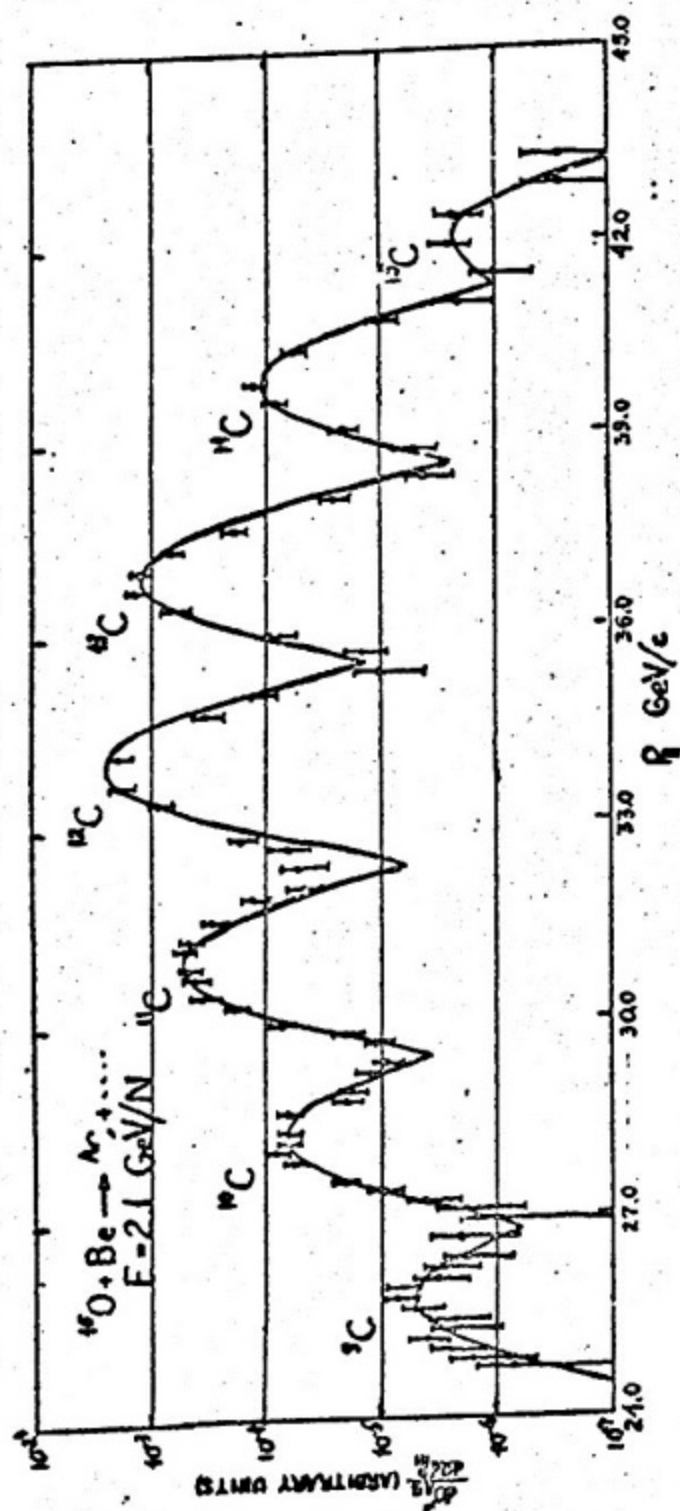


Рис. 10.