

## ПРЕДЕЛЬНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР — КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

*В. С. Ставинский*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрена гипотеза Балдина о масштабной инвариантности взаимодействия релятивистских ядер (кумулятивный эффект) и приведены имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по вероятности рождения кумулятивных частиц (зависимости от энергии и угла эмиссии вторичных частиц, от атомной массы фрагментирующего ядра<sup>1</sup> и энергии взаимодействующих ядер). Экспериментальные данные отобраны по принципу: первые данные, наиболее точные данные и единственные к настоящему времени.

The hypothesis of A. Baldin on the scaling invariance of interactions of relativistic nuclei (the cumulative effect) is considered and the today available experimental data on the cumulative particle production probabilities (dependences on the energy and the emission angle of secondaries, on the atomic weight of a fragmenting nucleus and the energy of interacting nuclei) are given. The following experimental data were reviewed: first data, most reliable and then unique by the present time ones.

### ВВЕДЕНИЕ

При изучении глубоконеупругих взаимодействий электронов с нуклонами был открыт новый динамический принцип масштабной инвариантности, хорошо известный в литературе как бьеркеновский скейлинг. В начале 70-х годов идеи масштабной инвариантности были распространены на взаимодействия адронов. Эксперимент подтвердил, что действительно при высоких энергиях инклюзивные спектры рожденных во взаимодействиях адронов подобны для разных первичных энергий. Другими словами, и сильные взаимодействия оказались масштабно-инвариантными (автомодельными или скейлинговыми).

В 1971 г. А. М. Балдин высказал гипотезу [1] о том, что спектры вторичных частиц высоких энергий при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов (форм-факторами). Эта гипотеза означает распространение масштабной инвариантности на столкновение релятивистских ядер.

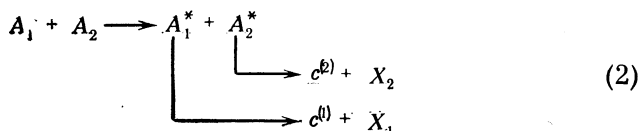
## 1. МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

Масштабная инвариантность является законом, определяющим динамику взаимодействия.

В работах А. А. Логунова с сотрудниками впервые была поставлена задача об изучении инклюзивных спектров [2], получены ограничения и следствия, вытекающие из общих принципов квантовой теории поля. Затем были сформулированы Янгом и Фейнманом гипотезы предельной фрагментации, справедливые при бесконечно больших энергиях. Принципиальной разницы в гипотезах Янга и Фейнмана нет и означают они то, что при стремлении энергии взаимодействующих частиц ( $s$ ) к бесконечности инвариантное сечение инклюзивного процесса стремится к пределу\*:

$$E (d\sigma/d\bar{d}\mathbf{p}) (s, p_{\parallel}, p_{\perp}) \rightarrow E (d\sigma/d\bar{d}\mathbf{p}) (\mathbf{p}). \quad (1)$$

Рожденные частицы, у которых  $p_{\parallel}$  остается ограниченным в лабораторной системе (л. с.), согласно Янгу [3], считают фрагментами мишени. Частицы, у которых импульсы ограничены в системе покоя налетающей частицы, представляют собой фрагменты налетающей частицы. Динамику рождения инклюзивной частицы ( $c$ ) при взаимодействии адрона  $A_1$  с адроном  $A_2$  по такой схеме можно записать в виде



В пространстве быстрот можно ожидать разделение фрагментов мишени ( $c^{(2)}$ ) и фрагментов «снаряда» ( $c^{(1)}$ ). Следует заметить, что такой механизм, вообще говоря, не означает периодичность взаимодействия по прицельному параметру.

Из соображений симметрии и лоренц-инвариантности следует, что для составных адронов  $A_1$  и  $A_2$  зависимость инвариантного сечения рождения частицы  $c^{(1)}$  от числа конstituентов в адроне  $A_1$  и  $A_2$  такая же, как зависимость сечения рождения частицы  $c^{(2)}$  от числа конstituентов в адронах  $A_2$  и  $A_1$ :

$$\left. \begin{array}{l} d\sigma / \frac{d\bar{d}\mathbf{p}}{E} (c^{(1)}) = F(A_1, A_2); \\ d\sigma / \frac{d\bar{d}\mathbf{p}}{E} (c^{(2)}) = F(A_2, A_1). \end{array} \right\} \quad (3)$$

\*  $\frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}d\Omega}$  (мбарн·ГэВ<sup>-2</sup>·с<sup>3</sup>·ср<sup>-1</sup>)  $\equiv E \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}$ .

Из дальнейшего будет ясно, что  $A$ -зависимость сечений рождения кумулятивных частиц на атомных ядрах является важнейшей характеристикой процесса. По  $A$ -зависимости можно разделять кумулятивные процессы от некумулятивных и выбирать определенный механизм кумуляции.

Из лоренц-инвариантности следует также, что целесообразной [4] переменной для описания энергетических спектров инклюзивных частиц в реакции (2) является скалярное произведение 4-импульсов фрагментирующего адрона и его фрагмента

$$b_1 = (p_{A_1} \cdot p_{c(1)}) \quad \text{или} \quad b_2 = (p_{A_2} \cdot p_{c(2)}). \quad (4)$$

В системе координат, где фрагментатор покоится, эта переменная эквивалентна энергии фрагмента, в движущейся системе координат она эквивалентна отношению  $\sim p_c/p_A$ .

Формально предельная фрагментация [соотношение (1)] наступает, когда

$$\sum m_i^2/s \rightarrow 0, \quad (5)$$

где  $m_i$  — массы взаимодействующих частиц.

Если говорить о масштабной инвариантности как о законе, определяющем динамику взаимодействия адронов, то особенно важно выяснить, начиная с каких энергий этот закон выполняется. Прямое обращение к эксперименту, видимо, будет правильным при условии хорошего способа выбора масштабной переменной или, другими словами, правильного учета конечности масс взаимодействующих частиц. Наибольшее распространение у экспериментаторов, изучающих фрагментацию снаряда, получила переменная

$$X = p_c/p_c^{\text{макс}} \quad \text{или} \quad X = b/b^{\text{макс}}. \quad (5')$$

В системе координат, где фрагментатор покоится и импульс инклюзивной частицы ограничен, особенно четко видна важность массовых поправок в выборе масштабной переменной. Строго говоря, этот вопрос к настоящему времени является открытым и вполне законной выглядит постановка задачи: найти масштабную переменную и понять ее смысл из равенства инклюзивных сечений при разных энергиях.

Наибольшего прогресса в описании масштабной инвариантности взаимодействий достигли подходы, основанные на новых сущностях с исчезающе малыми размерами — партонах. Партонокварковые теории находятся в настоящее время в состоянии бурного развития. Кварковая модель, развившаяся на основе составных моделей, имеет в своем активе не только оправдавшиеся предсказания, но и закономерности, охватывающие удивительно широкий круг экспериментального материала.

В составных моделях в качестве исходной гипотезы принимают существование в природе энергий связи, сравнимых с массаами составляющих частиц. Последнее подразумевает существенно релятивистский подход к задаче связанного состояния, что само по себе представляет собой фундаментальную проблему. Другими словами, одной из центральных задач является описание «внутри-адронной материи» и связанная с ней проблема релятивистского описания протяженных составных объектов.

Цель настоящей работы акцентировать внимание на новом подходе к этой группе проблем, родившемся в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, — релятивистской ядерной физике [5]. Из всей совокупности вопросов рассмотрим один, возможно наиболее яркий, когда при столкновении релятивистских ядер энергия инклюзивной частицы значительно превышает энергию, приходящуюся на один нуклон ускоренного ядра, т. е. кумулятивный эффект.

Наиболее надежно кумулятивный эффект выделяется в области предельной фрагментации ядер, где имеется дополнительный критерий его выделения — масштабная инвариантность. Нетривиальность явления состоит в том, что превышение энергии инклюзивной частицы над возможной по кинематике соударения свободных нуклонов ядра значительно больше (в  $10^2$  раз) энергии связи ядерных конститuentов. По этому вопросу в настоящее время накоплено большое количество экспериментального материала в разных лабораториях. Назрела необходимость систематизации данных и выделения главных моментов.

Наиболее реалистичским описанием кумулятивных процессов является механизм энергетического возбуждения группы из  $N$  нуклонов с последующим «распадом» на инклюзивную частицу и все остальное:



В таком представлении инклюзивные частицы (фрагменты) можно разбить на два класса: специфические фрагменты ( $\pi$ ,  $k$ ,  $\tilde{p}$  и т. п.), для рождения которых энергия возбуждения группы нуклонов  $(Nm)^*$  должна как минимум превышать дефект масс и обычные фрагменты ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  и т.п.) как составные части «остатка» [соотношение (5)]. Энергия связи специфических фрагментов равна их массе, энергия связи обычных фрагментов много меньше их массы.

Таким образом, представляется разумным при описании экспериментальных данных следовать указанной классификации.

**2. ГИПОТЕЗА БАЛДИНА О МАСШТАБНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР  
И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА**

Согласно гипотезе кумулятивного ядерного эффекта, неупругие взаимодействия с нуклонами сложных составных систем типа атомных ядер, состоящих из  $A$  нуклонов, описываются суммой масштабно-инвариантных процессов типа:

$$\left. \begin{aligned} f_1(m+m \rightarrow \pi + M_1) &= f_1(x_1); \\ f_2(2m+m \rightarrow \pi + M_2) &= f_2(x_2); \\ &\vdots \\ f_N(Nm+m \rightarrow \pi + M_N) &= f_N(x_N); \\ &\vdots \\ f_A(Am+m \rightarrow \pi + M_A) &= f_A(x_A). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Масштабный аргумент  $x$  — отношение энергетической переменной рожденной частицы к максимально возможному значению этой переменной согласно кинематике соударения  $N$  нуклонов с одним.

Число нуклонов  $N$  составной системы  $A$ , участвующих в данном акте взаимодействия, зависит только от свойств самого ядра  $A$  и вероятность определенного значения  $N$  описывается, например, биномиальным распределением. Таким образом, в общем виде

$$E \frac{d\sigma}{dP} = \sum_{N_{\min}}^A P_N(N) f_N(x_N). \quad (8)$$

Пороговая величина  $N_{\min}$  определяется энергией и углом вылета инклюзивной частицы  $c$ . При больших энергиях взаимодействующих частиц в системе координат, в которой фрагментирующее ядро покоится [6]:

$$N_{\min} \approx (E_c - P_c \cos \theta_c) / m, \quad (9)$$

где  $\theta_c$  — угол между импульсом фрагмента и снаряда.

Заметим, что соотношение (8) еще не содержит конкретной информации. Например, если допустить, что

$$f_N(x_N) \equiv f_1(x_1),$$

то выражению (8) можно придать смысл механизма кратного взаимодействия налетающего снаряда с отдельными нуклонами ядра  $A$ , тогда  $N_{\min}$  по физическому смыслу приближенно число перерасеяний, и механизма ферми-движения, тогда вероятность  $P(N)$  численно можно сопоставить с вероятностью необходимого по кинематике ферми-импульса нуклона в ядре.

Первое предсказание значения сечения кумулятивного эффекта было сделано А. М. Балдиным на основе простейшего предположения:

$$f_N(\mathbf{x}_N) \equiv f_1(\mathbf{x}_N). \quad (10)$$

Если инвариантное сечение  $E d\sigma/d\bar{p}$  имеет масштабно-инвариантный характер, то величины  $P_N(N)$  могут быть только постоянными коэффициентами. Этот вывод очевиден для случая  $Dp$ -взаимодействия. В рамках гипотезы (10) могут существовать различные модели механизма взаимодействия.

В работе [5] рассмотрены две модели для биномиально распределенных коэффициентов:

$$P_N(N) = \frac{A!}{N!(A-N)!} p^N (1-p)^{A-N}. \quad (11)$$

**V-Модель.** Величина  $p$  определяется вероятностью попадания  $N$  нуклонов в некоторый характерный объем  $4\pi r^3/3$ :

$$p = (r/r_0)^3 (1/A), \quad (12)$$

где  $R = r_0 A^{1/3}$  — радиус фрагментирующего ядра.

**S-Модель.** Величина  $p$  в выражении (11) определяется вероятностью попадания нуклона в «трубку» с радиусом  $r$  и длиной  $4r_0 A^{1/3}/3$ :

$$p = (r/r_0)^2 (1/A)^{2/3}. \quad (13)$$

Предполагается, что  $r < r_0 \approx 1,2$  ферми. Следовательно,  $p \ll 1$  как в  $V$ -, так и  $S$ -моделях, и  $P_N(N)$  хорошо аппроксимируется распределением Пуассона с  $\langle N \rangle = pA$ :

$$P_N(N) = (\langle N \rangle^N / N!) \exp(-\langle N \rangle), \quad (14)$$

где для  $V$ -модели

$$\langle N \rangle = (r/r_0)^3 \quad (15)$$

и для  $S$ -модели

$$\langle N \rangle = (r/r_0)^2 A^{1/3}. \quad (16)$$

Поскольку среднее значение участвующих во взаимодействии нуклонов  $\langle N \rangle$  по-разному зависит от атомной массы ядра, то и различие в моделях проявится в  $A$ -зависимостях инклюзивных сечений. Когда  $\langle N \rangle \ll 1$  и можно ограничиться младшим по  $N$  числом в сумме (8), имеем:

Для  $V$ -модели

$$\begin{aligned} E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} &\approx \frac{4}{3} r_0^3 A \frac{\langle N \rangle^{N_{\min}}}{N_{\min}!} \exp(-\langle N \rangle) f_1(\mathbf{x}_{N_{\min}}) = \\ &= G_V (N_{\min}) A; \end{aligned} \quad (17)$$

для  $S$ -модели

$$E \frac{d\sigma}{dp} \approx G_S (N_{\text{мин}}) A^{2/3} A^{N_{\text{мин}}/3}. \quad (18)$$

Соотношения (17) и (18) показывают, что как  $V$ - так и  $S$ -модели дают совершенно нетривиальные, доступные экспериментальной проверке зависимости инклюзивных сечений от атомного номера фрагментирующего ядра.

Зная из эксперимента вид функции  $f(x)$  для нуклон-нуклонного взаимодействия, учитывая однозначную связь [соотношение (9)], имеем определенное предсказание об энергетической и угловой зависимостях сечений рождения кумулятивных частиц [соотношение (8)].

Таким образом, гипотеза Балдина означает следующее.

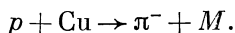
1. Прежде всего сложный механизм взаимодействия составных систем типа атомных ядер следует общему фундаментальному закону природы — принципу масштабной инвариантности.

2. Наиболее характерные черты инклюзивных спектров вторичных частиц (зависимость от энергии и угла вылета, от атомной массы фрагментирующего ядра) в основном определяются не факторами взаимодействующих частиц, а функцией вероятности  $P_N(N)$  и, в частности, пороговым значением  $N_{\text{мин}}$ , что означает новый подход к адронным взаимодействиям вообще. Формально этот подход может быть распространен и на взаимодействия «элементарных» адронов  $\pi N$ ,  $NN$  и т. п.

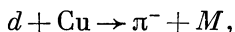
Первая экспериментальная проверка гипотезы кумулятивного ядерного эффекта была проведена с релятивистскими дейтонами, ускоренными на синхрофазотроне ЛВЭ до энергий порядка 5 ГэВ на нуклон [7]. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Вторичные пионы (отрицательные) формировались обычными магнитными каналами (квадрупольные линзы  $L$ , анализирующие магниты  $H$ , импульсные коллиматоры  $K$ ), применяемыми на ускорителях.

Поскольку мишень (Cu) размещается в магнитном поле ускорителя, то варьировать масштабную переменную  $x$  можно было, только меняя положение мишени в ускорителе. При ускорении протонов до импульса 10 ГэВ/с регистрировались вторичные пионы реакции

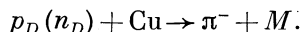


При ускорении дейтонов до импульса 10 ГэВ/с регистрировались пионы реакции



причем энергия пионов существенно превышала кинематический предел, возможный во взаимодействии отдельных нуклонов уско-

ренного ядра дейтерия с мишенью:



Регистрирующая аппаратура имела два варианта: оптимистический (телескоп сцинтилляторов), предполагавший большой эффект, и пессимистический (сложная система черенковских детекторов), рассчитанный на регистрацию эффекта от дейтерия на уровне  $10^{-8}$  от протонного.

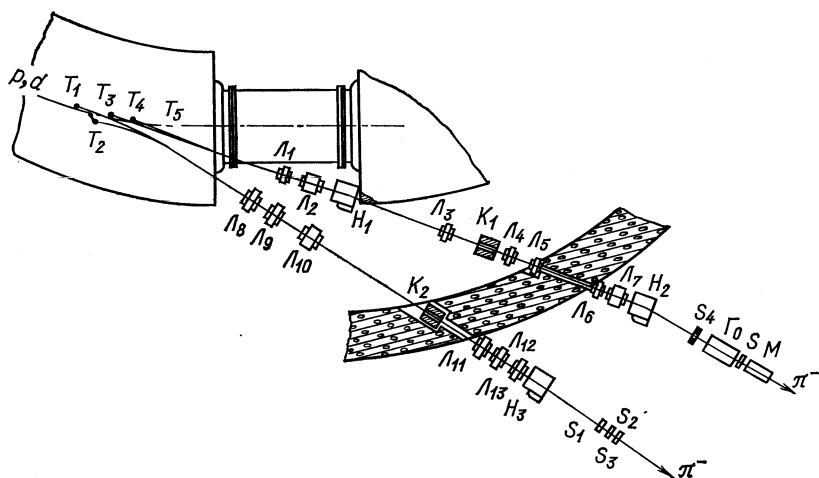


Рис. 1. Схема эксперимента, в котором был обнаружен кумулятивный эффект

Было измерено отношение сечений реакций

$$(d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + M) / (p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + M) \quad (19)$$

для значений масштабной переменной  $0,5 < x < 1$  в области фрагментации «снаряда» при  $p_{\perp} = 0$  для разных энергий ускоренных дейтронов. На рис. 2 приведены полученные экспериментальные данные. Зависимость от переменной

$$x = p_{\pi^-} / p_{\pi^-}^{\text{макс}}$$

аналитической аппроксимации [7] экспериментальных данных по нуклон-нуклонным взаимодействиям показана сплошной кривой (см. рис. 2, а), а точки на кривой — выход пионов от ускоренных дейтронов, увеличенный в 20 раз.

Из рис. 2, а можно заключить, что выход пионов в  $d$  Cu-взаимодействии следует той же зависимости, что и выход пионов в  $p$  Cu-взаимодействии [соотношение (10)]. Это и доказывает гипо-



тезу о применимости масштабной инвариантности в области кинематических переменных, где рождение пиона возможно только при совместном участии во взаимодействии двух нуклонов ядер дейтерия. Рис. 2, б иллюстрирует тот факт, что вероятность совместного

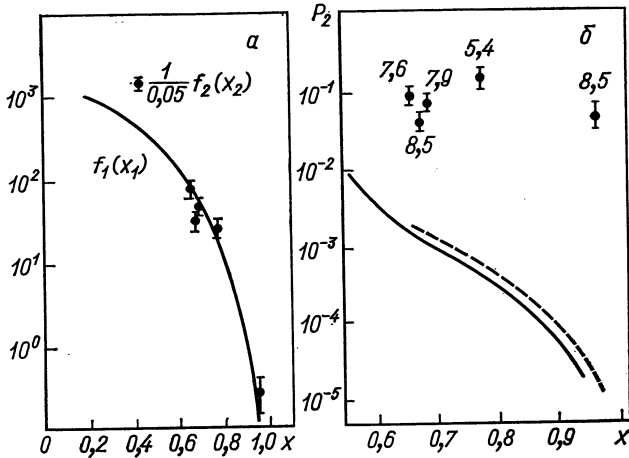


Рис. 2. Высокоэнергетический выход пионов в  $d$  Cu-взаимодействии: а — сравнение зависимости от  $x$   $p$  Cu (—) и  $d$  Cu (●)-взаимодействий; б — отношение вероятности рождения пиона дейтоном как целым к вероятности рождения отдельным нуклоном. Показан возможный вклад модели ферми-движения (без кора — и с кором — — —). Около экспериментальных точек указана кинетическая энергия ускоренных дейтронов

участия во взаимодействии двух нуклонов ядер дейтерия не зависит от превышения энергии рожденного мезона над кинематическим пределом ( $x \geq 0,5$ ), соответствующим взаимодействию совершенно свободных нуклонов дейтерия. Следует отметить, что эта вероятность [коэффициент  $P_2$  в соотношении (8)] предсказывалась до эксперимента как вероятность нахождения двух нуклонов ядер дейтерия, в соответствии с волновой функцией, в некотором характерном для мезообразования объеме ( $r \approx 0,7$  ферми):

$$P_2 \approx (r/r_D)^3 \approx 5 \cdot 10^{-2}.$$

На этом же рисунке приведены кривые, соответствующие расчету в импульсном приближении значения  $P_2$ , обусловленного ферми-движением нуклонов взаимодействующих ядер. Расчет выполнен С. Б. Герасимовым и Н. Гиордэнеску [8]. Из рисунка видно, что вклад ферми-движения, во-первых, зависит от переменной  $x$ , во-вторых, по абсолютной величине значительно меньше экспериментально наблюдаемых выходов пионов.

Таким образом, в рамках погрешности экспериментальных данных ( $\pm 30\%$ ) был определен масштабно-инвариантный характер

взаимодействия релятивистских ядер. Установленное экспериментально явление получило название кумулятивного эффекта.

Наблюдаемый эффект оказался столь большим, что естественно было посмотреть, где, в каких экспериментах, он мог бы проявиться.

Видимо, первые указания на неприменимость импульсного приближения и понятия волновой функции дейтона на малых расстояниях к адронным взаимодействиям получены в 1956 г. в работе

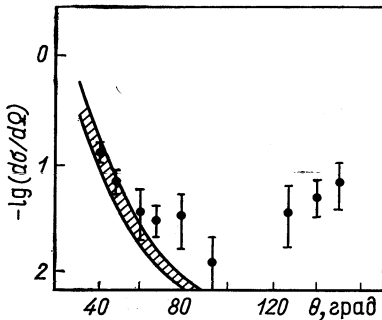


Рис. 3. Дифференциальное сечение рассеяния протонов с энергией 660 МэВ на дейтонах в зависимости от угла рассеяния протона в с. п. м.:

заштрихованная область — расчет в импульсном приближении

Г. А. Лексина [9], где исследовалось упругое рассеяние протонов с энергией 660 МэВ на дейтонах с большими передачами импульса. На рис. 3 показаны экспериментальные данные и расчет в импульсном приближении (заштрихованная область).

Сопоставляя эксперимент ( $\theta_p^* > 100^\circ$ ) и теорию, автор приходит к очевидному заключению, что «одновременное взаимодействие трех частиц, сосредоточенных в области, линейные размеры которой порядка или меньше длины волны падающей частицы, делает неприменимым импульсное приближение». В этой же работе [9] замечено, что «вылет быстрых фрагментов из ядер, видимо, можно рас-

сматривать как результат квазиупругих взаимодействий налетающего нуклона с сильно связанной в момент соударения группой нуклонов в ядре».

Затем М. Г. Мещеряков и сотрудники [10] обнаружили любопытное явление — почти упругое выбивание протонами с энергией 675 МэВ дейтонов в направлении «вперед» из легких ядер. На рис. 4 показаны эти экспериментальные данные совместно с данными работы [11].

Таким образом, угловая зависимость (см. рис. 4, а) идентична с упругим  $pd$ -рассеянием и хорошо передает «пик» в рассеянии «назад» (см. рис. 3). Наблюдаемая  $A$ -зависимость свидетельствует [12] о поверхностном характере механизма реакции: сечение оказывается пропорциональным периметру сечения ядра мишени. Следует заметить, что наблюдаемое явление не может быть интерпретировано как «подхват» налетающим протоном нейтрона, так как в распоряжении экспериментаторов есть и «отскочивший» от квазидейтона протон.

Позже Г. А. Лексиным и сотрудниками [13] была предпринята

попытка обнаружить это явление на ядрах углерода и меди только по протонам отдачи (угол наблюдения  $137^\circ$ ) при гораздо больших

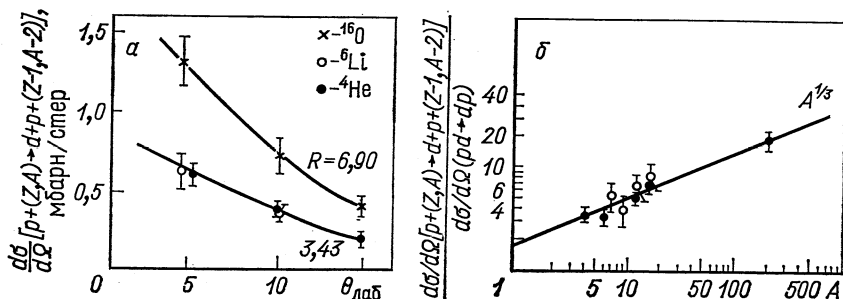


Рис. 4. Квазиупругое выбивание дейтронов: а — угловые распределения дейтронов (— — упругое  $pd$ -рассеяние, умноженное на константу  $K$ ); б — зависимость отношения сечений квазиупругого выбивания к сечению свободного  $pd$ -рассеяния от массового числа  $A$  ядра мишени

энергиях первичных протонов (до 6 ГэВ). На рис. 5 показаны измеренные импульсные спектры протонов для энергий первичных протонов 1,15 и 5,7 ГэВ.

Авторы цитируемой работы не наблюдали квазирассеяний на кластерах, но зато показали, что выход протонов аномально велик и практически не зависит от первичной энергии протонов при переходе от 1 к 6 ГэВ. При этом импульс вторичных протонов достигал 1 ГэВ/с. Авторы работы приходят к выводу, что наблюдаемые протоны не могут быть испарительными и каскадными. В настоящее время очевидно, что зарегистрированные протоны являются кумулятивными.

Эвристическое значение исследований упругого рассеяния и квазиупругого выбивания кластеров трудно переоценить. И дело не в том, что первичные протоны с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт одинаково взаимодействуют со свободными дейтронами и нуклонными парами (кластерами) на поверхности ядра. Дело в том, что сам эффект велик.

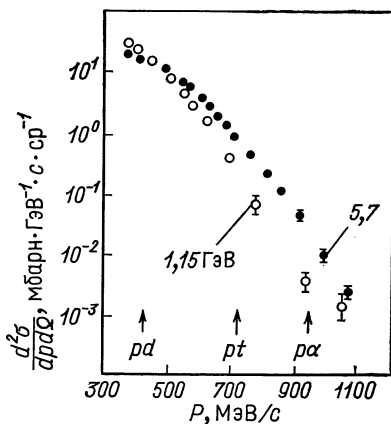


Рис. 5. Спектры протонов под углом  $137^\circ$  в реакции  $p+^{12}\text{C} \rightarrow p+M_x$ : стрелки показывают положения ожидаемых квазиупругих максимумов для  $d$ -,  $t$ - и  $\alpha$ -кластеров

Новое, необычное объяснение этим явлениям дал Д. И. Блохинцев в работе «О флуктуациях ядерного вещества» [14]:

«...Заметим, что ни теория «*pick up*», ни «импульсное» приближение не являются применимыми в нашем случае. Действительно, в обоих названных методах предполагается, что падающий нуклон взаимодействует либо только с одним нуклоном, либо с двумя, но независимо. В рассматриваемом случае передаваемые импульсы столь велики, что весь процесс идет за счет очень высоких гармоник волновой функции дейтона, т. е. за счет таких состояний, когда оба нуклона близки друг к другу и их столкновение с третьим нуклоном нельзя рассматривать как происходящее независимо». Однако к настоящему времени можно понять [12], что в проблеме квазиуругого выбивания кластеров идеи флуктуаций ядерной материи остались в тени импульсного приближения и полюсных диаграмм.

Другим эффектом, где возможно проявление коллективных взаимодействий нуклонов, является механизм подпорогового рождения антипротонов [15]. Пороговая энергия рождения антипротонов в нуклон-нуклонном столкновении

$$E_{\text{порог}} \approx 6,6 \text{ ГэВ.}$$

Однако эксперимент обнаруживает акты рождения антипротонов при энергиях порядка 3,9 ГэВ. При такой энергии первичных протонов антипротоны могут рождаться в двух случаях:

- а) встречный ферми-импульс  $\gtrsim 0,6 \text{ ГэВ}/c$ ;
- б) масса мишени  $\geq 3 m_N$ .

В этом эксперименте Л. М. Ледерман и сотрудники поставили задачу по вероятности рождения антипротонов найти функцию распределения ферми-импульсов в тяжелом ядре. Затем на протонном пучке с энергией 30 ГэВ с учетом понижения порога за счет ферми-импульса авторы искали новые частицы (предполагая парное рождение) с массой от 3 до 7 ГэВ.

Известно [15], что результат опыта Л. М. Ледермана отрицательный. Возможно, что искомым новым частиц и нет в природе, но, с другой стороны, очевидно, что желаемого выигрыша в энергии для рождения пары нет, если в первом эксперименте с антипротонами выигрыш за счет массы мишени.

Совершенно необычное проявление кумулятивного эффекта возможно в процессе аннигиляции остановившегося в дейтерии антипротона [16]. На рис. 6 приведено распределение аннигиляции антипротонов в дейтерии в зависимости от импульса наблюдаемого протона. Видно, что расчет совершенно не соответствует наблюдаемому спектру при больших импульсах. По кинематике «аннигиляция» на «сжатом» дейтоне может дать наблюдаемый «хвост» при больших энергиях.

Далее мы рассмотрим экспериментальные данные, которые соответствуют таким взаимодействиям релятивистского ядра  $A$  с частицей  $\mu$ , в которых регистрируемой инклюзивной частице  $c$  с координатами  $\{E_c, p_c\}$ , согласно кинематике с «отключенным» ферми-движением, передается импульс группы ( $N > 1$ ) нуклонов ядра  $A$ .

Очевидное разделение по скоростям фрагментов ядра  $A$  и частицы  $\mu$  при высоких энергиях наглядно в системе координат, где покоится ядро  $A$ , а фрагменты регистрируются в направлении «назад» по отношению к налетающему снаряду  $\mu$ :

$$\mu + A \rightarrow c (\theta_c > 90^\circ) + X. \quad (20)$$

Такая постановка задачи позволяет получить интересующие нас сведения до того, когда станут доступными пучки релятивистских ядер с  $A > 4$  с энергией, позволяющей надежно отделять эффект взаимодействия с группой нуклонов от эффектов, связанных с ферми-движением, перерассеянием и неоднозначным разделением фрагментов мишени и снаряда.

Преимущество такой постановки задачи изучения взаимодействия ядер с нуклонами состоит еще и в том, что повышается энергия, приходящаяся на один нуклон в два раза: на протонном ускорителе с импульсом  $p_0$  возможно ускорение ядер до импульсов  $p_0/2$  на один нуклон.

С другой стороны, изучение взаимодействия ядер с такими адронами как антинуклоны, странные частицы и даже пионы возможно только в такой постановке задачи.

С экспериментальной точки зрения задача состоит в том, чтобы измерить инвариантные сечения инклюзивного процесса (20) для различных энергий частицы  $c$  и угла вылета. Согласно гипотезе [соотношение (8)], инклюзивное сечение в основном определяется пороговым значением  $N_{\min}$ , т. е. минимально возможным по кинематике числом нуклонов ядра  $A$ , участвующего в реакции. Минимальное значение массы  $N_{\min} m$  ( $m$  — масса нуклона) мишени находим из условия рождения частицы  $c$  с координатами  $E_c$  и

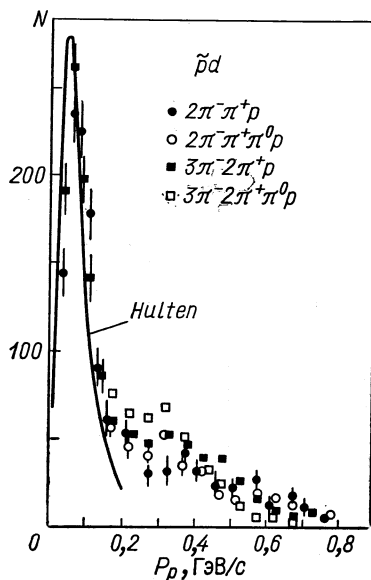
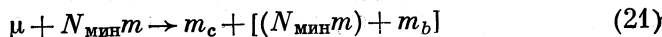


Рис. 6. Распределение событий аннигиляции антипротонов в дейтерии в зависимости от импульса наблюдаемого протона: кривая — расчет по волновой функции дейтона

$P_c$  на пороге рождения [6]. В общем виде решение задачи для реакции



даёт соотношение

$$N_{\text{мин}} = Q = \left( \frac{E_c - \beta_\mu P_c \cos \theta_c}{m} \right) \left( 1 - \frac{E_c + m_b}{E_\mu} \right)^{-1} + \frac{m_b^2 - m_c^2 - \mu^2}{2m(E_\mu - E_c - m_b)}. \quad (22)$$

В табл. 1 приведены значения масс для конкретных реакций. Когда энергия снаряда  $E_\mu$  велика и его скорость  $\beta_\mu$  стремится к единице, получаем соотношение (9).

Таблица 1  
Значения масс для конкретных реакций

Реакция	$\mu$	$m_c$	$m_b$
$A\rho \rightarrow \pi^0$	$m$	$m_\pi$	$m$
$A\rho \rightarrow p$	$m$	$m$	0
$A\pi \rightarrow p$	$m_\pi$	$m$	$-m$
$A\pi \rightarrow \Lambda$	$m_\pi$	$m_\Lambda$	$m_K - m$

В дальнейшем величину  $N_{\text{мин}}$  обозначаем через  $Q$  и называем порядком кумулятивности. На рис. 7 приведена зависимость кумулятивного числа от кинетической энергии пионов, вылетающих под углом  $180^\circ$ , для разных импульсов на нуклон взаимодействующих ядер.

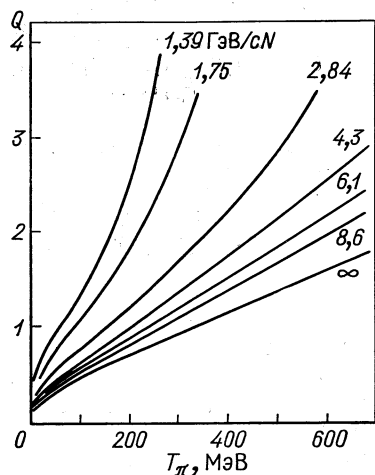


Рис. 7. Зависимость кумулятивного числа от кинетической энергии пионов

### 3. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ФРАГМЕНТЫ. КУМУЛЯТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Схема опыта первого эксперимента по систематическому исследованию кумулятивного рождения мезонов, вылетающих в направлении «назад» [процесс (20)] [17], показана на рис. 8, а. На рис. 8, б показана схема модернизированной установки, состоящей из тех же магнитных элементов и позволяющей исследовать спектры частиц под разными углами [18].

В первой установке пионы регистрировались черенковским дифференциальным счетчиком типа ДИСК с разрешением по скорости  $\Delta\beta = \pm 3 \cdot 10^{-2}$  в интервале скоростей 0,7—1,0. Выделение полезных событий во втором варианте установки, работающей

на линии с вычислительной машиной БЭСМ-4, осуществлялось независимым измерением времени пролета на двух базах (4 и 1 м) с точностью 150—200 пс, потерь энергии на ионизацию, интенсивности вспышки Вавилова — Черенкова в твердом радиаторе. Разрешение по импульсу для вторичных частиц  $\pm 6\%$ , входной телесный угол  $2 \cdot 10^{-4}$  стерад. На этих установках получен экспериментальный материал [19—25], составляющий основу этого раздела.

**Энергетические спектры пионов.** На рис. 9 приведены экспериментальные данные по инвариантным инклюзивным сечениям,

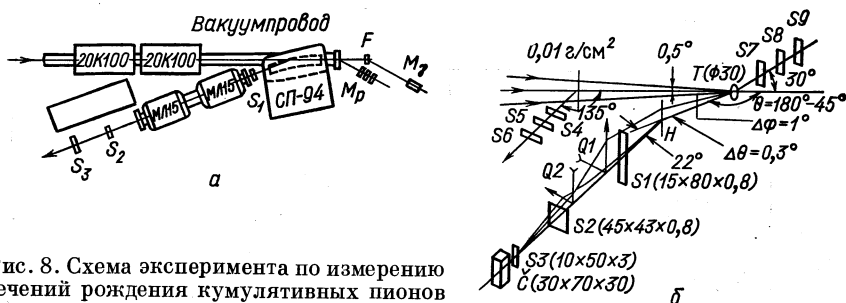


Рис. 8. Схема эксперимента по измерению сечений рождения кумулятивных пионов

нормированным на заряд  $Z$  фрагментирующего ядра в зависимости от кинетической энергии пионов (положительных и отрицательных), вылетающих под углом  $180^\circ$  к первичному пучку протонов с импульсом  $8,9 \text{ ГэВ}/c^*$ .

Из рисунка видно, что:

а) выход пионов разного знака одинаков ( $+5\%$ ) для ядер дейтерия и гелия во всем диапазоне кинетических энергий

$$\left. \begin{aligned} E \frac{d\sigma}{dp} (D \rightarrow \pi^+) &= E \frac{d\sigma}{dp} (D \rightarrow \pi^-); \\ E \frac{d\sigma}{dp} (\text{He} \rightarrow \pi^+) &= E \frac{d\sigma}{dp} (\text{He} \rightarrow \pi^-); \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

б) в некумулятивной области энергий пионов ( $T_\pi < 270 \text{ МэВ}$ ) выход пионов из ядер гелия в три раза превышает выход пионов из ядер дейтерия:

$$E \frac{d\sigma}{dp} (\text{He} \rightarrow \pi) \approx 3E \frac{d\sigma}{dp} (D \rightarrow \pi^-) \quad (24)$$

и в кумулятивной области энергий пионов ( $T_\pi > 270 \text{ МэВ}$ ):

$$E \frac{d\sigma}{dp} (\text{He} \rightarrow \pi) \approx 10E \frac{d\sigma}{dp} (D \rightarrow \pi); \quad (25)$$

\* Отличие значения импульса от приведенного в ранних публикациях связано с новыми измерениями значения магнитного поля ускорителя и прямыми измерениями, проведенными группами Э. О. Оконова и Л. Н. Струнова.

в) выход положительных пионов из ядер водорода превышает выход отрицательных примерно в пять раз:

$$E \frac{d\sigma}{dp} (H \rightarrow \pi^+) \approx 5E \frac{d\sigma}{dp} (H \rightarrow \pi^-); \quad (26)$$

г) для  $T_\pi < 250$  МэВ

$$E \frac{d\sigma}{dp} (D \rightarrow \pi) \approx E \frac{d\sigma}{dp} (H \rightarrow \pi^+) + E \frac{d\sigma}{dp} (H \rightarrow \pi^-). \quad (27)$$

Из рисунка видно, что все зависимости от энергии пионов имеют экспоненциальный характер. Причем такая зависимость наблю-

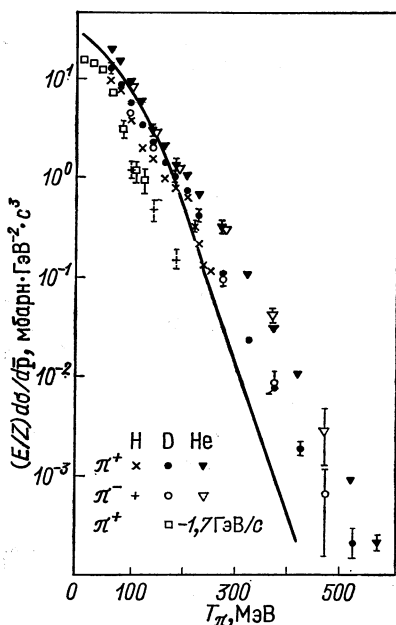


Рис. 9. Инвариантные сечения рождения пионов при взаимодействии протонов с ядрами H, D и He: □ — данные из работы [26] для  $p$ -взаимодействия при  $T_p = 1,7$  ГэВ/с

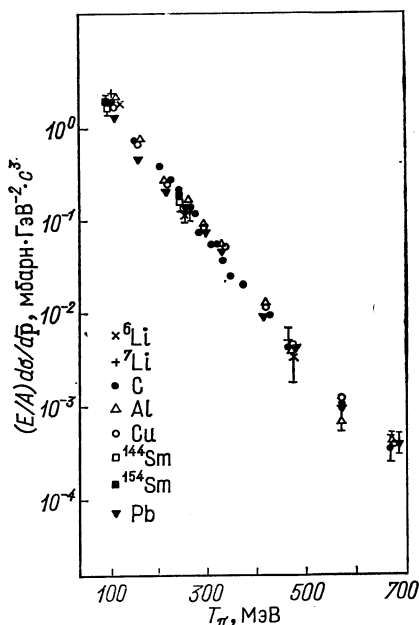


Рис. 10. Зависимость от кинетической энергии пиона сечения фрагментации, нормированного на атомную массу ядра при импульсе 8,9 ГэВ/с  $N$  в реакции  $pA \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ )

дается для ядер дейтерия до кинематической границы, соответствующей взаимодействию с ядром как целым ( $T_\pi \approx 600$  МэВ). Поскольку связь между кумулятивным числом  $Q$  и кинетической энергией пионов практически линейна (см. рис. 7), то зависимость инклюзивного сечения рождения пионов от кумулятивного числа также экспоненциальная.



Важную информацию дают экспериментальные данные, полученные в работе [26] для  $pd$ -взаимодействия при 1,7 ГэВ/сN. Из рисунка видно, что при малых энергиях пионов инклюзивное сечение рождения пионов практически не зависит от энергии пионов («плато»).

На рис. 9 кривая показывает расчет в импульсном приближении для процесса рождения пионов в дейтрон-протонном столкновении при 8,4 ГэВ/сN, выполненный разными авторами [27, 28]. Эти вычисления были проведены до получения обсуждаемых экспериментальных данных (имелись измерения [19] до энергий пионов  $\sim 330$  МэВ). Новые экспериментальные данные [25], приведенные на рисунке, существенно противоречат вычислениям при больших энергиях пионов.

В работе [29] предложен новый подход к постановке задачи в импульсном приближении. Авторы получили эффект «усиления» вклада высокочастотной компоненты волновой функции дейтона. Для проведения расчетов по кумулятивному рождению пионов ядрами дейтерия необходимы были экспериментальные данные по  $NN$ -взаимодействию при предельных значениях масштабной переменной. В настоящее время такие данные имеются [25] и есть возможность проверить (правда, как всегда, при конечных энергиях взаимодействующих частиц), насколько предложенное авторами релятивистское пространственно-временное описание взаимодействия дейтона согласуется с экспериментом.

Новые закономерности рождения кумулятивных пионов, вытекающие из гипотезы (8), были наблюдаемы при исследовании ядер ( ${}^6,{}^7\text{Li}$ , C, Al, Cu,  ${}^{144}, {}^{154}\text{Sm}$ , Pb) [19, 22].

На рис. 10, 11 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению фрагментации (нормированному на атомную массу фрагментирующего ядра  $A$ ) в функции кинетической энергии отрицательных пионов, вылетающих в направлении назад ( $180^\circ$ ) к первичным протонам с импульсами 8,9; 6,3 ГэВ/с соответ-

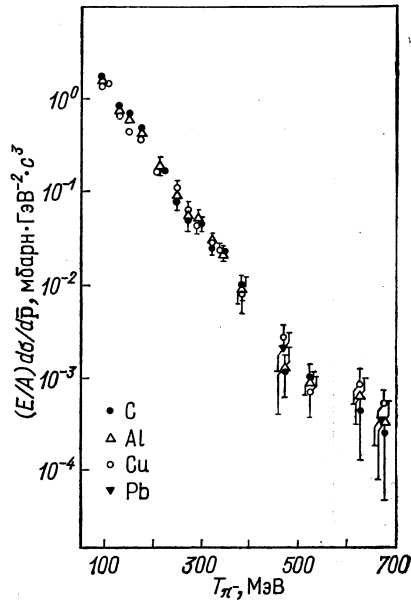


Рис. 11. Зависимость от кинетической энергии пиона сечения фрагментации, нормированного на атомную массу ядра при импульсе 6,3 ГэВ/сN в реакции  $pA \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ )

ственно. На рис. 12 приведены аналогичные величины при импульсе 4,4 ГэВ/с на нуклон взаимодействующих ядер для реакции  $dA \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ ) с релятивистскими дейтонами с импульсом 8,9 ГэВ/с.

На рис. 13 приведены (для сравнения) экспериментальные данные работы [30] при импульсе первичных протонов 1,39 ГэВ/с (угол вылета пионов  $150^\circ$ ).

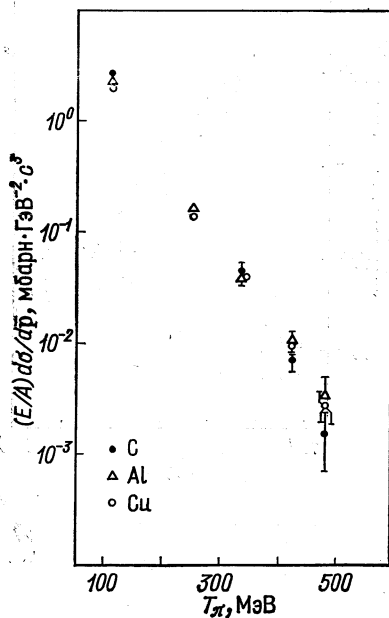


Рис. 12. Зависимость от кинетической энергии пиона сечения фрагментации, нормированного на атомную массу ядра при импульсе 4,4 ГэВ/сN в реакции  $dA \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ )

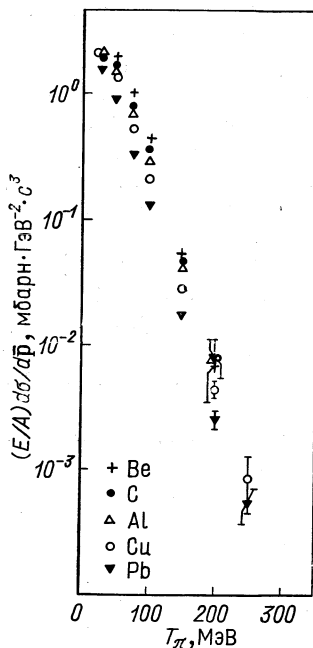


Рис. 13. Зависимость от кинетической энергии пиона сечения фрагментации, нормированного на атомную массу ядра при импульсе 1,39 ГэВ/сN в реакции  $pA \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ )

Приведенные на этих рисунках экспериментальные данные интересны прежде всего тем, что, согласно законам сохранения энергии и импульса [см. соотношение (22) и рис. 7], наблюдаемые пионы соответствуют взаимодействию первичной частицы с группой нуклонов ядра. Конечно, законы сохранения не могут разрешить две возможности: 1) первичная частица взаимодействует с группой нуклонов, находящихся на столь малых расстояниях, где бессмысленно говорить о их независимости и 2) первичная частица взаимодействует и возбуждает независимо (последовательно) нуклоны ядра, которые затем объединяются в группу,

и эта группа излучает наблюдаемый пион, уносящий энергию возбуждения всей группы нуклонов. Однако любая из этих возможностей, разрешенная законами сохранения, соответствует новой постановке задачи в физике взаимодействия адронов, которую мы называем кумулятивным взаимодействием.

Из рис. 10—13 видно, что энергетические спектры пионов в первом приближении имеют экспоненциальный характер:

$$E d\sigma/d\vec{p} = a \exp(-T/T_0). \quad (28)$$

На рис. 14 показана зависимость от импульса на нуклон взаимодействующих ядер параметра  $T_0$ , полученных подгонкой к экспериментальным данным зависимости (28) для различных ядер.

Из рис. 14 видно, что параметр  $T_0$  сначала резко возрастает с увеличением импульса на нуклон взаимодействующих ядер с тенденцией выхода на «плато» при 4 ГэВ/сN.

При больших энергиях наблюдается возрастание параметра  $T_0$  с ростом атомной массы фрагментирующего ядра.

При импульсе первичных протонов 8,9 ГэВ/с были измерены инклюзивные сечения рождения положительных и отрицательных пионов, вылетающих в направлении назад из ядер C, Al, Cu, Pb [19]. На рис. 15 приведены экспериментальные данные отношения  $[\sigma(\pi^-) - \sigma(\pi^+)] / [\sigma(\pi^-) + \sigma(\pi^+)]$  в зависимости от кинетической энергии пионов.

Экспериментальные данные дают указание на небольшое превышение выхода отрицательных пионов по сравнению с положительно заряженными.

В работе [20] исследовались изотопически сопряженные реакции рождения положительных и отрицательных мезонов при взаимодействии релятивистских дейтронов (8,9 ГэВ/с) с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Для пионов, вылетающих из ядер под углом  $180^\circ$  с кинетической энергией 117 МэВ:

$$[\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)] / \sigma(\pi^+) = 0 \pm 0,1 \quad \text{для ядра лития};$$

$$[\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)] / \sigma(\pi^+) = 0,05 \pm 0,03 \quad \text{для ядра углерода}.$$

Завершая рассмотрение энергетических спектров пионов, подчеркнем главную их особенность, следующую из гипотезы куму-

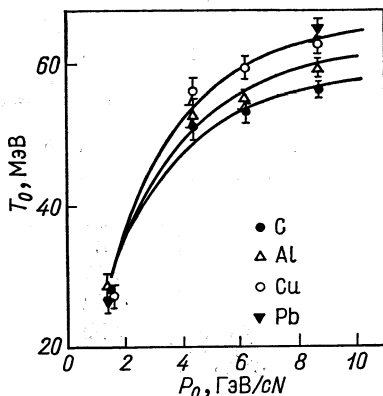


Рис. 14. Зависимость параметра  $T_0$  (температура спектра пионов) для ядер C, Al, Cu, Pb от импульса  $p_0$  на нуклон взаимодействующих ядер

лятивного ядерного эффекта [см. соотношение (8)]. Вероятность взаимодействия с группой из  $N$  нуклонов  $P_N$  ( $N$ ) является достаточно сильно убывающей функцией с ростом  $N$ . Распространяя гипотезу кумулятивного ядерного эффекта на бесконечное число конститuentов, можно заметить, что сечение инклюзивного рождения будет функцией только  $N_{\text{мин}}$ , т. е.  $Q$ , причем эта зависимость имеет экспоненциальный характер:

$$E d\sigma/d\bar{p} = G \exp \{ -Q/\langle Q \rangle \}. \quad (29)$$

Рассмотренные нами экспериментальные данные от 1,4 до 8,9 ГэВ/с  $N$  взаимодействующих ядер подчиняются экспоненциаль-

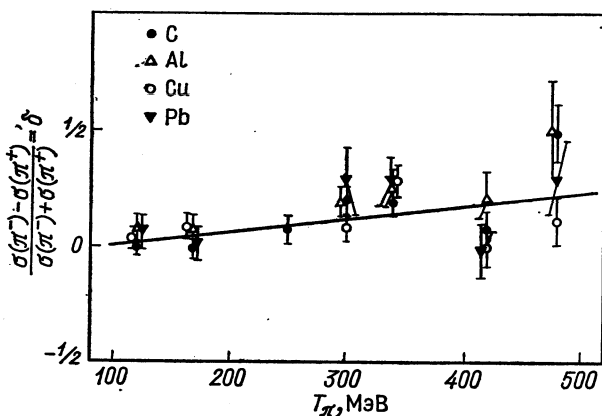


Рис. 15. Зависимость соотношения между выходом положительных и отрицательных пионов от энергии пионов

ной зависимости (см. рис. 2, а). Это новый и важный экспериментально установленный факт. Эксперимент дает некоторую «перекompенсацию»: в противоположность параметру  $T_0$  (температура), величина  $\langle Q \rangle$  (среднее число нуклонов в объеме кумуляции) слабо уменьшается с ростом энергии взаимодействующих ядер.

В согласии с опытом величина  $\langle Q \rangle$  равна произведению средней нуклонной плотности ядра с радиусом  $r_0 A^{1/3}$  на объем кумуляции:

$$\langle Q \rangle = \frac{A}{(4/3)\pi r_0^3} \cdot \frac{4}{3} \pi R_0^3 = \left( \frac{R_0}{r_0} \right)^3, \quad (30)$$

где  $R_0$  — радиус объема кумуляции.

Определим «подгоночный» параметр таким образом, чтобы  $\langle Q \rangle$  убывало с ростом энергии взаимодействующих ядер, с импульсом на нуклон  $p_0$ . Введем увеличение радиуса кумуляции на  $\lambda_0$ :

$$\lambda_0 = h/p_0.$$

Тогда

$$\langle Q \rangle |_{P_0} = [(R_0 + \lambda_0)/r_0]^3 \quad (31)$$

и мы должны ожидать равенства сечений при кумулятивном числе

$$Q' = Q [R_0/(R_0 + \lambda_0)]^3. \quad (32)$$

Заметим, что распределение по  $Q'$  есть распределение по кумулятивному числу при бесконечно больших энергиях взаимодействующих ядер — предельная фрагментация Янга.

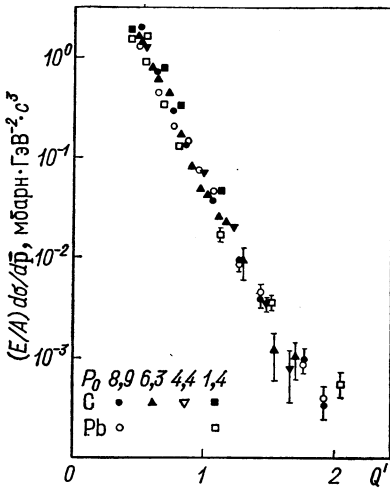


Рис. 16. Зависимость инклюзивных сечений фрагментации ядер С и Pb, нормированных на атомную массу, от кумулятивного числа  $Q'$

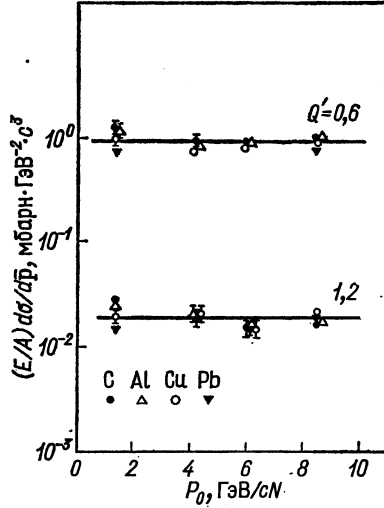


Рис. 17. Зависимость нормированных на атомную массу сечений фрагментации ядер С, Al, Cu, Pb от импульса на нуклон взаимодействующих ядер

На рис. 16 приведены экспериментальные данные по инклюзивным сечениям фрагментации ядер углерода и свинца при различных импульсах на нуклон взаимодействующих ядер в функции кумулятивного числа  $Q'$  [соотношение (32)] при  $R_0 = 0,75F$ . Для 4,4 ГэВ/с взяты экспериментальные величины  $(1/2)\sigma(dA \rightarrow \pi^-)$  при импульсе дейтонов 8,9 ГэВ/с [20]. Из рисунка видно, что нормированные на атомную массу сечения инклюзивных процессов с хорошей точностью (разброс не более двух раз) описываются экспоненциальной зависимостью:

$$(E/A) d\sigma/d\bar{p} = G \exp(-Q'/0,16), \quad (33)$$

причем для  $Q$  справедливо соотношение

$$\langle Q \rangle = \langle Q \rangle |_{p_0 \rightarrow \infty} = 0,16. \quad (34)$$

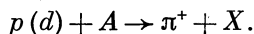
Экспоненциальная зависимость [см. (33) и рис. 16] интересна не только тем, что дает возможность прогнозировать доступность для экспериментаторов исследований при больших кумулятивных числах, но и указывает на экспоненциальный характер функции  $P_N(N)$  в модели большого числа конstituентов\*.

На рис. 17 приведены экспериментальные данные пионной фрагментации ядер C, Al, Cu, Pb для кумулятивных чисел 0,6 и 1,2 в зависимости от импульса на нуклон взаимодействующих ядер.

На этом рисунке виден характер отклонения сечений от универсальной зависимости (33). Если при  $p_0 > 4$  ГэВ/с и  $Q' > 1$  инклюзивное сечение рождения пионов действительно пропорционально атомной массе ядра, то при малых импульсах  $p_0$  сечение скорее пропорционально  $A^{2/3}$ . В этом смысле можно считать, что предельная фрагментация наступает с импульсов порядка 4 ГэВ/с на нуклон взаимодействующих ядер.

**Зависимость инклюзивных сечений рождения пионов от угла эмиссии.** Экспериментальная установка для исследования зависимости выхода пионов для разных (50—180°) углов эмиссии показана на рис. 8, б.

На рис. 18 приведены экспериментальные данные [24, 25] по зависимости инклюзивного сечения рождения положительных пионов с импульсами 0,3; 0,5; 0,64 ГэВ/с от угла  $\theta_\pi$  эмиссии мезонов при взаимодействии протонов (дейтронов) с импульсом 8,9 ГэВ/с с ядрами A (H, D, He, Pb):



Для пионов с импульсом 0,3 ГэВ/с инклюзивное сечение практически постоянно в интервале углов 180—140°. Зависимость сечения рождения пионов от угла  $\theta_\pi$  для ядра гелия (импульс пионов 0,5 ГэВ/с) и ядра свинца (импульс пионов 0,64 ГэВ/с) практически одинакова. Качественно все наблюдаемые угловые зависимости подобны, хотя абсолютное значение сечения для ядра свинца (0,5 и 0,64 ГэВ/с) отличается почти в 100 раз.

Совокупность приведенных экспериментальных данных по угловой зависимости инклюзивных сечений противоречит предположению о механизме кратных взаимодействий (каскад) для объяснения кумулятивного эффекта [32]. Кроме того, в работе [33] показано, что имеются большие трудности в описании механизмом

---

\* Вряд ли является только чисто внешним сходство между экспоненциальной зависимостью от кумулятивного числа инклюзивного сечения рождения мезонов и экспоненциальной зависимостью,  $Q_{gg}$ -систематикой В. В. Волкова реакции передачи с тяжелыми ионами [31]. По физическому смыслу кумулятивное число переходит в энергию  $Q_{gg}$  при стремлении энергии фрагмента к нулю.

каскада экспериментальных данных по угловым и энергетическим спектрам  $g$ -частиц (в основном, кумулятивные частицы).

Удивительно простое объяснение находят экспериментальные данные по зависимости инвариантных сечений от угла вылета

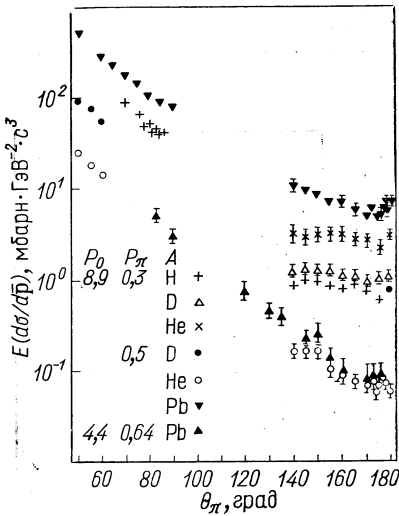


Рис. 18. Зависимость инклюзивного сечения рождения положительных пионов разных импульсов от угла вылета мезона для разных импульсов на нуклон взаимодействующих ядер:  $P_0$  — импульс на нуклон взаимодействующих ядер (в ГэВ/с);  $\theta_\pi$  — угол между первичным протоном и вторичным пионом

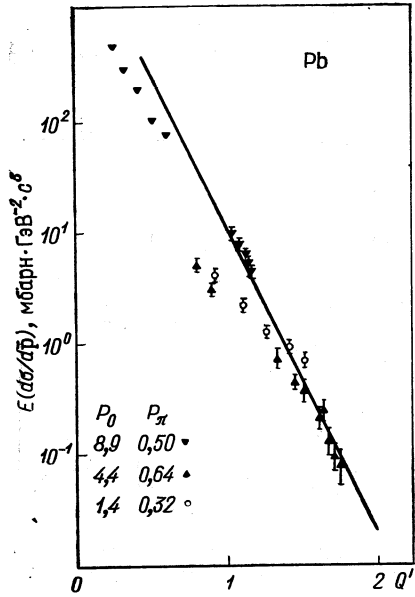


Рис. 19. Зависимость инклюзивного сечения рождения пионов на Pb от кумулятивного числа  $Q'$  для разных углов вылета пионов (см. рис. 18)

пиона в модели кумулятивного ядерного эффекта [см. соотношение (8)]. Как мы уже знаем, энергетическая зависимость рождения кумулятивных пионов хорошо объясняется минимальным кумулятивным числом  $Q'$  [см. рис. 16 и соотношение (33)]. Из зависимости кумулятивного числа от угла эмиссии частицы (22) следует, что  $Q'$  уменьшается с уменьшением угла вылета частицы, следовательно, согласно соотношениям (8) и (33), инклюзивное сечение должно возрастать.

На рис. 19 приведены экспериментальные данные по угловой зависимости сечения фрагментации ядра свинца (см. рис. 18) в функции кумулятивного числа  $Q'$  [соотношение (32)]. На этом же рисунке показаны экспериментальные данные [30] для фрагментации ядра свинца с рождением отрицательных пионов с углом вылета  $90-150^\circ$ . Прямая линия на рисунке соответствует экспериментальным данным по энергетической зависимости сечения

фрагментации (см. рис. 16). Из рис. 19 видно, что экспериментальные данные по угловой зависимости по крайней мере для больших углов эмиссии пионов (120—180°) в функции кумулятивного числа  $Q'$  просто совпадают с данными по энергетической зависимости в функции кумулятивного числа. Можно надеяться, что конкретная модель кумулятивного эффекта, в которой сечение инклюзивного процесса будет определяться не минимальным кумулятивным числом, а близким к нему эффективным значением,

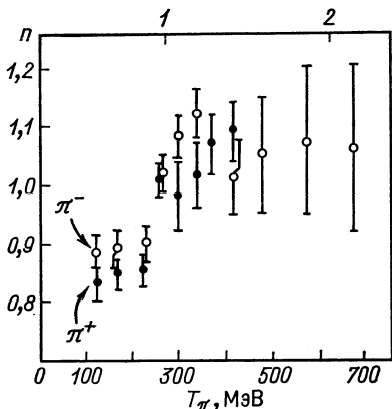


Рис. 20. Зависимость показателя степени  $n$  от кинетической энергии положительных (●) и отрицательных (○) пионов:

верхняя шкала — кумулятивное число кинетической энергии пиона. Импульс первичных протонов 8,9 ГэВ/с

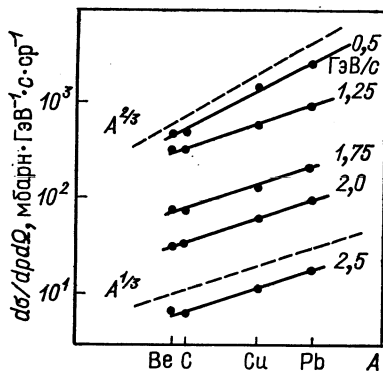
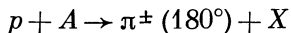


Рис. 21. Зависимость сечения фрагментации ядра гелия с рождением отрицательных пионов от атомной массы ядра-возбудителя для разных импульсов вторичных пионов

опишет в функции этого числа всю совокупность экспериментальных данных как по энергетической, так и угловой зависимости рождения частиц. Таким образом, инклюзивное сечение рождения частиц будет функцией не двух переменных ( $P_{||}$  и  $P_{\perp}$ , например), а функцией одной переменной ( $Q$  эффективное).

**A-Зависимость инклюзивного сечения рождения кумулятивных частиц.** Экспериментальные данные работ [19,20], приведенные на рис. 10 и 11, по зависимости инклюзивного сечения процесса



от атомной массы ядра мишени при фиксированной энергии пиона фитировались аналитической зависимостью вида

$$E (d\sigma/d\bar{p}) = cA^{n(T\pi)}. \tag{35}$$

На рис. 20 приведены значения показателя степени  $n$  в зависимости от кинетической энергии пионов.



Из рисунка видно, что при больших энергиях пионов в области кумулятивного ( $Q > 1$ , верхняя шкала) рождения пионов  $A$ -зависимость имеет объемный характер, т. е. выход пионов пропорционален объему фрагментирующего ядра [19] \*.

Этот экспериментальный факт находится в согласии с предсказанием  $V$ -модели кумулятивного ядерного эффекта [соотношение (17)]. Полученная  $A$ -зависимость рождения частиц подчеркивает главные черты кумулятивности взаимодействия, его локальность, независимость флуктуаций ядерной плотности от координаты в объеме ядра и показывает несущественность для кумулятивного рождения (в первом приближении) эффектов поглощения в веществе ядра первичной волны и рожденных частиц.

Таким образом, инклюзивное сечение рождения кумулятивных мезонов в реакции

$$p + A \rightarrow \pi(180^\circ) + M \quad (36)$$

в постановке эксперимента, когда мезоны являются фрагментами ядра  $A$ , в первом приближении линейно возрастает с ростом атомной массы фрагментирующего ядра  $A_F$ :

$$E(d\sigma/d\bar{p}) = G_1(P_c, \Theta_c) A_F. \quad (37)$$

Вопрос о том, как изменится инклюзивное сечение реакции (36), если вместо бомбардирующих протонов брать широкий набор ядер-возбудителей ( $A_1$ ), был экспериментально изучен на ускорителе в Беркли [35]. Эксперимент выполнен в системе координат, где ядро-возбудитель  $A_1$  (Be, C, Cu, Pb) покоится, а ядро-фрагментатор ( $A_F = \text{He}$ ) движется и имеет энергию 2,1 ГэВ на нуклон (рис. 21). Наблюдаемые фрагменты (отрицательные пионы) вылетают в направлении движения ядра гелия, т. е. постановка эксперимента идентична первому опыту с ускоренными дейтонами по обнаружению кумулятивного эффекта [7]. Меняя энергию пионов, можно выделять либо однонуклонную, либо многонуклонную фрагментацию ядра гелия и изучать зависимость этих процессов от атомной массы ядра-возбудителя.

Из рис. 21 видно, что для фрагментирующего ядра гелия в области кумулятивного рождения пионов (импульс больше 1,9 ГэВ/с) инклюзивное сечение рождения пионов слабо зависит от атомной массы ядра-возбудителя:

$$E(d\sigma/dp) = G_2(P_c, \Theta_c) A_1^{1/3}. \quad (38)$$

Такая слабая зависимость инклюзивного сечения от атомной массы ядра-возбудителя наблюдается только в области кумуля-

\* Позднее аналогичная зависимость от атомной массы ядра мишени инклюзивного рождения адронов протонами больших энергий (300 ÷ 400 ГэВ/с) была получена в опытах Кронина [34] при больших поперечных импульсах ( $\leq 6$  ГэВ/с).

тивного рождения. При малых импульсах рожденных пионов инклюзивное сечение пропорционально  $A^{2/3}$ , т. е. пропорционально поверхности ядра. Изменение режима в зависимости инклюзивного сечения рождения мезонов от атомной массы ядра-возбудителя  $A_1^{n(P\pi)}$  приводит к более быстрому падению сечения фрагментации ядра  $A_F$  с ростом импульса пионов [35] по сравнению с «чистой» реакцией, когда ядром-возбудителем является нуклон.

Заметим, что слабая  $A$ -зависимость типа (38) отмечалась и при изучении процесса прямого выбивания кластеров [12] [см. рис. 4, 6].

Объединяя найденную ранее  $Q$ -закономерность (33) с  $A$ -зависимостью от атомной массы фрагментирующего ядра ( $A_F$ ) и  $A$ -зависимостью от ядра-возбудителя, получим

$$E(d\sigma/d\bar{p}) = c A_F A_1^{1/3} \exp\{-Q'/\langle Q \rangle\}, \quad (39)$$

где  $Q'$  — кумулятивное число, определяемое соотношениями (32), (22);  $\langle Q \rangle$  — средняя кумулятивность [соотношения (30), (34)];  $c$  — нормированная константа.

Соотношение (39) дает полное описание ядерного инклюзивного процесса: зависимость от угла вылета инклюзивной частицы и ее энергии ( $Q$ -зависимость), зависимость от атомной массы ядра-фрагментатора ( $A_F$ ) и атомной массы ядра-возбудителя ( $A_1$ ).

**Множественность кумулятивно рожденных пионов.** В настоящее время в литературе нет прямых экспериментальных данных по множественности рожденных пионов для одного акта взаимодействия, кинематика которого соответствует взаимодействию первичной частицы с многонуклонной массой мишени. Более того, трудно определить постановку эксперимента, в которой акт взаимодействия с многонуклонной внутриядерной мишенью был бы однозначно выделен от предшествующих или последующих взаимодействий с отдельными нуклонами ядра. Однако качественные особенности интересующего нас явления можно понять из единственных на сегодняшний день экспериментальных данных работы ИТЭФ [36].

На установке с искровой камерой в магнитном поле с фильмовым съемом информации исследовалась инклюзивная реакция



при импульсе первичного протона 7 ГэВ/с. В качестве мишени использовались ядра Be, C, Al, Cu, Cd, Pb.

На рис. 22 показана зависимость средней множественности  $\langle n_- \rangle$  рожденных в заднюю полусферу ( $\theta_{\pi^-} > 90^\circ$ ) отрицательных пионов от атомной массы фрагментирующего ядра. Среднее число

рожденных пионов

$$\langle n_- \rangle = cA^\alpha, \tag{41}$$

где  $\alpha = 0,305 \pm 0,036$ .

Для пионов, вылетающих в направлении «вперед» ( $\theta_{\pi^-} < 90^\circ$ ), показатель степени  $\alpha$  в соотношении (41) уменьшается с ростом импульса пионов (рис. 23).

Из приведенных данных видно, что при импульсе пионов 0,7 ГэВ/с средняя множественность рожденных пионов вообще не зависит от атомной массы фрагментирующего ядра и при больших импульсах убывает с ростом атомной массы фрагментирующего ядра. Наиболее сильная зависимость средней множественности от  $A$  наблюдается для пионов малых энергий, для которых наиболее существенно поглощение внутри ядра (область 3,3-резонанса). Из объемного характера  $A$ -зависимости кумулятивного рождения пионов следует, что нет оснований предполагать меньший эффективный пробег для пионов, вылетающих в направлении «назад». Таким образом, смена режима в  $A$ -зависимости при переходе от малых энергий к большим не может объясняться поглощением мезонов в ядре.

Для больших импульсов пионов ( $> 0,7$  ГэВ/с) парадокс  $\alpha < 0$ , уменьшение средней множественности с ростом  $A$  объясняется эффектами торможения энергичных пионов, рожденных в первых актах взаимодействия.

Заметим, что в рассматриваемой области импульсов  $A$ -зависимость инклюзивного сечения существенно меняется с изменением поперечной составляющей импульса [34]: для больших поперечных импульсов  $\alpha \approx 1,0$ .

Исходя из общих закономерностей, найденных в области кумулятивного рождения частиц [см. соотношение (39)], можно предполагать, что наблюдаемая на опыте резкая смена режима  $A$ -зави-

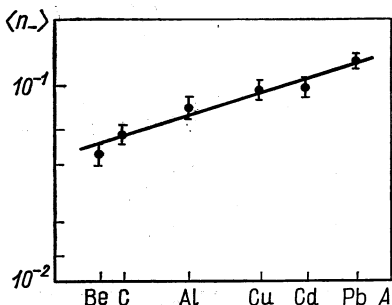


Рис. 22. Зависимость средней множественности отрицательных пионов от атомной массы фрагментирующего ядра:

средний импульс пионов  $\sim 200$  МэВ/с

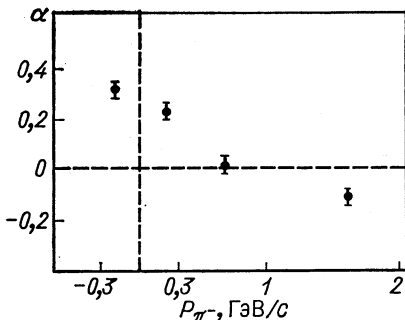


Рис. 23. Зависимость степени  $\alpha$  от импульса пиона

симости обусловлена изменением роли исследуемых ядер. При исследовании пионов «назад» ядра являются фрагментаторами пионов, при исследовании энергичных пионов «вперед» ядра являются ядрами-возбудителями первичного протона. Это замечание конечно не решает вопроса о конкретной модели механизма процесса взаимодействия, но определяет круг взаимосвязанных вопросов.

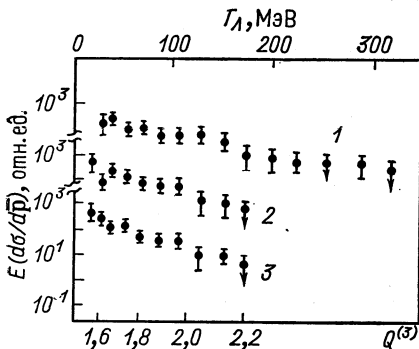


Рис. 24. [Зависимость инклюзивного сечения рождения кумулятивных Λ-гиперонов от их кинетической энергии для разных углов вылета: 1—60 < θ<sub>Λ</sub> < 80°; 2—80 < θ<sub>Λ</sub> < 100°; 3—θ<sub>Λ</sub> > 100°; для кривой 3 (θ<sub>Λ</sub> ≈ 140°) показан масштаб кумулятивных чисел Q [соотношение (22)]

углов вылета 47—90° и 90—180° и 0,59 ± 0,15 мбарн.

Зависимость сечений от энергии имеет экспоненциальный характер (рис. 24), авторы работы нашли следующие значения параметра температуры T<sub>0</sub> (МэВ) в разных угловых интервалах:

$$\left. \begin{aligned} T_0 &= 64,6_{-6,1}^{+7,4}, & 60^\circ < \theta_\Lambda < 80^\circ; \\ T_0 &= 42,2_{-5,2}^{+7,1}, & 80^\circ < \theta_\Lambda < 100^\circ; \\ T_0 &= 36_{-3,7}^{+4,7}, & \theta_\Lambda > 100^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Используя найденное авторами работы полное сечение рождения гиперонов, приведенное выше, находим инклюзивное сечение рождения гиперонов с углом вылета <θ<sub>Λ</sub>> = 140° в зависимости от кинетической энергии:

$$E(d\sigma/d\bar{p})(\pi^-A \rightarrow \Lambda X) = (4,5 \pm 1,2) \exp(-T_\Lambda/36), \quad (43)$$

выраженное в мбарн · ГэВ<sup>-2</sup> · с<sup>3</sup>; A — эффективное ядро (A ≈ 80).

**Кумулятивное рождение Λ-гиперонов.** Рождение Λ-гиперонов на ядрах в области, кинематически запрещенной для столкновения с отдельным нуклоном ядра, изучено в работах ИТЭФ [37, 38] при облучении отрицательными пионами с импульсом 2,9 ГэВ/с пропан-ксеноновой камеры в магнитном поле. Отбирались инклюзивные Λ-частицы с углом вылета в лабораторной системе координат, превышающим 47°. В ранней работе исследовалось 208 событий, в более поздней — 533.

Сечение рождения [на эффективное ядро (C, Xe)] гиперонов с импульсом более 0,2 ГэВ/с для равно соответственно 1,83 ± 0,46

В зависимости от кумулятивного числа это инклюзивное сечение также имеет экспоненциальный характер

$$E(d\sigma/d\bar{p}) = C \exp \{ - Q_{\Lambda} / \langle Q \rangle \}, \quad (44)$$

где  $\langle Q \rangle = 0,165^{+0,02}_{-0,017}$ .

Как видим, найденное среднее значение кумулятивного числа совпадает со значением для кумулятивного рождения пионов [см. соотношения (33), (34) и рис. 16]:

$$E(d\sigma/d\bar{p})(pA \rightarrow \pi X) \approx 30A \times \exp \{ - Q_{\pi} / 0,16 \}. \quad (45)$$

Для эффективного ядра об-суждаемого эксперимента по кумулятивному рождению  $\Lambda$ -гиперонов предэкспоненциальный множитель в соотношении (45) по порядку величины равен 2400. С таким предэкспоненциальным коэффициентом при нулевой кинетической энергии гиперонов, когда  $Q_{\Lambda}(T_{\Lambda} = 0) \approx 1,29$ , выражение (44) дает

$$E(d\sigma/d\bar{p})(T_{\Lambda} = 0) = 2400 \exp(-1,29/0,165) \approx 1 \text{ мбарн} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot c^3,$$

что по порядку величины совпадает со значением, найденным из полного сечения рождения гиперонов  $(4,5 \pm 1,2)$ .

Таким образом, в рамках гипотезы кумулятивного ядерного эффекта разница в вероятности рождения кумулятивных пионов и гиперонов (около трех порядков величины), а также форма энергетических спектров естественным образом объясняется разницей в пороговом значении кумулятивного числа [см. соотношение (8)]. В этом смысле очевидна и важность исследований кумулятивного рождения странных частиц  $\Lambda$ -гиперонов и каонов.

В цитируемых работах измерялась асимметрия в распадах  $\Lambda$ -гиперонов относительно плоскости реакции, что позволило определить их поляризацию (рис. 25).

В более ранней работе [39] было обращено внимание на значительную поляризацию кумулятивных протонов.

#### 4. ОБЫЧНЫЕ ФРАГМЕНТЫ. КУМУЛЯТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ, ДЕЙТОНОВ И ЯДЕР ТРИТИЯ

В настоящее время накоплен богатый экспериментальный материал по кумулятивному образованию барионных систем при взаимодействии частиц с различными ядрами в инклюзивной поста-

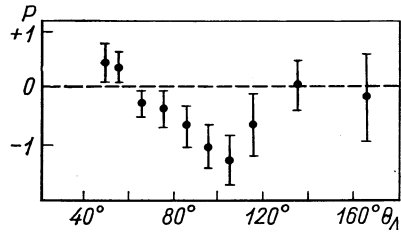


Рис. 25. Зависимость поляризации  $\Lambda$ -гиперонов от угла вылета в лабораторной системе координат: положительное направление выбрано по вектору  $(P_{\pi} \cdot P_{\Lambda})$

новке

$$a + A \rightarrow \overset{p}{d} + X, \quad (46)$$

где первичная частица —  $\gamma$ -квант, пион, протон либо ядро, ускоренное до энергий в несколько гигаэлектронвольт на один нуклон.

Реакции с образованием барионных систем обладают характерными особенностями в сравнении с рождением пионов, каонов и т. п., обусловленными тем простым фактом, что в состоянии с равным нулю импульсом в системе покоя ядра-фрагментатора они имеются в «готовом виде». Имеется в виду малость в сравнении с энергией сталкивающихся частиц энергии связи составляющих частей. Это приводит к большой вероятности срыва и подхвата. Эти процессы не имеют отношения к обсуждаемой нами предельной фрагментации Янга, распространяемой на взаимодействия релятивистских ядер. Как показано в работе [40], срыв и подхват описываются с помощью обычного полюсного приближения. Если амплитуда ядерной реакции имеет  $t$ -канальные особенности, то амплитуда процесса имеет следующий вид:

$$T_{ji} = \sum \frac{T_{jj} T_{ji}}{(p_F - p_1)^2 - m_2^2}. \quad (47)$$

Простые преобразования позволяют выделить в релятивистски инвариантном сечении знаменатель, определяющий полюс по кинетической энергии наблюдаемого фрагмента с массой  $m_1$ :

$$d\sigma \sim (\alpha + 2T_1/m_1)^{-2}, \quad (48)$$

причем параметр

$$\alpha = (m_1 + m_2 - m_F)(m_F + m_2 - m_1)/m_F m_1, \quad (49)$$

где  $m_F$  — масса фрагментирующего ядра.

Дробь со знаменателем (48) имеет полюс по переменной  $T_1$ . Это обусловлено малостью параметра  $\alpha$  или малостью множителя  $(m_1 + m_2 - m_F)$  (реакция срыва), или малостью множителя  $(m_F + m_2 - m_1)$  (реакция подхвата). Легко показать, что кинетическая энергия фрагмента  $T$ , в системе покоя фрагментирующего ядра  $m_F$  выражается через релятивистские инварианты следующим образом:

$$T_1 = b_{F1} = (p_F \cdot p_1)/m_F - m_1. \quad (50)$$

Таким образом, можно предложить следующую классификацию столкновений релятивистских ядер [5]. Группу продуктов реакции для  $b \leq \epsilon$ , где  $\epsilon$  — энергия связи ядра, следует отнести к «осколкам» — развалу ядра, возбужденного до относительно больших энергий, как слабосвязанной системы. В области больших значений переменной  $b$ , т. е. энергий фрагментов, введенный параметр определяет минимально возможное кумулятивное число

(выраженное в числе нуклонных масс  $m$ ), т. е. порядок кумулятивности:

$$Q \approx A_1 + (T_1 - p_1 \cos \theta_1)/m, \quad (50')$$

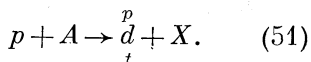
где  $\theta_1$  — угол вылета фрагмента относительно направления движения снаряда (ядро-возбудитель);  $A_1$  — атомная масса фрагмента. Соотношение (50') легко получить из соотношения (22) при  $T_c \ll T_\mu$ , где  $T_\mu$  — кинетическая энергия снаряда. Для анализа экспериментальных данных при конечных энергиях ( $T_c \sim T_\mu$ ) следует пользоваться точным соотношением (22).

Как и в случае рождения специфических фрагментов (пионы, каоны и т. п.), можно утверждать, что если

$$(Q - A_1) \sim 1,$$

то наблюдаемые в ядерной реакции фрагменты ( $A_1$ ) соответствуют процессу слияния группы нуклонов в единое целое. Причем это утверждение следует из одних законов сохранения энергии и импульса.

**Энергетические спектры кумулятивных протонов, дейтронов и ядер трития. Протон-ядерные взаимодействия:**



Простейшей ядерной кумулятивной реакцией такого типа является процесс образования протонов и дейтронов, вылетающих в направлении «назад» при бомбардировке протонами легчайших ядер дейтерия и гелия. На рис. 26 показаны экспериментальные данные [25] реакции (51) для первичных протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с. Вторичные частицы ( $p$ ,  $d$ ) регистрировались под углом  $180^\circ$  к направлению движения бомбардирующих протонов; импульсное разрешение регистрации фрагментов  $\pm 6\%$ . На этом же рисунке показаны экспериментальные данные [26] по инклюзивному образованию протонов на ядрах дейтерия (произведено усреднение по интервалу углов вылета протонов  $132-180^\circ$ ) для импульса первичного протона 1,66 ГэВ/с.

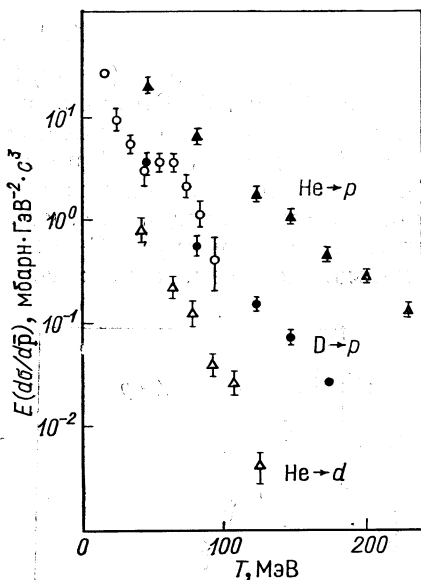


Рис. 26. Инклюзивное сечение образования кумулятивных протонов и дейтронов при взаимодействии протонов с легкими ядрами:

○ — сечения ( $D \rightarrow p$ ) при 1,66 ГэВ/с, остальные при 8,9 ГэВ/с

Как видно из рисунка, все зависимости сечений в первом приближении имеют экспоненциальный характер (28), причем параметр  $T_0$  (температура, МэВ) равен:

$$\left. \begin{aligned} T_0(\text{He} \rightarrow p) &= 38 \pm 1,5 \\ T_0(\text{He} \rightarrow d) &= 17 \pm 1 \\ T_0(\text{D} \rightarrow p) &= 29 \pm 1,8 \end{aligned} \right\} p_0 = 8,9 \text{ ГэВ/с;} \\ T_0(\text{D} \rightarrow p) &= 29 \pm 2,7, p_0 = 1,66 \text{ ГэВ/с.}$$

Заметим, что сечения  $E(d\sigma/d\bar{p})$  ( $\text{D} \rightarrow p$ ) для импульсов первичных протонов 8,9 и 1,66 ГэВ/с в зависимости от кинетической энергии вторичных протонов практически совпадают. Сечения при  $T = 95$  и 175 МэВ для  $p_0 = 1,66$  и 8,9 ГэВ/с соответствуют границе фазового объема реакции, т. е. кумулятивному числу  $Q = 2$ . Минимально возможная масса

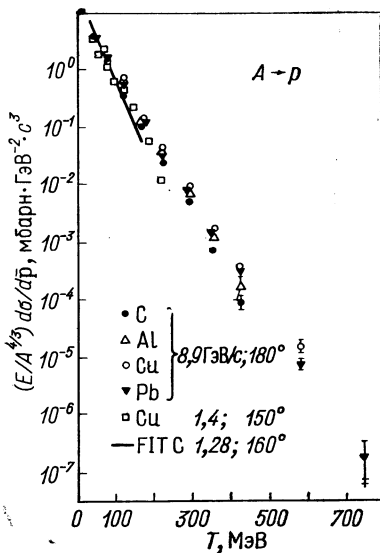


Рис. 27. Зависимость инклюзивного сечения (нормированного на  $A^{4/3}$ ) образования протонов от кинетической энергии фрагментов

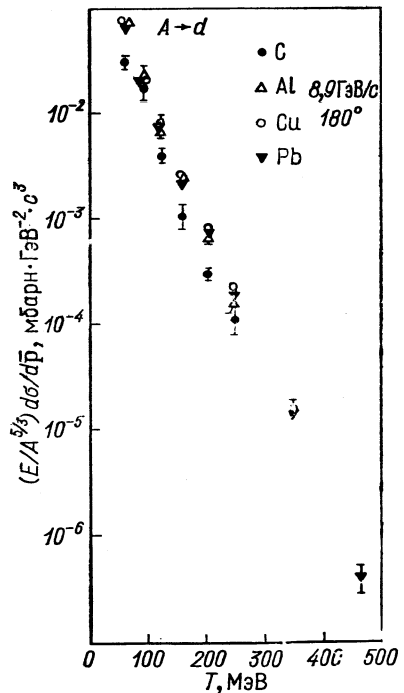


Рис. 28. Зависимость инклюзивного сечения (нормированного на  $A^{5/3}$ ) образования дейтронов от кинетической энергии фрагментов

«мишени» в реакции  $\text{He} \rightarrow d$  при кинетической энергии дейтонов 126 МэВ более трех нуклонных масс.

Приведенные экспериментальные данные исключают механизм «внутриядерного перерассеяния» на независимых центрах (нук-



лонах), равномерно распределенных по объему рассматриваемых ядер, так как минимально возможные массы мишеней порядка (либо равны) массе фрагментирующих ядер.

На рис. 27, 28, 29 приведены экспериментальные данные [41] по зависимости от кинетической энергии фрагментов инклюзивных сечений образования протонов, дейтонов и ядер трития соответственно при облучении ядер С, Al, Cu и Pb протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Фрагменты регистрируются под углом 180° к первичным протонам. Из рисунков видно, что все спектры имеют экспоненциальный характер. Причем для протонов (см. рис. 27) этот

закон справедлив при изменении инклюзивного сечения на восемь порядков величины. На рис. 27 показаны также данные для ядер Cu [30] и С [42] при импульсе первичных протонов меньше 1,5 ГэВ/с. Видно, что, как и в случае фрагментации ядер дейтерия

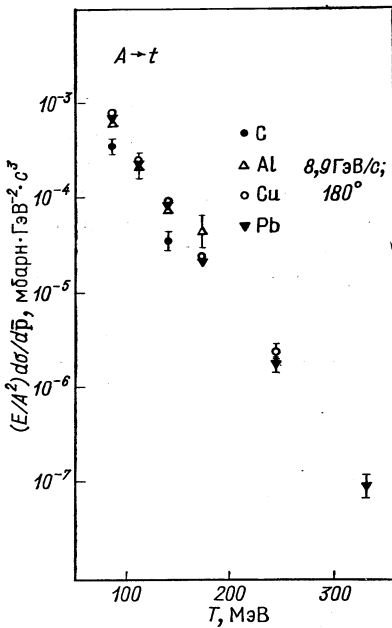


Рис. 29. Зависимость инклюзивного сечения (нормированного на  $A^2$ ) образования ядер трития от кинетической энергии фрагментов

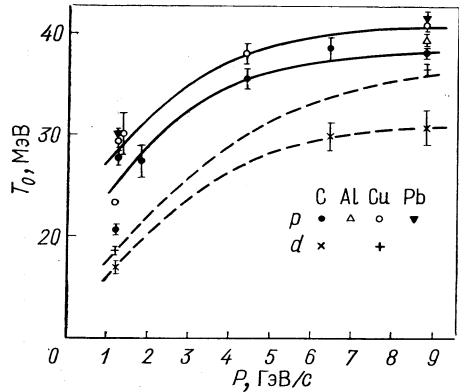


Рис. 30. Зависимость параметра  $T_0$  энергетических спектров протонов и дейтонов от импульса первичных протонов и атомной массы фрагментирующего ядра

(см. рис. 26), абсолютные значения сечений при малых энергиях практически совпадают с сечениями при больших энергиях (8,9 ГэВ/с) для фрагментирующих ядер С и Cu.

На рис. 30 приведены значения параметра экспоненциальной зависимости  $T_0$  (температура) для разных фрагментирующих

ядер (С, Al, Cu, Pb) в зависимости от импульса первичных протонов: 1,22 ГэВ/с (180°) [43]; 1,28 ГэВ/с (140°) [42]; 1,39 ГэВ/с (150°) [30]; 1,86, 4,50, 6,57 ГэВ/с (137°) [13, 39]; 8,9 ГэВ/с (180°) [41]. Зависимости имеют регулярный характер, за исключением возможно большой разницы в данных работ Франкеля и др. [43] и В. И. Комарова и др. [42].

Из приведенных на рис. 30 зависимостей следует, что параметр  $T_0$ :

- возрастает с увеличением энергии первичных протонов [42];
- возрастает с ростом атомной массы фрагментирующего ядра.

Можно заметить также, что зависимость от энергии первичных протонов ослабляется с ростом энергии, а зависимость от атомной

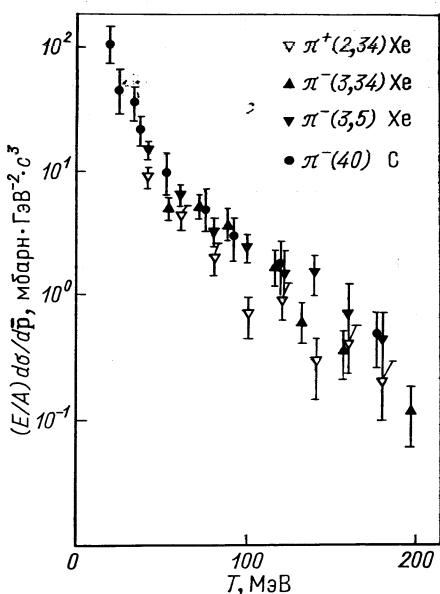


Рис. 31. Энергетические спектры протонов (угол вылета 160°) в пион-ядерных взаимодействиях:

сечения нормированы на атомную массу фрагментирующего ядра (С, Хе)

массы фрагментирующего ядра в этом смысле имеет универсальный характер.

**Пион-ядерные взаимодействия.** На рис. 31 показаны экспериментальные данные по эмиссии протонов в пион-ядерных взаимодействиях, полученные методикой пузырьковых камер (пропановой и ксеноновой), облучаемых пионами разных импульсов (ГэВ/с): 3,34 ( $\pi^-$ -Хе, 160—180°) [44]; 2,34 ( $\pi^+$ -Хе, 143—180°) [45]; 3,5 ( $\pi^-$ -Хе, 143—180°) [46]; 40 ( $\pi^-$ -С, 160—180°) [47] (в скобках указан интервал углов вылета протонов, по которому усреднено сечение).

Как видно из рисунка, кинетическая энергия зарегистрированных протонов не превышает 200 МэВ. Сечения усредняются по большому интервалу углов эмиссии, а ошибки в значениях сечений велики (20—50%).

Тем не менее в пределах такой точности можно говорить о равенстве всех сечений  $\pi$ С- и  $\pi$ Хе-взаимодействий, нормированных на атомную массу фрагментирующего ядра, равенстве в широком диапазоне энергий первичных пионов от 3 до 40 ГэВ/с. Разница отмечается [48] только в параметрах наклона (в температуре, МэВ) для ядер ксенона при импульсах пионов 2,34

и 3,50 ГэВ/с ( $30 < T_p < 200$  МэВ):

$$T_0(2,34) = 28,3 \pm 3;$$

$$T_0(3,50) = 37,8 \pm 4,6.$$

Заметим, что «температура» протонного спектра, т. е. форма спектра в пион-ядерных взаимодействиях близка к соответствующим значениям в протон-ядерных взаимодействиях. На это обстоятельство впервые обратили внимание Г. А. Лексин и сотрудники [44]. Более того, в этой же работе было замечено, что аналогичные протонные (и дейтонные) спектры получены в эксперименте [49] при взаимодействии фотонов с ядрами. Этот набор экспериментальных фактов позволил Г. А. Лексину сформулировать эмпирическое правило — гипотезу (ядерной скейлинг) для спектров протонов, дейтонов и других барионных систем:

а) форма спектра (температура, ее обратная величина) не зависит от энергии и вида налетающей частицы;

б) абсолютное значение (нормировка спектра) пропорционально полному сечению соответствующего взаимодействия: адрон-ядерного, электромагнитного и т. п.

Таким образом, инклюзивное сечение, нормированное на полное сечение, есть универсальная функция, не зависящая от типа взаимодействия и энергии взаимодействующих частиц. Изучению гипотезы ядерного скейлинга посвящено большое количество работ ИТЭФ, особенно по пион-ядерным взаимодействиям.

Заметим, что указанные пункты (а и б) являются частными следствиями предельной фрагментации по Янгу.

Поскольку инвариантное инклюзивное сечение, энергетические спектры вторичных частиц имеют простой экспоненциальный характер, то на эксперименте необходимо измерить всего две величины: предэкспоненциальный множитель  $C$  и показатель экспоненты  $T_0$ .

Экспериментальная установка ИСТРА-2 [50] представляет собой магнитный спектрометр с искровыми камерами на линии с вычислительной машиной. Импульс вторичных частиц определяется по отклонению в магнитном поле и (а иногда только) по измерению времени пролета на известной базе. Угол наблюдения  $162^\circ$ .

В качестве функции регрессии инклюзивных сечений была выбрана зависимость

$$E \, d\sigma/d\bar{p} = C \exp \{ -Bp^2 \}, \quad (52)$$

где  $C$  — инклюзивное сечение при импульсе вторичных частиц  $p$ , равном нулю. Для удобства сопоставления экспериментальных данных мы будем проводить пересчет коэффициента  $B$  в зависимости (52) в температуру:

$$T_0 = (1 - \langle T \rangle / 2m) / 2mB, \quad (53)$$

где  $m$  — масса регистрируемой частицы;  $\langle T \rangle$  — средняя кинетическая энергия частицы.

Для цитируемых работ, где протоны регистрировались в интервале импульсов от 0,2 до 1 ГэВ/с, среднее значение импульса  $\sim 450$  МэВ/с.

Предполагая, что каждый из измеренных спектров, как и спектр, полученный суммированием всех спектров на всех ядрах при всех энергиях налетающих частиц всех видов, описывается соот-

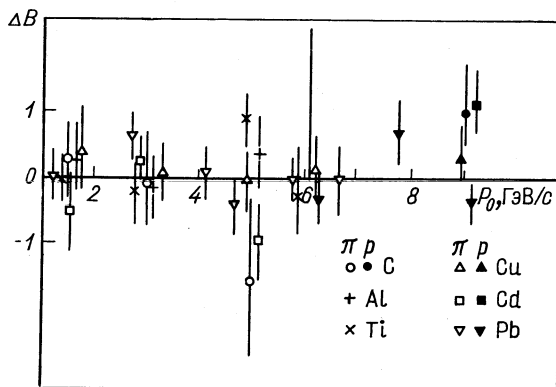


Рис. 32. Зависимость  $\Delta B$  от импульса пионов и протонов, налетающих на различные ядра

ношением (52), брался логарифм отношения числа событий в данном интервале квадратов импульсов вторичных протонов к числу событий в том же интервале  $p^2$  спектра для всех данных. Можно показать, что логарифм этого отношения

$$\ln R = \text{const} + \Delta B p^2,$$

где  $\Delta B$  — отклонение коэффициента  $B$  для данной серии от среднего значения коэффициента  $\langle B \rangle$  для всех данных.

На рис. 32 приведены экспериментальные данные [51] величин  $\Delta B$  для разных мишеней и импульсов:  $\pi^-$ -мезонов (1,55; 3,10; 4,13; 5,16; 6,2 ГэВ/с) и первичных протонов (6,2; 7,5; 9 ГэВ/с).

Из рисунка видно, что в пределах точности 10%—15% все коэффициенты  $B$  в зависимости (52) одинаковы.

Если для указанного интервала первичных импульсов протонов в пределах указанной точности этот вывод справедлив и для протон-ядерных взаимодействий (см. рис. 30), то постоянство температуры протонных спектров в пион-нуклонных взаимодействиях до импульсов пионов порядка 1,5 ГэВ/с является специфическим результатом. Затем на той же установке ИСТРА-2 были

получены абсолютные значения параметров  $B$  (обратная температура) для ядер  $C$ ,  $Cu$ ,  $Pb$  в интервале импульсов пионов от 1,5 до 6 ГэВ/с [52]. На рис. 33 приведены экспериментальные значения параметра  $T_0$ .

Как видно из рисунка, зависимость от энергии первичных пионов параметра  $T_0$  в пион-ядерных взаимодействиях существенно отличается от аналогичной зависимости в протон-ядерных взаимодействиях (см. рис. 30). Параметр  $T_0$  практически не зависит

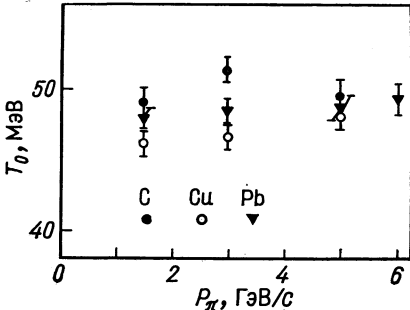


Рис. 33. Зависимость температуры протонных спектров в пион-ядерных взаимодействиях от импульса первичных пионов

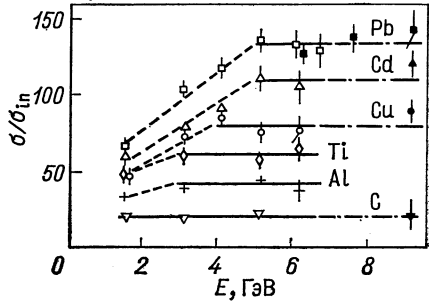


Рис. 34. Зависимость отношения  $\sigma/\sigma_{in}$  от энергии первичной частицы для различных фрагментирующих ядер

от импульса пиона и его абсолютное значение примерно на 10 МэВ превышает температуру (40 МэВ) протонных спектров в протон-ядерном взаимодействии (см. рис. 30).

В работе [53] были измерены параметры наклона  $B$  для ядер  $C$ ,  $Cu$ ,  $Pb$  для дейтонных спектров в пион-ядерных взаимодействиях в интервале импульсов пионов от 1,5 до 6,0 ГэВ/с. Из полученных данных следует, что параметр  $T_0$  для дейтонных спектров практически совпадает для ядер  $Cu$  и  $Pb$  и при изменении импульса первичных пионов от 1,5 до 6,0 ГэВ/с изменяется от  $34 \pm 1,3$  до  $37 \pm 1,3$  МэВ. Таким образом, и для дейтонных спектров параметр  $T_0$  практически не меняется с изменением энергии пионов и по абсолютной величине превышает температуру дейтонных спектров в протон-ядерных взаимодействиях.

В работах [54, 48, 55] был установлен очень интересный и важный экспериментальный факт: параметр  $T_0$  протонных спектров в пион-нуклонных взаимодействиях практически не зависит от множественности протонов, образованных в акте взаимодействия.

В цитируемых работах были проведены полные исследования инклюзивных пион-ядерных сечений образования протонов в предположении, что они описываются простейшей функцией (52). Были

изучены зависимости предэкспоненциального коэффициента  $C$  (точнее, полного сечения кумулятивного рождения протонов) от энергии первичных пионов и атомной массы фрагментирующего ядра. На рис. 34 показана зависимость отношения сечений образования протонов, проинтегрированная по углам эмиссии  $160-164^\circ$  и импульсам  $0,4-1,0$  ГэВ/с к полному неупругому сечению взаимодействия в функции энергии первичных пионов для разных фрагментирующих ядер (C, Al, Ti, Cu, Cd, Pb) [51]. Зачерненные точки соответствуют протон-ядерным взаимодействиям (данные, получены на этой же экспериментальной установке). Отчетливо наблюдается характерная зависимость: чем больше атомная масса фрагментирующего ядра, тем больше энергия, при которой наблюдается выход на константу.

**Фотон-ядерные взаимодействия.** В настоящее время систематизированные экспериментальные исследования инклюзивных спектров протонов проведены на Ереванском ускорителе группой К. Ш. Егияна [56] для тормозных фотонов с максимальными энергиями от 2 до 4,5 ГэВ. Углы эмиссии протонов  $60, 90$  и  $150^\circ$ . Кинетическая энергия вторичных протонов  $65-280$  МэВ. Фрагментирующие ядра C, Cu, Pb.

Таблица 2

Значения параметра  $T_0$  (МэВ) в функции от  $E_\gamma$  и  $A$

A	$E_\gamma$ , ГэВ		
	2,0	3,0	4,5
C	$51,2 \pm 4,3$	$44,7 \pm 4,1$	$43 \pm 2$
Cu	$46,3 \pm 3$	$41,5 \pm 4$	—
Pb	$48,1 \pm 4,5$	$44,2 \pm 5$	—

Наблюдаемые спектры протонов имеют экспоненциальный характер. Значения параметра  $T_0$  приведены в табл. 2. Угол эмиссии протонов  $150^\circ$  для энергии фотонов 2 и 3 ГэВ и  $137^\circ$  для 4,5 ГэВ.

Из табл. 2 видно, что для фотон-ядерных взаимодействий параметр  $T_0$  падает с ростом энергии первичных фотонов и практически не зависит от атомной массы фрагментирующего ядра.

**Зависимости инклюзивных сечений от угла эмиссии кумулятивных протонов, дейтонов и ядер трития.** На рис. 35 показана зависимость инклюзивного сечения рождения протонов (и дейтонов) с импульсом  $500$  МэВ/с в зависимости от угла эмиссии  $\theta_p, a$ ; для протон-ядерных взаимодействий при импульсе первичных протонов  $8,9$  [24] и  $1,39$  [30] ГэВ/с; для пион-ядерных взаимодействий при импульсе пионов  $3,5$  ГэВ/с [46]; для фотон-ядерных взаимодействий при максимальной энергии  $4,5$  ГэВ [56].

Из рисунка видно, что все угловые зависимости подобны. Особо следует подчеркнуть подобие зависимостей сечений фрагментации ядер He и Pb с эмиссией протонов и дейтонов при импульсе первичных протонов  $8,9$  ГэВ/с.

Согласно гипотезе кумулятивного ядерного эффекта [см. соотношение (8)] и ее очевидного следствия —  $Q$ -зависимости [см. соотношение (33)], изменение инклюзивного сечения с изменением угла эмиссии протонов должно быть следующим:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = G_1 \times \exp \left\{ \frac{p_\mu p_p \cos \theta_p}{\langle Q \rangle m (T_\mu - T_p)} \left( \frac{R_0}{R_0 + \lambda_\mu} \right)^3 \right\} \quad (54)$$

[мы использовали соотношение (22) для связи кумулятивного числа с углом эмиссии вторичных частиц  $\theta_p$  и импульсом  $P_p$ ], т. е. при фиксированных значениях импульса инклюзивного протона, импульса первичной частицы  $P_\mu$  (и ее кинетической энергии  $T_\mu$ ) это соотношение имеет простой вид

$$E \frac{d\sigma}{dp} (\cos \theta_p) = G_1 \exp \{ B (p_\mu, \langle Q \rangle, R_0) \cos \theta_p \}, \quad (55)$$

где  $B$  для данных на рис. 35 — некоторая константа, слабо меняющаяся с импульсом  $p_\mu$ . Таким образом, с точки зрения  $Q$ -зависимости подобие угловых зависимостей (см. рис. 35) просто объясняется. Естественно ожидать, что в конкретной модели кумулятивного эффекта без резкого обрезания на минимально возможном кумулятивном числе возникнут и более высокие степени по  $\cos \theta_p$ , но главный определяющий вклад будет обусловлен выражением типа (55).

На рис. 36 приведены экспериментальные данные по угловым зависимостям рождения кумулятивных частиц с импульсом  $640 Z_c$  МэВ/с ( $Z_c$  — заряд кумулятивной частицы) при взаимодействии ядер дейтерия с импульсом  $8,9$  ГэВ/с с ядром свинца. В области углов эмиссии  $150$ — $180^\circ$  наблюдается ярко выраженная структура. Погрешность значений сечений для протонов, дейтонов и ядер трития не превышает размера точек на рисунке.

**$A$ -Зависимость инклюзивного сечения рождения кумулятивных протонов, дейтонов и ядер трития. Протон-ядерные взаимодействия.** Качественно мы уже рассмотрели этот вопрос при анализе

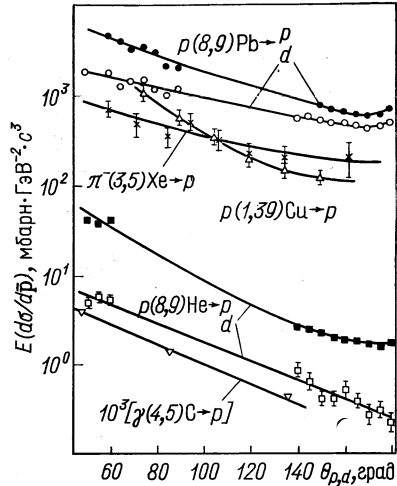


Рис. 35. Зависимость инвариантных инклюзивных сечений от угла эмиссии протонов и дейтонов с импульсом  $500$  МэВ/с для различных типов взаимодействий и фрагментирующих ядер

энергетических зависимостей. На рис. 27 инклюзивные сечения образования протонов нормированы на  $A^{4/3}$  и видно, что зависимость от атомной массы ядра еще более сильная для легких ядер ( $A < 27$ ). Аналогично рис. 28 иллюстрирует возрастание инклюзивного сечения образования дейтонов с ростом атомной массы  $A^{5/3}$  и соответственно —  $A^2$  для ядер трития (см. рис. 29).

Таким образом:

$$\left. \begin{aligned} E \, d\sigma/d\bar{p} (pA \rightarrow p) &\sim A^{4/3}; \\ E \, d\sigma/d\bar{p} (pA \rightarrow d) &\sim A^{5/3}; \\ E \, d\sigma/d\bar{p} (pA \rightarrow t) &\sim A^2. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

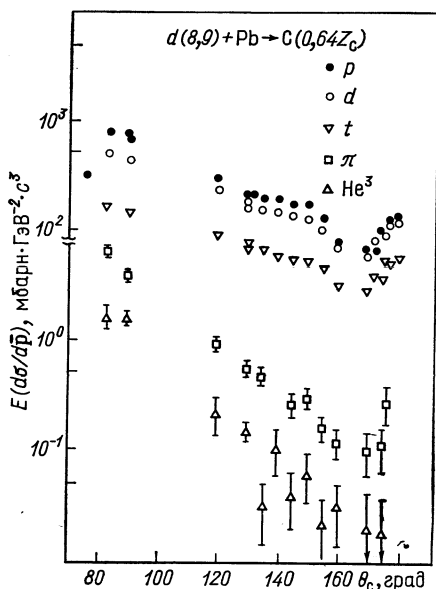


Рис. 36. Зависимость инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц от угла эмиссии в  $dPb$ -взаимодействии

Однако детальные исследования  $A$ -зависимости на разделенных ядрах-изотопах [22, 41] показали, что инвариантное сечение образования протонов и дейтонов под углом  $180^\circ$  и импульсом 500 МэВ/с при бомбардировке протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с не зависит от нейтронного избытка в ядре. На рис. 37 показаны полученные экспериментальные данные.

Из рисунка видно, что выход протонов и дейтонов от изотопов  $^{54, 56, 58}Fe$ ,  $^{58, 61, 64}Ni$ ,  $^{112, 118, 124}Sn$ ,  $^{144, 154}Sm$  и  $^{182, 186}W$  не меняется с увеличением числа нейтронов во фрагментирующем ядре. Таким образом, имеет смысл говорить не о  $A$ -зависимости инклюзивных сечений, а о  $Z$ -зависимости, зависимости от заряда фрагментирующего ядра. И действительно, зависимость инвариантных сечений от заряда ядра имеет более регулярный характер. На рис. 38 показаны экспериментальные данные по инклюзивным сечениям [41] рождения частиц с импульсом 500 МэВ/с (протонов, дейтонов и пионов) в зависимости от заряда фрагментирующего ядра. В качестве мишеней были исследованы следующие ядра:  $^6, ^7Li$ ,  $Be$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Si$ ,  $^{54, 56, 58}Fe$ ,  $^{58, 61, 64}Ni$ ,  $Cu$ ,  $^{64}Zn$ ,  $^{112, 118, 124}Sn$ ,  $^{144, 154}Sm$ ,  $^{182, 186}W$ ,  $Pb$ ,  $U$ .

Из рисунка видно, что наиболее сильно с изменением заряда ядра возрастает сечение образования дейтонов, несколько слабее протонов и еще слабее пионов.



По критерию  $\chi^2$   $Z$ -зависимость для протонов не может быть удовлетворительным образом описана ни функцией

$$E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} = \sum_0^3 a_n Z^n,$$

ни функцией вида

$$E (d\sigma/d\bar{p}) = a_1 Z^{n_1} + a_2 Z^{n_2}.$$

На рис. 39 показана  $Z$ -зависимость для протонов, дейтронов и трития с импульсом 800 МэВ/с для первичных протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с.

Из рисунка видно, что зависимость выхода ядер трития возрастает с ростом  $Z$  быстрее по сравнению с вкладом дейтерия и протонов.

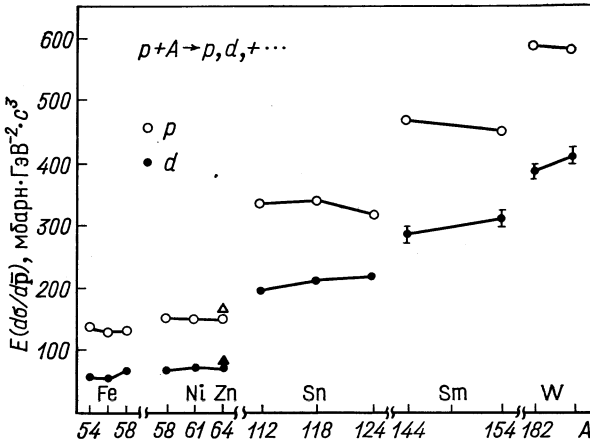


Рис. 37. Зависимость инвариантных сечений образования протонов и дейтронов от нейтронного избытка в ядре

**Пион-ядерные взаимодействия.** Экспериментальные данные по пион-ядерным взаимодействиям, полученные методикой пузырьковых камер (С, Хе), дают указание (см. рис. 31) на пропорциональность инклюзивного сечения рождения протонов атомной массе фрагментирующего ядра:

$$E d\sigma/d\bar{p} (\pi A \rightarrow p) \sim A.$$

Систематические исследования  $A$ -зависимости пион-ядерных взаимодействий выполнены группой ИТЭФ. В работе [57] в предполо-

жении, что коэффициент  $B$  постоянен [см. соотношение (52)], была найдена зависимость предэкспоненциального коэффициента  $C$  от атомной массы фрагментирующего ядра для эмиссии протонов

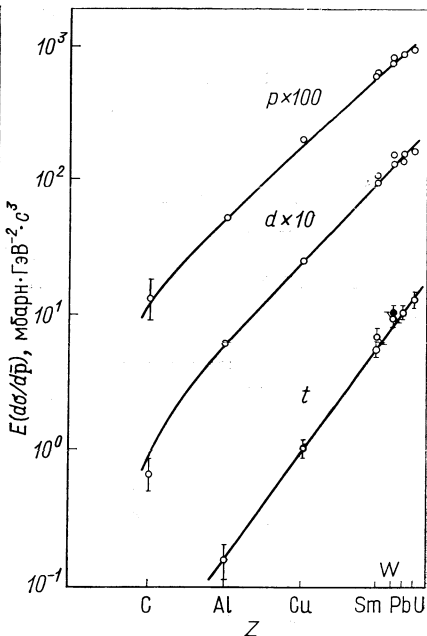
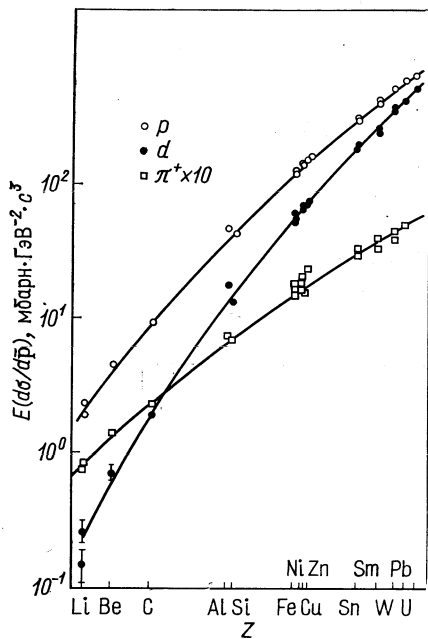


Рис. 38.  $Z$ -зависимость инвариантных сечений рождения пионов, протонов и дейтронов: импульс первичных протонов 8,9 ГэВ/с

Рис. 39.  $Z$ -зависимость инвариантных сечений образования протонов, дейтронов и ядер трития

под углом  $162^\circ$  в интервале импульсов 400—1000 МэВ/с; импульс первичных пионов составлял 3,1 ГэВ/с; фрагментирующие ядра: С, Al, Cu, Cd, Pb.

Было найдено, что зависимость коэффициента  $C$  от  $A$  хорошо аппроксимируется функцией

$$C = a_0 + a_1 A^n; \tag{57}$$

показатель степени  $n = 1,03 \pm 0,06$ .

Вывод о линейной зависимости коэффициента  $C$  от атомной массы фрагментирующего ядра затем был получен на той же установке в тех же предположениях в широком интервале импульсов первичных пионов от 1,5 до 6,0 ГэВ/с [58].

В работе [53] снова в предположении постоянства параметра  $B$  в соотношении (52) были изучены  $A$ -зависимости выхода дейтронов

для пионов с импульсом от 1,5 до 5,0 ГэВ/с. Вторичные дейтоны регистрировались с импульсами больше 500 МэВ/с. Фрагментирующие ядра С, Си, Рв. Авторы работы нашли, что отношение выходов дейтонов к протонам возрастает как  $A^{1/3}$  при импульсе первичных пионов 5,0 ГэВ/с. При меньших импульсах степень несколько меньше 1/3. Таким образом, можно сказать, что зависимость инклюзивного сечения образования дейтонов в пион-нуклонном взаимодействии не сильнее  $A^{4/3}$ , т. е.

$$\left. \begin{aligned} E \frac{d\sigma}{d\bar{p}}(\pi A \rightarrow \bar{p}) &\sim A; \\ E \frac{d\sigma}{d\bar{p}}(\pi A \rightarrow d) &\sim A^{4/3} \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

или, сравнивая с (56), на  $A^{1/3}$  слабее, чем в протон-ядерных взаимодействиях.

**Фотон-ядерные взаимодействия.**  $A$ -зависимость инклюзивного сечения рождения протонов исследовалась в работе Ереванской группы [56]. Фрагментирующие ядра: С, Al, Cu, Sn, Рв; энергия вторичных протонов 65—280 МэВ; угол эмиссии  $150^\circ$ . Авторы работы нашли, что выход протонов хорошо аппроксимируется степенной зависимостью  $A^n$ , причем  $n \sim 1,1$ . Таким образом, по совокупности экспериментальных данных по протонам для показателя степени  $n$  имеем:

для протон-ядерных взаимодействий  $n \sim 4/3$ ;

для пион-ядерных взаимодействий  $n \sim 1$ ;

для фотон-ядерных взаимодействий  $n \sim 1$ .

**Множественность кумулятивно рожденных протонов.** Исследование  $A$ -зависимости средней множественности кумулятивно рожденных протонов в протон-ядерных взаимодействиях проведено в работе [36] при импульсе первичных протонов 7 ГэВ/с. Фрагментирующие ядра: Ве, С, Al, Cu, Cd, Рв. Средняя множественность протонов

$$\langle n_p \rangle \sim A^\alpha.$$

Для протонов, вылетающих в заднюю полусферу ( $\theta_p \geq 90^\circ$ ) с импульсом больше 300 МэВ/с:  $\alpha = 0,62 \pm 0,04$ , т. е. средняя множественность рожденных протонов в протон-ядерных взаимодействиях возрастает с ростом атомной массы фрагментирующего ядра по закону

$$\langle n_p \rangle \sim A^{2/3}. \quad (59)$$

Для протонов, вылетающих в переднюю полусферу ( $\theta_p < 90^\circ$ ), получено:

$$\begin{aligned} \alpha(p < 300 \text{ МэВ/с}) &= 0,39 \pm 0,02; \\ \alpha(300 < p < 1000 \text{ МэВ/с}) &= 0,3 \pm 0,02; \\ \alpha(p > 1000 \text{ МэВ/с}) &= -0,04 \pm 0,05. \end{aligned}$$

Изучение средней множественности рождения частиц помогает понять физический смысл  $A$ -зависимости инклюзивных сечений. Правило сумм дает

$$\frac{1}{\sigma_t} \int E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} \frac{d\bar{p}}{E} = \langle n \rangle. \quad (60)$$

Поскольку инклюзивное сечение рождения частиц  $E d\sigma/d\bar{p}$  имеет универсальный экспоненциальный характер, как мы убедились, практически во всем фазовом объеме и само значение сечения на краю фазового объема мало, можно полагать, что  $A$ -зависимость инвариантного сечения пропорциональна произведению  $A$ -зависимости полного сечения взаимодействия  $\sigma_t$  на  $A$ -зависимость средней множественности.

$A$ -зависимость средней множественности кумулятивных протонов в пион-ядерных взаимодействиях изучена в работе [59] в полуинклюзивной постановке. Установка из искровой камеры, облучаемая отрицательными пионами с импульсом 3,7 ГэВ/с, запускалась положительной частицей, вылетающей «вперед», с импульсом больше 700 МэВ/с. Фрагментирующие ядра: С, Al, Cu, Pb.

Полученные данные не противоречат зависимости типа

$$\langle n \rangle \sim A^{1/3}. \quad (61)$$

Таким образом,  $A$ -зависимость средней множественности кумулятивных протонов описывается зависимостями для протон-ядерных взаимодействий  $A^{2/3}$ ; пион-ядерных взаимодействий  $A^{1/3}$ .

**Корреляционные эффекты в процессах рождения кумулятивных протонов.** Корреляцию в рождении кумулятивных протонов с энергией больше 30 МэВ, вылетающих в заднюю полусферу, изучала, в полуинклюзивной постановке группа ИТЭФ [55]. Ядра Al, Cu, Pb облучали отрицательными мезонами с импульсом 3,7 ГэВ/с.

Если размер области, из которой испускаются протоны,  $R$ , то при разности их импульсов  $q < \hbar/R$  два протона не могут иметь параллельные спины, т. е. корреляция должна уменьшать число пар протонов с малыми  $q$  в два раза по сравнению с тем, что было бы без учета тождественности частиц [60]. Аналогичный эффект можно получить, исследуя распределения по эффективной массе двух протонов.

Корреляционных особенностей в распределении по эффективным массам в работе [55] не наблюдалось. Если же допустить, что они существуют в ненаблюдаемой по условиям опыта области эффективных масс, то размеры области взаимодействия, эмиттирующей протоны, превышают 2,5 ферми.

Полученный результат означает с точки зрения локальной природы кумулятивного эффекта, что наблюдаемые протоны относятся к разным центрам кумуляции фрагментирующего ядра.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассмотренные экспериментальные данные показывают, что существует механизм передачи импульса группы нуклонов релятивистского ядра одной инклюзивной частице, обусловленный механизмом кумуляции. В системе покоя фрагментирующего ядра этот механизм соответствует передаче возбуждения группы нуклонов одной вторичной частице. При этом традиционные механизмы ферми-движения и эффектов перерасеяния не играют существенной роли в масштабе наблюдаемых значений сечений и характерных закономерностей.

2. Наблюдаемый спектр кумулятивных частиц подчиняется принципу масштабной инвариантности взаимодействий в согласии с гипотезой кумулятивного ядерного эффекта. Таким образом, обнаружен закон масштабной инвариантности взаимодействий релятивистских ядер в области кинематических переменных инклюзивных частиц, соответствующих взаимодействию с группой нуклонов ядра: кумулятивный ядерный эффект.

3. Масштабно-инвариантному взаимодействию релятивистских ядер присущи новые закономерности:

а) спектр вторичных частиц имеет экспоненциальный характер:

$$E d\sigma/d\bar{p} = C \exp(-T/T_0),$$

что является следствием модели кумулятивного ядерного эффекта, дающей (показано для рождения мезонов) универсальную  $Q$ -зависимость, зависимость от энергии, угла эмиссии и массы рожденных частиц;

б) инклюзивное сечение рождения кумулятивных частиц ( $\pi$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ) при взаимодействии релятивистских ядер слабо зависит от атомной массы ядра-возбудителя и специфическим образом зависит от атомной массы фрагментирующего ядра. Показатель степени  $n$  в степенной по  $A$  зависимости для разных типов взаимодействий ( $pA$ ,  $\pi A$ ,  $\gamma A$ ) дан в табл. 3;

в) показатель степени  $\alpha$  в степенной зависимости  $A^\alpha$  средней мно-

Таблица 3

Показатель степени  $n$   
для разных типов  
взаимодействий

Частица	$n$		
	$pA$	$\pi A$	$\gamma A$
$(\pi)$	1	—	—
$(p)$	4/3	1	1
$d$	5/3	4/3	—
$t$	2	—	—

жественности рождения кумулятивных частиц ( $\pi$ ,  $p$ ) для разных взаимодействий ( $pA$ ,  $\pi A$ ) равен:

$$\alpha_{\pi} = 1/3 \text{ для } pA;$$

$$\alpha_p = \begin{cases} 2/3 & \text{для } pA; \\ 1/3 & \text{для } \pi A; \end{cases}$$

г) сечения рождения положительных и отрицательных кумулятивных мезонов практически совпадают;

д) кумулятивные протоны и  $\Lambda$ -гипероны сильно поляризованы;

е) выход кумулятивных протонов и дейтронов в протон-ядерных взаимодействиях не зависит от нейтронного избытка фрагментирующего ядра.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А. М.— Краткие сообщ. по физике, 1971, № 1, с. 35.
2. Логунов А. А., Нгуен Ван Хьеу, Хрусталева О. А. Проблемы теоретической физики. М., Наука, 1969, с. 107.
3. Veneske J. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
4. Балдин А. М.— Докл. АН СССР, 1975, т. 222, с. 1064.
5. Балдин А. М.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 3, с. 429.
6. Ставинский В. С.— Сообщения ОИЯИ P2-9528. Дубна, 1976.
7. Балдин А. М. и др.— Препринт ОИЯИ P1-5819. Дубна, 1971.
8. Герасимов С. Б., Гиордэнеску Н.— Препринт ОИЯИ P2-7687. Дубна, 1974.
9. Лексин Г. А.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 445.
10. Аджигрей Л. С. и др.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1185.
11. Sutter R. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1189.
12. Комаров В. Н.— ЭЧАЯ, 1974, т. 5, вып. 2, с. 419.
13. Баюков Ю. Д. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, с. 521.
14. Блохинцев Д. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1295.
15. Дорфан Д. Е. и др.— В кн.: Вопросы теории элементарных частиц. Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1966.
16. Kalogeropoulos T. E.— Preprint CERN, 72-10, 1972.
17. Балдин А. М. и др.— Препринт ОИЯИ 1-8028. Дубна, 1974.
18. Аверичева Т. В. и др.— Сообщения ОИЯИ 1-11317. Дубна, 1978.
19. Baldin A. M. e.a. JINR E1-8054, 1974.
20. Балдин А. М. и др.— Препринт ОИЯИ 1-8249. Дубна, 1974; — Ядерная физика, 1975, т. 21, вып. 5, с. 1008.
21. Baldin A. M.— In: Proc. of the 6th Internat. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Santa Fe, 1975, p. 621.
22. Балдин А. М. и др.— В кн.: IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, Д1, 2-9224, 1975.
23. Ставинский В. С.— В кн.: Тр. XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Т. 1, А6-1. Тбилиси, 1977.
24. Baldin A. M.— In: VII Internat. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Zürich, 1977.
25. Балдин А. М. и др.— Сообщения ОИЯИ P1-11168. Дубна, 1977.
26. Алашвили Б. С. и др.— Препринт ОИЯИ P1-10719. Дубна, 1977.
27. Бузов В. В., Титов А. И.— Препринт ОИЯИ P2-9426. Дубна, 1975.
28. Lobov G. A.— Preprint ITP-88. М., 1976.
29. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Lett., 1976, v. 65, p. 51.
30. Cochran D. R. F. e.a.— Phys. Rev. D, 1972, v. 6, p. 3085.

31. Волков В. В.— ЭЧАЯ, т. 6, вып. 4, 1975.
32. Кондратюк Л. А., Копелянович Б. В.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 508.
33. Bogatskaya I. G., Eliseev S. M., Zinovjev G. M. Препринт ОИЯИ Е2-10172, Дубна, 1976.
34. Cronin I. W. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 3105.
35. Heckman H. H. L.V.L.-2053, 1973.
36. Agefuev A. V. e.a.— Preprint IТЕР-56. М., 1977.
37. Воробьев И. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, т. 22, вып. 7, с. 390, 1975.
38. Leksin G. A., Smirnitsky A. V.— Preprint IТЕР-87. М., 1977.
39. Баюков Ю. Д. и др.— Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 336.
40. Балдин А. М.— Докл. АН СССР, 1975, т. 222, № 5, с. 1064.
41. Балдин А. М. и др.— Препринт Р1-11302. Дубна, 1978.
42. Komarov V. I. e.a.— Preprint E-10573. Dubna, 1977.
43. Frankel S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 642.
44. Баюков Ю. Д. и др.— Ядерная физика, 1974, т. 19, № 6, с. 1266.
45. Словинский Б., Стругальский З.— Препринт Р1-9614. Дубна, 1976.
46. Охрименко Л. С. и др.— Препринт Р1-9692. Дубна, 1976.
47. Сотрудничество.— Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 5; Препринт Р1-8566. Дубна, 1975.
48. Охрименко Л. С. и др.— Препринт Р1-9806. Дубна, 1976.
49. Антуфьев Ю. П. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 13, № 3, с. 473; УФЖ, 1969, т. 14, с. 499.
50. Власов М. К. и др.— Препринт ИТЭФ-81. М., 1976; Власов М. К. и др.— Препринт ИТЭФ-82. М., 1977.
51. Бургов Н. А. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 24, № 6, с. 1183.
52. Бургов Н. А. и др.— Препринт ИТЭФ-85. М., 1977.
53. Бургов Н. А. и др.— Препринт ИТЭФ-129. М., 1977.
54. Арефьев А. В. и др.— Препринт ИТЭФ-109. М., 1975.
55. Баюков Ю. Д. и др.— Препринт ИТЭФ-103. М., 1976.
56. Ataguan M. J. e.a. Yerevan 173 (19), 1976; 175 (21), 1976; 174 (20), 1976.
57. Бургов Н. А. и др.— Препринт ИТЭФ-66. М., 1975.
58. Бургов Н. А. и др.— Препринт ИТЭФ-97. М., 1975.
59. Арефьев А. В. и др.— Препринт ИТЭФ-56. М., 1975.
60. Копылов Г. И.— Препринт Р2-7241. Дубна, 1973.