

КВАРК-ПАРТОННАЯ КАРТИНА КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ

А. В. Ефремов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается качественное сопоставление различных моделей кумулятивного рождения мезонов с экспериментальными данными.

The qualitative comparison of different theoretical models of meson cumulative production with experimental data is given.

1. ВВЕДЕНИЕ

Началом необычной физики строения ядра, которая в настоящее время ассоциируется с кварковой природой его составляющих, следует считать 1957 г., когда в Дубне, на протонном пучке с энергией 660 МэВ Г. А. Лексиним [1] при облучении дейтронов был обнаружен выход протонов в заднюю полусферу, а группой М. Г. Мещерякова [2] — необычно большой выход дейтона при облучении ядер дейтерия и гелия. Для объяснения этого явления Д. И. Блохинцев [3] в том же году предложил и обосновал гипотезу о существовании в ядре флуктуаций плотности ядерного вещества, т. е. образование кратковременных малонуклонных корреляций (МНК), названных впоследствии флуктонами. «В рассматриваемом случае — писал он, — передаваемые импульсы столь велики, что весь процесс идет за счет очень высоких гармоник функции дейтона, т. е. за счет таких состояний, когда оба нуклона близки друг к другу и их столкновения с третьим нуклоном нельзя рассматривать как происходящее независимо».

Новый этап в изучении флуктонов начался с предсказания А. М. Балдиным [4] и экспериментального обнаружения группой В. С. Ставинского [5] так называемого кумулятивного эффекта *, т. е. рождения на ядре вторичных частиц далеко за пределами кинематической области, допустимой при соударении с одним покоящимся нуклоном ядра.

* О том, сколь необычно это явление, свидетельствует такая аналогия. Представьте, что мотоциклист, движущийся со скоростью 60 км/ч, налетает на столб и остается цел и невредим, но зато шлем, слетевший с его головы, продолжает движение со скоростью 600 км/ч. Невозможно? Законам механики это не противоречит, но такое явление невероятно для электромагнитных сил, лежащих в основе молекулярных связей. Для ядерных же сил оно наблюдалось экспериментально, когда ядра дейтерия с энергией 5 ГэВ/нуклон, сталкиваясь с водородом, рождали мезоны с энергией 8 ГэВ.

Экспериментальное и теоретическое изучение этого явления и обнаруженные здесь необычные свойства, а также изучение упругого и глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах привели в настоящее время к возникновению новой области: релятивистской ядерной физики, лежащей на стыке физики элементарных частиц и физики высоких энергий.

Сейчас среди физиков, занимающихся изучением кумулятивного рождения, сложилось четкое убеждение в том, что классические механизмы ферми-движения нуклонов в ядре и многократного рассеяния не могут объяснить характерных черт этого явления. Что же касается идеи о флуктонах (или малонуклонных корреляциях), то использующие ее подходы различаются разными ответами на вопросы:

а) существуют ли флуктоны до соударения или создаются налетающей частицей?

б) что такое флуктон? Квазирезонансное образование или некая когерентная с точки зрения налетающей частицы группа нуклонов?

в) каков механизм образования кумулятивных частиц? Фрагментация флуктона или жесткое рассеяние партонов налетающей частицы и флуктона?

Настоящая работа посвящена качественному сопоставлению свойств разных моделей с экспериментом и попыткам ответа на эти вопросы. Мы в основном ограничились кумулятивным рождением мезонов, где ситуация, на наш взгляд, кажется несколько более простой и определенной, чем в рождении тяжелых частиц. В результате мы приходим к заключению, что флуктон является неким квазирезонансным образованием, существующим в ядре вне всякой связи с налетающей частицей, а кумулятивный мезон в исследованной сейчас области рождается в основном в результате диссоциации флуктона.

2. КИНЕМАТИКА И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Инвариантное сечение инклюзивного процесса $B + A \rightarrow C + X$ (рис. 1) $\varepsilon \frac{d\sigma}{dp}$ зависит от трех переменных, в качестве которых можно выбрать:

$$\left. \begin{aligned} s &= 2p_A p_B = 2mE; \\ t &= 2p_A p_C = 2m\varepsilon; \\ u &= 2p_B p_C = 2E \left(\varepsilon - \frac{P}{E} \cos \theta \right) \simeq 2E (\varepsilon - p \cos \theta), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где p_A — 4-импульс нуклона в ядре; p_B, p_C — 4-импульсы частиц B и C ; E и P — энергия и импульс налетающей частицы B , а p, ε и θ — импульс, энергия и угол рассеяния частицы C в системе

покоя ядра. Мы также будем использовать переменные

$$\left. \begin{aligned} x &= u/s \approx (1/m) (\varepsilon - p \cos \theta); & y &= t/s = \varepsilon/E. \\ \tau^2 &= ut/s \approx 2\varepsilon (\varepsilon - p \cos \theta) \approx 4p^2 \sin^2 \theta/2. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Порядок кумулятивности Q определяется как минимальная для данной кинематики масса мишени (в единицах массы нуклона). Если $(M_X)_{\min} = Qm + \Delta m$, то

$$Q = \frac{u + \Delta m^2}{s - t - 2m\Delta m} \approx x \quad (s \gg t, m^2). \quad (3)$$

Таким образом, область кумулятивного рождения определяется условием

$$Q > 1.$$

К настоящему времени накоплен богатый и разнообразный материал по свойствам кумулятивных процессов (см., например, обзоры [6—11]) в различных пучках налетающих частиц (π , p , γ , e , μ , . . .), разных вторичных частиц (π , K , p , d , t , He, μ и др.) и ядер мишени. Остановимся коротко на основных свойствах сечения.

Энергетическая зависимость [7, 8]. Измерения, проводившиеся в широком интервале энергий вплоть до 400 ГэВ, позволили установить, что начиная с некоторой граничной энергии E_0 сечения кумулятивных процессов почти постоянны. Значение E_0 зависит от типа частиц В и ядра А. Установлено, что $E_{0\gamma} < E_{0h}$, причем последнее смещается в сторону больших значений (рис. 2, где показано поведение сечения протонов *) с ростом атомного номера ядра-мишени А ($\approx E_{0\gamma} A^{1/3}$).

Угловая и импульсная зависимость. Одной из наиболее интересных свойств кумулятивного рождения является то, что распределение по импульсам всех частиц характеризуется некой универсальной функцией переменной $Q \approx x$, приближенно имеющей экспоненциальный вид [11] (рис. 3):

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} \sim \exp(-x/\langle x \rangle) \quad (4)$$

со средним значением (для $\theta \approx 180^\circ$) $\langle x \rangle \approx 0,16$. Универсальность $\langle x \rangle$ иллюстрирует рис. 4. Особенно следует подчеркнуть, что, как показывают предварительные данные группы NA-4, примерно тот же наклон характеризует и глубоконеупругий кумулятивный процесс $\mu^{12}\text{C} \rightarrow \mu X$ (см. рис. 4). Следует, однако, обратить вни-

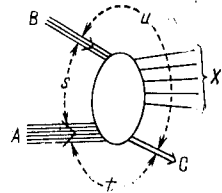


Рис. 1. Кинематика кумулятивного процесса

* Для пионов подобные систематические измерения отсутствуют. Однако сравнение данных при 9 и 400 ГэВ говорит о наличии небольшого, скорее всего, логарифмического роста сечения.

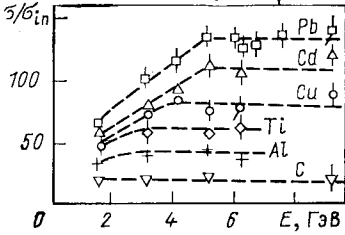


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения кумулятивного рождения протонов на разных ядрах

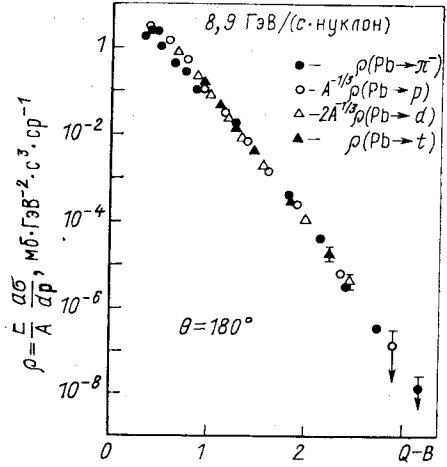


Рис. 3. Универсальность формы спектра кумулятивного процесса; B-барионное число кумулятивной частицы

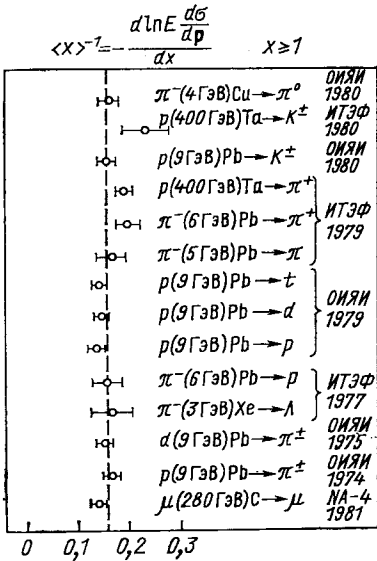


Рис. 4. Универсальность наклона спектра кумулятивного рождения по переменной x

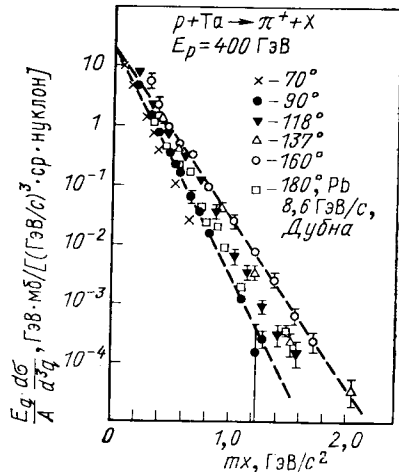


Рис. 5. Изменение наклона в зависимости от угла вылета

мание на то, что выражение (1) не передает всей угловой зависимости. При фиксированном значении x сечение с уменьшением угла падает [12] (рис. 5).

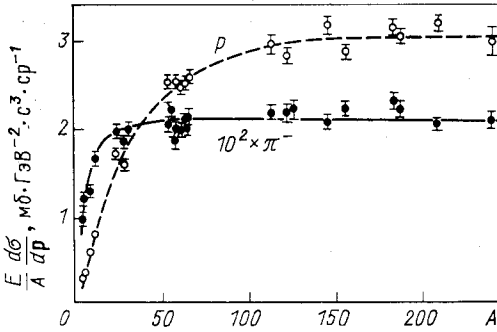


Рис. 6. Зависимость сечения кумулятивного рождения пионов и нуклонов от атомного номера, $p = 0,5$ ГэВ/с

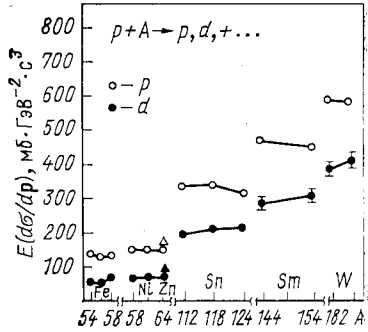


Рис. 7. Изотопический эффект сечения для кумулятивных протонов и дейтерия

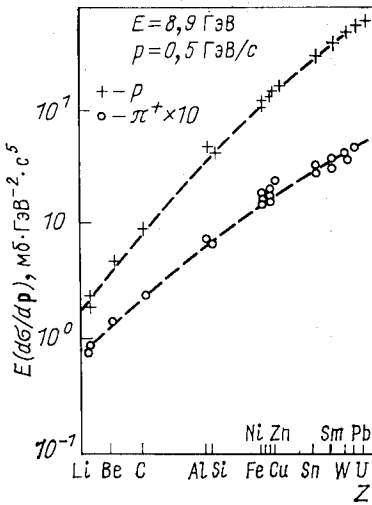


Рис. 8. Изотопический эффект сечения для кумулятивных π^+ -мезонов

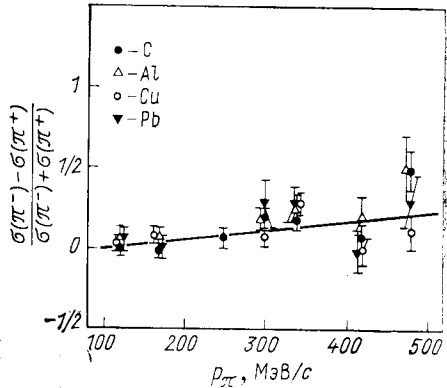


Рис. 9. Отношение выходов кумулятивных π^- - и π^+ -мезонов

установлено, что $\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} \sim A$. Более сложная зависимость наблюдается для рождения адронов в адронных пучках (рис. 6):

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} \sim \begin{cases} A & \text{для тяжелых ядер,} \\ A^{n>1} & \text{для легких ядер.} \end{cases} \quad (5)$$

A -зависимость является наиболее специфической характеристикой кумулятивного процесса. Для точечных частиц (γ , e , μ)

Для тяжелых фрагментов степень A -зависимости оказывается еще сильнее:

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp}(p \rightarrow B) \sim \begin{cases} A^{5/3} & \text{для } d, \\ A^2 & \text{для } t. \end{cases} \quad (6)$$

В пион-ядерных взаимодействиях зависимость оказывается на $A^{1/3}$ слабее, чем в протон-ядерных. Интересное явление наблюдалось для кумулятивных протонов и π^+ -мезонов. Оказалось, что сечения их рождения зависят скорее не от атомного номера A , а от числа протонов Z (рис. 7, 8).

Относительный выход разных частиц. Большинство экспериментальных измерений указывает на то, что отношение выходов кумулятивных π^-/π^+ на ядрах близко к единице [7] и несколько растет с ростом импульса (рис. 9). Близко к единице и отношение

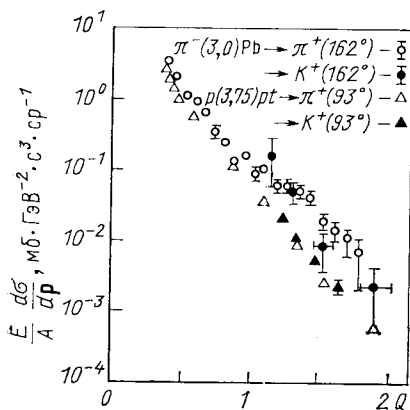


Рис. 10. Сравнение выходов кумулятивных K^+ - и π^+ -мезонов при одинаковых значениях кумулятивного числа

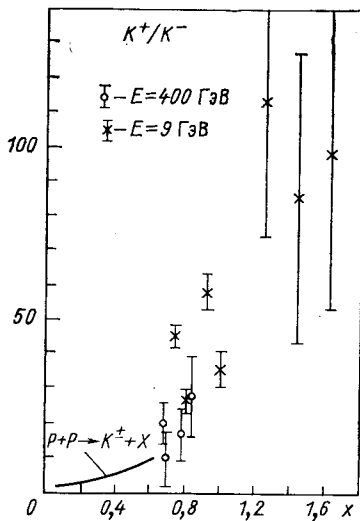


Рис. 11. Отношение выходов кумулятивных K^- - и K^+ -мезонов

K^+/π^+ для одинаковых индексов кумулятивности Q (рис. 10). Однако отношение K^+/K^- оказывается гораздо большим, чем в случае NN -соударения. Так, для $x \simeq 0,8$ $K^+/K^- \simeq 20 \div 30$ (рис. 11, см. [12]), а для $x \simeq 1$ $K^+/K^- \simeq 100$ (см. [13]).

Отношение выхода тяжелых фрагментов (p , d , t) к выходу пионов прекрасно иллюстрирует рис. 3.

3. НЕУДОВЛЕТВОРИТЕЛЬНОСТЬ КЛАССИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ

Ферми-движение. Нужно сказать, что явления с выходом за кинематическую область наблюдались задолго до открытия кумулятивных эффектов. Достаточно сказать, что π -мезоны на ускорителях были обнаружены на пучке с энергией около 150 МэВ, тогда как порог их рождения составляет примерно 290 МэВ. Аналогично порог рождения антипротонов в нуклон-нуклонном соударении составляет 6,6 ГэВ, однако эксперименты обнаруживают акты рождения антипротонов уже при энергиях 3,9 ГэВ. Обычное объяснение этого явления состояло в учете ферми-движения нуклонов в ядре, средний импульс которого составляет $p_F \simeq 300$ МэВ/с. Нетрудно подсчитать, что для рождения антинуклонов достаточно было иметь импульс 0,6 ГэВ/с. Тот же эффект получается, если процесс рождения антипротона когерентно происходит на массе $3m$.

Однако для объяснения кумулятивного рождения этот механизм оказывается явно непригодным по следующим причинам [8].

1. Трудно объяснить абсолютную величину эффекта в области импульсов, больших 300 МэВ/с, где различие достигает пяти-шести порядков (см. [14, 15]).

2. Качественно непонятно подобие спектров для дейтерия и тяжелых ядер с существенно разными значениями среднего ферми-импульса.

3. Отношение K^+/K^- на ядре должно быть меньше, чем на нуклоне, из-за эффективного роста κ (уменьшения x) благодаря ферми-движению.

Эти же возражения можно отнести и к работам, в которых импульс сталкивающегося нуклона балансируется импульсами остальных $A - 1$ нуклонов [16—19]. Волновая функция нуклона в таких моделях определяется, самосогласованным полем остальных нуклонов ядра и поэтому такой подход является по существу модификацией ферми-движения.

Множественное рассеяние [20]. Этот механизм также неспособен объяснить рождение кумулятивных частиц. Максимальный импульс после n -кратного рассеяния получается, если в каждом акте частица рассеивается на угол θ/n в одной и той же плоскости. Его значение равно

$$p_n \simeq \frac{p (\cos \theta/n)^n}{2 - (\cos \theta/n)^{2n}} \cdot \quad (7)$$

Из этой формулы следует, что на дейтоне за счет только многократного рассеяния вообще невозможно получить нуклон, летящий под углом 180° . Нетрудно оценить максимальное число соуда-

рений и на более тяжелых ядрах [15]. Из рис. 12 видно, что

$$R = r_0 + r_0/\sin(\theta/2n) \simeq r_0 A^{1/3},$$

откуда

$$n_{\text{макс}} \simeq \theta/2 \arcsin(A^{1/3} - 1)^{-1}.$$

Например, для ядра ^{27}Al при $\theta = 180^\circ$ и $E = 10$ ГэВ нетрудно подсчитать, что $n_{\text{макс}} \simeq 3$, а $p_{\text{макс}} \simeq \frac{9 \text{ ГэВ}/c}{2^4} = 0,56 \text{ ГэВ}/c$, тогда как экспериментально наблюдаются нуклоны с импульсом $\simeq 1 \text{ ГэВ}/c$.

Таким образом, можно заключить, что ни ферми-движение, ни многократное рассеяние не могут служить основными механизмами рождения кумулятивных частиц, хотя могут играть существенную роль как поправки, особенно в области малых импульсов, до 300 МэВ/с.

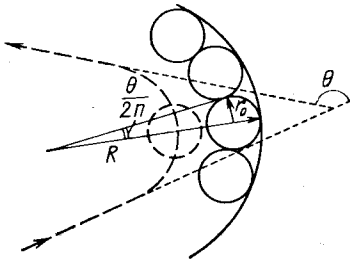


Рис. 12. Схема многократного рассеяния нуклона на угол θ

По-видимому, сейчас уже можно считать общепризнанным, что таким механизмом является процесс рассеяния на флуктуациях плотности ядерного вещества, когда несколько нуклонов собираются на малом (по сравнению с размером ядра) расстоянии друг от друга r_c , сравнимом с размерами самих нуклонов ($\simeq 0,75$ фм).

Заметим, что это явление можно описать разными способами, например как k -нуклонную импульсную корреляцию [8], где большой импульс одного нуклона уравнивается импульсами $k - 1$ остальных *, либо даже как высокоимпульсную компоненту однонуклонной волновой функции. Однако наиболее продуктивным в настоящее время безусловно является язык расстояний. (Недаром авторы [8] для оценки многонуклонной корреляции переходят на язык расстояний.)

Существует, однако, большое разнообразие мнений по вопросам. Что же такое флуктон? Существует ли он до соударения или рождается падающей частицей? Каков механизм рождения кумулятивных частиц? Разные теоретические подходы отличаются разными ответами на эти три вопроса.

4. СУЩЕСТВУЮТ ЛИ ФЛУКТОНЫ ДО СОУДАРЕНИЯ?

В большинстве работ, посвященных кумулятивному эффекту, авторы разделяют точку зрения, первоначально высказанную Д. И. Блохинцевым, что флуктоны как случайные флуктуации

* Впрочем, хотя флуктуация и эквивалентна, согласно соотношению неопределенностей, большому относительным импульсам, обратное утверждение, вообще говоря, несправедливо.

плотности ядерного вещества постоянно возникают и исчезают в ядре вне всякой связи с налетающей частицей. Впоследствии, однако, появились направления, где считается, что подобное уплотнение создается налетающей частицей либо путем сжатия ядерного вещества [21], либо через образование некоего фэйрбола в первом акте соударения и развития этого фэйрбола вследствие поглощения им ядерного вещества на пути своего движения [22—24]. (Различие между этими моделями для нас сейчас не существенно.)

В таких моделях удается успешно объяснить многие качественные и даже количественные характеристики сечения (импульсную и угловую зависимости, A -зависимость и др.). Объяснение же ряда других характеристик (отношение выходов K^+/K^- , например) оказывается затруднительным. Однако наиболее принципиальной, на наш взгляд, является, безусловно, трудность с кумулятивным эффектом в глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах, т. е. $e(\mu) + A \rightarrow e(\mu) + X$ в области $x = \frac{q}{2p_A q} > 1$ (где q — 4-импульс, переданный лептоном). Поскольку лептон не способен сжать ядерное вещество и ему нет дела до тех процессов, которые происходят в ядре после его рассеяния на кварке какого-то нуклона, такие модели не могут объяснить отличие от нуля структурной функции при $x > 1$ (а тем более подобие спектров кумулятивных лептонов и адронов), наблюдаемое экспериментально на ядрах d , ^3He , ^4He в SLAC и на ^{12}C в эксперименте NA-4.

Вопрос о том, насколько такие механизмы могут быть исключены как поправка в адронных процессах, должен решаться количественным сравнением их с лептонными процессами.

5. ЧТО ТАКОЕ ФЛУКТОН?

Существуют две точки зрения [6, 25].

А. Флуктон является неким когерентным (с точки зрения налетающей частицы) образованием k -нуклонов [26, 27]. Поскольку же когерентность устанавливается путем излучения и поглощения виртуальных глюонов, движущихся со скоростью света, для налетающей частицы когерентными оказываются нуклоны, попавшие в объем радиуса $r_c \simeq 0,7$ фм. В системе покоя ядра этот объем растягивается в продольном направлении γ -фактором и при достаточно большой энергии E , когда $\gamma > R/r_c$, вырезает из ядра «когерентную трубку» площадью $\sigma = \pi r_c^2$. Это так называемая модель когерентной трубки.

Нетрудно оценить вероятность такого образования. Предположим, что ядерная волновая функция может быть аппроксимирована произведением A идентичных нуклонных волновых функ-

ций. Тогда вероятность попадания нуклона внутрь такой трубки с параметром соударения b будет

$$\sigma T(b) \approx \sigma \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz,$$

где $\rho(b, z)$ — относительная ядерная плотность, нормированная так, что $\int \rho(r) d^3r = 1$. Вероятность попадания в такую трубку k -нуклонов ядра с атомной массой A будет

$$P(k, b, A) = C_k^A (\sigma T(b))^k (1 - \sigma T(b))^{A-k}. \quad (8)$$

Полная вероятность k -нуклонной флуктуации равна

$$P(k, A) = \frac{1}{\sigma} \int d^2b P(k, b, A). \quad (9)$$

[В качестве $\rho(r)$ можно взять плотность Вудса — Саксона $\rho(r) = \rho_0 (1 + \exp(R - r)/d)^{-1}$, где $R = 1,1 A^{1/3}$ фм, а $d = 0,54$ фм.]

В приближении постоянной плотности $\rho(r) = \frac{1}{V} \theta(R - r)$ и достаточно больших A вероятность (9) приобретает вид

$$P(k, A) \approx C_k^A \frac{2R^2}{r_c^2(k+1)} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right]^k \sim A^{2/3+k/3}. \quad (10)$$

Б. Флуктон — квазирезонансное образование с определенной энергией и шириной [3, 8, 15], т. е. в системе покоя ядра можно считать, что объем когерентности ограничен сферой объемом V_c и радиусом r_c , а вероятность такого образования в предположениях, аналогичных предыдущему случаю, можно оценить по формуле:

$$P(k, A) \simeq C_k^A \int d^3r (V_c \rho(r))^k (1 - V_c \rho(r))^{A-k} V_c^{-1} \quad (11)$$

или в приближении постоянной плотности

$$P(k, A) \simeq C_k^A \left(\frac{V_c}{V} \right)^{k-1} \sim A. \quad (12)$$

Таким образом, эти две гипотезы имеют существенно разное поведение по A и поэтому отличимы экспериментально, как уже говорилось в разд. 3, для достаточно тяжелых ядер $d\sigma \sim A$ (см. рис. 6), что свидетельствует в пользу флуктона типа Б. На рис. 13 представлено также прямое сравнение экспериментальных данных группы ИТЭФ — Пенсильвания [12] с предсказанием модели когерентной трубки [27]. Вопросы о том, является ли это образование многокваркового типа со скрытым цветом или же это образование многонуклонного типа, содержащее несколько бесцветных компонент, мы коснемся позднее.

6. КАКОВ ЖЕ МЕХАНИЗМ? ФРАГМЕНТАЦИЯ?

Наиболее популярной является гипотеза о том, что кумулятивные частицы — продукты фрагментации флуктона [6, 8, 15, 22, 27]. Соответствующая диаграмма изображена на рис. 14, из которого видно, что сечение инклюзивного рождения на флуктоне A_k мезона C с долей продольного импульса на нуклонах

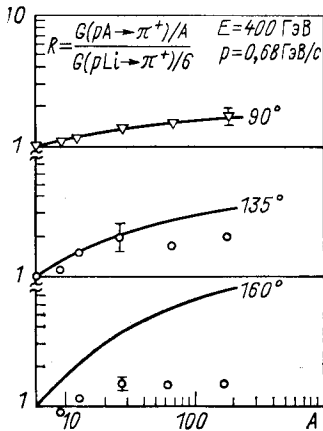


Рис. 13. Сравнение A -зависимости сечения рождения π^+ -мезонов с моделью когерентной трубки (сплошные кривые)

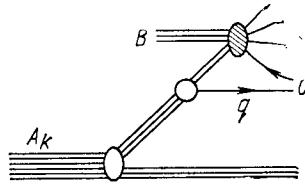


Рис. 14. Механизм фрагментации флуктона A_k в мезон C

в системе покоя B и поперечного импульса p пропорционально [27] вероятности образования флуктона $P(k, A)$, сечению срыва дикварка одного из нуклонов и числу кварков во флуктоне с данной долей импульса x и поперечным импульсом p_{\perp}

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} \sim \sum_{k=1}^A P(k, A) q_k(x) f(p_{\perp}).$$

Это выражение представляет собой по существу распределение кварков в ядре A . Оно может быть найдено либо из глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядре, либо оценено исходя из теоретических моделей.

Теоретические оценки связаны со следующими соображениями [27]. Если флуктон — это многонуклонное образование, то, поскольку энергия связи кварков в нуклонах гораздо больше энергии связи нуклонов в ядре, один из нуклонов флуктона, который принимает участие в передаче большого импульса ($t \gg 1$ ГэВ) должен рассматриваться как связанное состояние точечных кварков — партонов. Другие же нуклоны являются пассивными наблюдателями, кварк-глюонные степени свободы которых заморожены. По этой причине их можно считать точечными составляющими.

Импульсное распределение кварков и глюонов в таком флюк-тоне может быть найдено как свертка кварковых и глюонных распределений в нуклоне (известных из глубоконеупругих процессов) и нуклонных распределений в быстром ядре. Последние, по-видимому, не могут быть вычислены из нерелятивистских волновых функций. Однако в пределе, когда передачи импульса много больше энергии связи и нуклонных масс, их можно оценить как долю фазового объема, приходящегося на один безмассовый точечный нуклон. (Это предложение работы [27], изложению кото-рой мы здесь следуем.) Размораживание кварк-глюонных степе-ней свободы, например образование Δ -изобары с последующим распадом на $N\pi$, приведет только к уменьшению относительного фазового объема на один нуклон.

Итак, пусть α — доля импульса флюктона, уносимая нукло-ном. Тогда

$$N_k(\alpha) = k\Phi(\alpha) \int d\alpha\Phi(\alpha),$$

где

$$\Phi(\alpha) d\alpha = \int_1 \dots \int_{k-1} \prod_{j=1}^k \frac{d^3 p_j}{2p_j} \delta\left(p - p_k - \sum_{j=1}^{k-1} p_j\right).$$

а $p_k = \alpha p$. Вычисление интеграла дает

$$N_k(\alpha) = k(2k-1)(2k-2)\alpha(1-\alpha)^{2k-3}. \quad (13)$$

Если теперь функции распределения кварков и глюонов в ну-клоне аппроксимировать в виде

$$q_N(\alpha) = C_q \alpha^a (1-\alpha)^b \quad (14)$$

(величины C , a и b представлены в табл. 1), то свертка ее с нуклон-ной функцией

$$\tilde{q}_k(\alpha) = \int_{\alpha}^1 q_N(\alpha') N_k\left(\frac{\alpha}{\alpha'}\right) \frac{d\alpha'}{\alpha'}$$

немедленно дает ($x = \alpha/k$):

$$\begin{aligned} \tilde{q}_k(x) &= q_N\left(\frac{x}{k}\right) \left(1 - \frac{x}{k}\right)^{2k-2} \frac{2k|b|}{2(2k+b-2)!} \times \\ &\times F(a+b, 2k+b-1, 1-x/k) \simeq C_q \frac{2k|b|}{2(2k+b-2)!} \left(1 - \frac{x}{k}\right)^{2k+b-2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, для ядра с атомной массой A и зарядом Z флюктон в среднем содержит kZ/A протонов и $k(A-Z)/A$ нейтро-

нов, так что

$$\begin{aligned} u_k(x) &= \frac{Z}{A} \tilde{u}_k(x) + \frac{A-Z}{A} \tilde{d}_k(x); \\ d_k(x) &= \frac{Z}{A} \tilde{d}_k(x) + \frac{A-Z}{A} \tilde{u}_k(x). \end{aligned} \quad (16)$$

Оценим теперь поведение сечения, определяемого суммой (12). Для этого заметим, что приближенно $C_k^A \simeq \frac{1}{\sqrt{k}} \exp\{k \ln Ae/k\}$,

Таблица 1. Структурные функции протона:
 $q(x) = C_q x^a (1-x)^b$

| $q(x)$ | a | b | C_q |
|---|------|-----|-------|
| $u(x)$ | -1/2 | 3 | 2,25 |
| $d(x)$ | -1/2 | 4 | 1,23 |
| $s(x) = \bar{d}(x) = \bar{u}(x) = \bar{s}(x)$ | -1 | 7 | 0,25 |
| $g(x)$ | -1 | 5 | 3 |

$q_k(x) \simeq \psi(x, k) \exp\{2k \ln(1 - x/k)\}$ [где $\psi(x, k)$ — некоторая степенная функция x и k], и воспользуемся методом перевала, который немедленно дает

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} \sim \varphi(x, \delta) \exp\left\{-x \frac{(\delta+1)(2-\delta)}{\delta}\right\} f(p_T), \quad (17)$$

где φ — некоторая медленно меняющаяся функция, а параметр δ связан с величиной перевального значения k : $k_{\text{пер}} \equiv \bar{k} = (1+\delta)x$ и определяется уравнением

$$\frac{2}{\delta} = \ln \left[\frac{x}{(r_c/r_0)^3} \frac{(\delta+1)^3}{\delta^2} \right].$$

Решение этого уравнения, а также значение $\langle x \rangle = \delta/[(\delta+1) \times (2-\delta)]$ для $r_c = 0,75$ и $r_0 = 1,2$ фм представлены на рис. 15, из которого видно, что в области $x = 2 \div 3$ $\langle x \rangle$ близко к среднемировому значению $\langle x \rangle = 0,16 \pm 0,01$. Этот наклон универсален для всех частиц, все различие между ними заключено в медленной функции $\varphi(x, \delta)$.

Размораживание кварковых степеней свободы пассивных нуклонов приводит к уменьшению $\langle x \rangle$. В частности, при полном размораживании (а также, по-видимому, в том случае, если флуктон —

многокварковое образование со скрытым цветом, не содержащее бесцветных структур), мы приходим к так называемым правилам счета пассивных кварков [28] для флюктонов

$$q_k(x) \sim \left(1 - \frac{x}{k}\right)^{8k+b-2},$$

которые приводят к вдвое меньшему значению $\langle x \rangle = 0,085$.

Интересно также отметить, что отношение \tilde{d}_k/\tilde{u}_k оказывается малым [около $0,36 \frac{4}{2k+2} \left(1 - \frac{x}{k}\right) \approx 0,1$ при $x \approx 1 \div 2$], что и обеспечивает упомянутый в разд. 2 изотопический эффект для кумулятивных протонов и π^+ -мезонов, а также предсказывает изотопический эффект для кумулятивных K^+ -мезонов и изотопический эффект (независимость от A при одинаковых $A - Z$) для π^- -мезонов и нейтронов.

Однако наряду с успехами фрагментационной модели она не лишена трудностей.

Первая связана с рождением частиц, не содержащих нуклонных валентных кварков (например, K^- , p). Для того чтобы считать такую частицу продуктом фрагментации флюктона, необходимо,

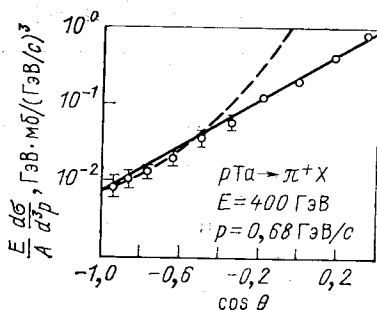
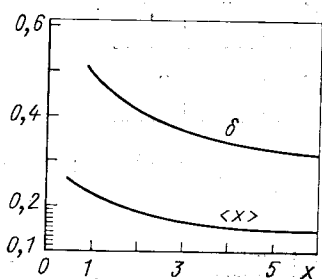


Рис. 15. Результат численного решения перевального уравнения и значение $\langle x \rangle$ в зависимости от x

Рис. 16. Сравнение угловой зависимости сечения кумулятивного процесса с моделью когерентной трубки (штриховая кривая) и моделью диссоциации (сплошная кривая)

чтобы она содержала хотя бы один кварк (или антикварк) из моря флюктона, которое гораздо беднее, чем море адрона [см. (15) и табл. 1]. Например, для отношения выходов K^+/K^- нетрудно получить:

$$\frac{K^+}{K^-} \approx \frac{u_k(x)}{2s_k(x)} =$$

$$= \left(2,25 \frac{3}{2k+1} \sqrt{\frac{k}{x}}\right) / \left(0,25 \frac{k}{x} \frac{2k! 7!}{(2k+5)!} \left(1 - \frac{x}{k}\right)^4\right) \approx 600$$

при $x \simeq 1$ ($\delta \simeq 0,5$, $\bar{k} \simeq 1,5$), что почти на порядок превышает экспериментальное значение $K^+/K^- \approx 50$ (см. рис. 11). Это замечание, однако, не относится к тем моделям, в которых выход кумулятивных K^- связывается с выходом K^- на водородной мишени, где, как известно [29], доминирует механизм жесткого рассеяния. Такие модели, строго говоря, нельзя считать фрагментационными.

Вторая трудность связана с разделением x - и p_T -зависимостей в (12) и (17). Оно приводит к искажению линейной зависимости от $\cos \theta$ логарифма сечения (особенно в области $\theta \simeq 90^\circ$), чего не наблюдается на эксперименте. На рис. 16 представлено сравнение угловой зависимости с экспериментом для модели [27] с обычно используемым распределением

$$f(p_T) = \frac{1}{1,45} (e^{-10p_T^2} + 0,45e^{-2,7p_T^2}).$$

Третья трудность — это неспособность объяснить необычно большую поляризацию кумулятивных Λ -частиц и протонов [30, 31], так как в системе покоя Λ -частицы импульсы составляющих ее дикварка и s -кварка коллинеарны и из них невозможно построить вектор нормали к плоскости.

Таким образом, фрагментационная модель, по-видимому, не в состоянии объяснить рождение кумулятивных частиц по крайней мере в области $\theta \lesssim 90^\circ$.

7. ИЛИ ЖЕСТКОЕ РАССЕЯНИЕ?

В квантовой хромодинамике доказывается [32], что механизм жесткого рассеяния партонов является единственной возможностью для инклюзивного процесса в области, когда все передачи импульса, а следовательно, и энергия много больше адронных масс

$$u, t, s \gg m_{\text{адр}}^2$$

и особенно

$$\tau^2 = \frac{ut}{s} \simeq 4p^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \gg m_{\text{адр}}^2. \quad (18)$$

Второе условие в области малых углов рассеяния ($\theta < 90^\circ$) означает $p_T^2 \gg m_{\text{адр}}^2$, однако в области $\theta > 90^\circ$ оно связано не с большим p_T , а просто с большим импульсом. Исходя из этих соображений для объяснения кумулятивного рождения был предложен [18, 26] механизм жесткого рассеяния партонов, аналогичный механизму процессов с большими p_T .

Сечение жесткого процесса (рис. 17), как известно, можно (см., например, [32]) записать в виде

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} = \frac{1}{\pi} \sum_{h=1}^A \int \int \int q_h(\alpha) q_B(\beta) \frac{1}{\gamma^2} \frac{d\sigma}{dt} \times \\ \times D_C(\gamma) \delta\left(1 - \frac{y}{\gamma\beta} - \frac{x}{\gamma\alpha}\right) d\alpha d\beta d\gamma, \quad (19)$$

где $q_h(\alpha)$, $q_B(\beta)$ — число партонов во флуктоне A_h и частице B с долями импульса α (на один нуклон, т. е. $0 \leq \alpha \leq k$); β , $D_C(\gamma)$ — функция фрагментации рассеянного партона в адрон C с долей импульса γ , а $d\sigma/dt(s', t', u')$ — сечение рассеяния партонов ($s' = \alpha\beta s$, $t' = \alpha/\gamma t$, $u' = \beta/\gamma u$), которое в принципе должно вычисляться из квантовой хромодинамики (КХД) [29]. Феноменологически оно имеет вид при малых t'/s' :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_0 \gamma^n}{\tau^n} \left(\frac{s'}{t'}\right)^{2j-2}, \quad (20)$$

Рис. 17. Механизм жесткого рассеяния партонов

где j — передаваемый в t -канале спин, величина $n = 8$, а $\sigma_0 = 2300$ мб (ГэВ/с)², как известно из процессов с большим поперечным импульсом. (Это выражение эффективно учитывает и нарушение скейлинга в КХД, и ферми-движения партонов.)

Подстановка (20) в (19) приводит, как хорошо известно, к сечению вида

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{dp} = \frac{1}{\tau^8} I(x, y) \left(\text{где } y = \frac{t}{s} = \frac{\varepsilon}{E}\right). \quad (21)$$

В области $y \rightarrow 0$ поведение I определяется пределом $\beta q_B(\beta)$ при $\beta \rightarrow 0$. В этой области валентные кварки вклада не дают, а работает только SU_3 -симметричное море, причем $\beta S_B(\beta) \rightarrow C_s$. По этой причине форма x -спектра частиц C универсальна и так как $\tau \simeq xm/\sin \theta/2$,

$$\left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^{-8} \frac{\varepsilon}{A} \frac{d\sigma}{dp} \simeq (mx)^{-8} I(x, y \approx 0). \quad (22)$$

Экспериментальные данные [13] подтверждают такую форму спектра (рис. 18) и, казалось бы, говорят в пользу механизма жесткого рассеяния.

Интегрирование по α , γ , β и суммирование по k методом перевала (см. разд. 6) в пределе $y \ll 1$, $(1 - x/k) \ll 1$ приводят для

$I(x, y)$ к поведению вида

$$I(x, y) = \varphi(x, \delta) e^{-\frac{x}{\langle x \rangle}} \left\{ \begin{array}{l} \ln \left[\frac{1 - \frac{x}{k}}{13,36y} \right] - \frac{4\bar{k} + 5}{(2\bar{k} + 2)(2\bar{k} + 3)} \\ \frac{4\bar{k} + 5}{(2\bar{k} + 2)(2\bar{k} + 3)} \quad j = 0; \\ \frac{\left(1 - \frac{x}{k}\right)}{(2\bar{k} + 3)(2\bar{k} + 4)} \quad j = \frac{1}{2}; \\ \frac{1}{2} \frac{\left(1 - \frac{x}{k}\right)^2}{(2\bar{k} + 4)(2\bar{k} + 5)} \quad j = 0. \end{array} \right. \quad (23)$$

Из выражений (22) и (23) следует:

а. С ростом энергии (уменьшением y) сечение π^\pm - и K^\pm -мезонов слабо (логарифмически) растет (обмен векторным глюоном в t -канале в борновском приближении КХД).

б. Распределение $\ln(\varepsilon d\sigma/dp)$ почти линейно по $\cos \theta$.

в. Отношение K^+/K^- не подавлено в столь сильной степени, как во фрагментационной модели, поскольку s - или \bar{u} -кварки идут из моря пучка В (рис. 19), для которого подавление ($\beta \approx y \ll 1$) отсутствует. В борновском приближении КХД рождение K^+ идет через обмен спином 1 и содержит шесть диаграмм, а рождение K^- идет с обменом спином 0 и содержит

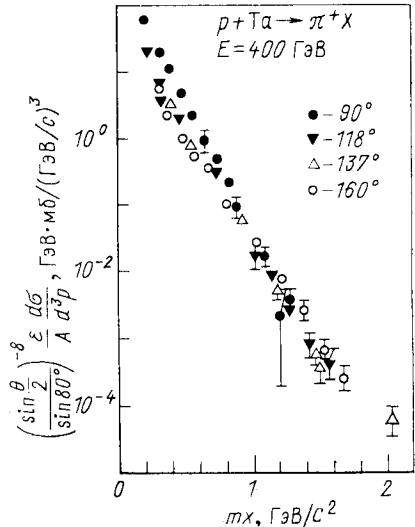


Рис. 18. Универсальная зависимость от x в модели жесткого рассеяния

две диаграммы. Нетрудно оценить, используя (23), что

$$\frac{K^+}{K^-} \approx \frac{6 \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{1 - \frac{x}{k}}{13,36y} - \frac{4\bar{k} + 5}{(2\bar{k} + 2)(2\bar{k} + 3)} \right]}{(2\bar{k} + 2)(2\bar{k} + 3)} \frac{2(2\bar{k} + 4)(2\bar{k} + 5)}{2 \left(1 - \frac{x}{k}\right)^2},$$

т. е. при $x \approx 1$, $\bar{k} \approx 1,5$ и $y \approx 0,002$ ($\varepsilon = 0,7$ ГэВ, $E = 400$ ГэВ) для ядра $^{181}_{73}\text{Ta}$ отношение $K^+/K^- \approx 80$.

г. Механизм рождения поляризованных Λ -частиц [38] тот же, что и в процессах с большими p_T . Предсказывается независимость поляризации от энергии, при $E > 5 \div 10$ ГэВ от сорта пучка

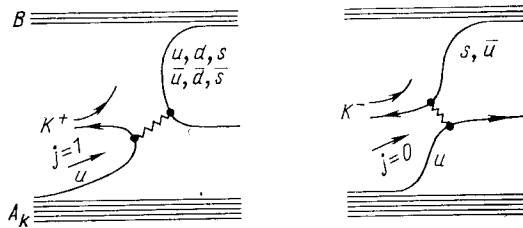


Рис. 19. Механизм рождения K^+ -и K^- -мезонов в модели жесткого рассеяния

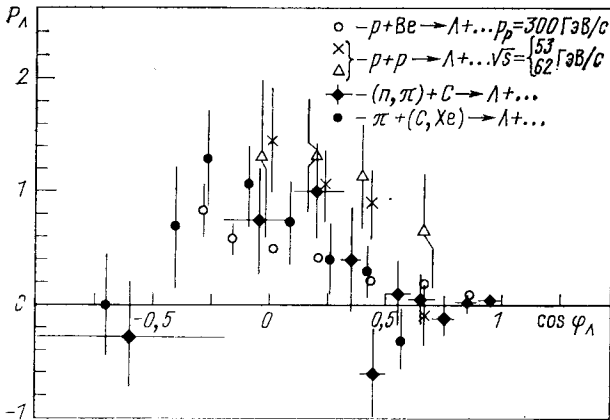


Рис. 20. Сравнение поляризации Λ -гиперона в процессах с большим p_T (белые точки) и кумулятивного рождения (черные точки) при одинаковых значениях угла между пучком и мишенью в системе покоя Λ -частицы

и мишени, а также падения с ростом x . Более того, близки абсолютные значения поляризации при одинаковых углах ϕ_Λ между импульсами пучка и мишени в системе покоя Λ (рис. 20).

Основная же трудность модели жесткого рассеяния состоит в том, что обычный выбор сечения рассеяния кварков $\frac{d\sigma}{dt'} \sim \frac{1}{t'^2} \sim \frac{\sin^2 \theta/2}{(mx)^2}$ и экспериментального распределения $q_h(x) \sim \exp(-7x)$ приводит к слишком быстрому падению сечения кумулятивного процесса с ростом x . Эффективный наклон в обла-

сти $x \simeq 1 \div 2$, $\theta = 160^\circ$ составляет около 12 вместо наблюдаемого 6,78 (см. рис. 5). Соответственно трудно согласовать и поведение по $\cos \theta$ (см. рис. 16), где эффективный наклон составляет 7,5 p вместо экспериментального 4,7 p .

Кроме того, по-видимому, трудно надеяться на описание через механизм кварк-кваркового рассеяния рождения тяжелых фрагментов (p, d, t), поскольку даже в процессах с большими p_T поведение протонного сечения ($\sim p_T^{-12}$) сильно отличается от мезонного ($\sim p_T^{-8}$). Таким образом, эта модель также встречается с трудностями по крайней мере в описании пионов в области $\theta \simeq 180^\circ$ и $x \lesssim 2$.

8. ОБСУЖДЕНИЕ

Итак, мы вынуждены заключить, что ни одна из предложенных моделей не дает полного описания всех характерных особенностей кумулятивного рождения мезонов. Что же касается π -мезонов, то наиболее трудным вопросом, как мы видели, оказывается согласование сравнительно малого наклона в распределении по $\cos \theta$ (см. рис. 16) при фиксированном импульсе и больших наклонов в распределении по x (см. рис. 5). Это наводит на мысль, что правильная модель должна бы давать две экспоненциальные зависимости: по x и по импульсу p или передаче импульса $t = 2m_e$ с разными наклонами. Например, функция вида

$$\exp\{-2,3t - 4,7x\} = \exp\left\{-2,3 \frac{m^2 x}{\sin^2 \theta/2} - 4,7x\right\}$$

неплохо описывает оба графика (прямые линии на рис. 5 и 16.) Зависимость такого вида может возникать в механизме реджевской диссоциации типа рис. 21 (как поправка он рассматривался в работе [34]) или в механизме фрагментации при замене $f(p_T) \rightarrow f'(t)$. Однако вклад этого механизма падает по τ гораздо быстрее ($\sim \exp\{-2,3\tau^2/x\}$), чем вклад жесткого рассеяния ($\sim \tau^{-8}$), и при достаточно больших значениях τ (достаточно малых углах) основным становится механизм жесткого рассеяния.

В связи с этим хотелось бы остановиться на перспективе изучения процессов кваркового рассеяния на тяжелых ядерных мишенях. На рис. 22 представлены кинематически допустимые области рождения π -мезонов на тяжелом ядре в переменных x и τ . Сплошной линией выделены кинематически допустимые области на ускорителях Дубны и Серпухова. Штриховой линией показана

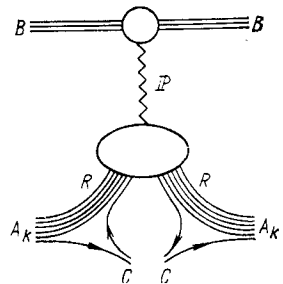


Рис. 21. Механизм реджевской диссоциации кумулятивного процесса

оценка границы между областями механизмов диссоциации и жесткого рассеяния. Там же показаны примерные сечения для механизма жесткого рассеяния (пунктирные линии; цифра «38» означает $d\sigma \approx 10^{-38}$ см²). Видно, что при достижении точности 10^{-42} см² на Серпуховском ускорителе возможно изучение процессов с $p_T \approx \tau \approx 10 \div 12$ ГэВ/с, доступных ныне только на ISR.

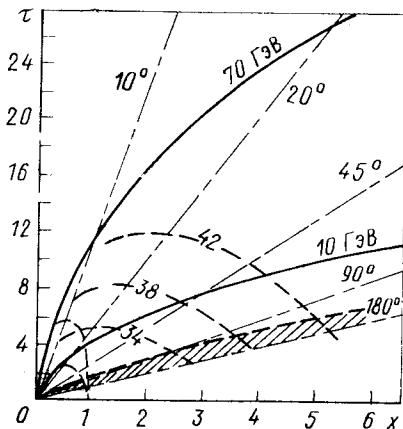


Рис. 22. Кинематическая область кумулятивного процесса на тяжелом ядре в переменных x и τ . Область, где доминирует механизм диссоциации, заштрихована

К сожалению, не вполне ясным остается пока вопрос о роли чисто ядерных эффектов. Какую роль играют эффекты экранировки и перерассеяния? Почему так сильно отличается A -зависимость легких и тяжелых ядер? По всей вероятности, это различие связано с какими-то поверхностными явлениями, но что это за явления? Может быть, сказывается неоднородность в распределении плотности? Трудно, однако, поверить, чтобы этот эффект был столь велик, и еще трудней объяснить его отсутствие в случае γ -пучка.

По-видимому, еще сложнее выглядят процессы рождения тяжелых фрагментов: p , d , t , характеризующиеся более специфической A -зависимостью. Наиболее интересной, на наш взгляд, является зависимость, представленная на рис. 3. Что она означает: выбивание фрагмента из одной «когерентной трубки» (флуктон типа A) или подхват кумулятивного мезона (или нуклона) нуклонами ядра или что-то третье — сказать пока трудно. Необходимы дальнейшие эксперименты, в особенности с выбиванием тяжелых фрагментов в глубоконеупругом лептонном процессе. В рождении же самих кумулятивных нуклонов, по-видимому, существенную роль играет диссоциация флуктона непосредственно в нуклон [8], особенно в области малых p_T . Богатый материал для понимания механизма кумулятивного рождения могли бы дать поляризационные измерения и особенно рождение мезонов на поляризованных мишенях. Например, в картине жесткого рассеяния можно ожидать наличия сильной асимметрии [33], наподобие того, как это наблюдается в процессах с большими p_T [35].

Наиболее важным элементом во всех механизмах является распределение кварков в ядре. Для лучшего понимания его наиболее «чистыми» являются эксперименты по кумулятивному глу-

боконеупругому рассеянию лептонов. Именно этот процесс является прямым измерением структурных функций ядер, их A - и x -зависимостей, которые дают основной материал для изучения природы флюктонов, лежат в основе изучения всех других высокоэнергетических процессов на ядрах. Заметим, что такие измерения не требуют слишком больших передач импульса. Достаточны передачи, при которых структурная функция выходит на скейлинговый режим, т. е. $|q^2| \simeq 2,5 \div 3$ (ГэВ/с)². Они могли бы быть выполнены на электронном пучке в Ереване и мюонных пучках в Дубне и Серпухове.

В связи с этим хотелось бы также подчеркнуть важность теоретического изучения поведения структурных функций флюктонов, в частности выяснения различия между многоуклонным и многокварковым со скрытым цветом флюктонами.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить А. М. Балдина, С. Б. Герасимова, Г. А. Лексина, В. С. Ставинского, А. И. Титова и Б. Черток за ценные обсуждения и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лексин Г. А. и др.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 445.
2. Ажгирей Л. С. и др.— Там же, т. 33, с. 1185.
3. Блохинцев Д. И.— Там же, с. 1295.
4. Балдин А. М. Краткие сообщ. по физике, 1971, т. 18, с. 465.
5. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-5819, Дубна, 1971; Е1-8054, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, т. 21, с. 1008.
6. Baldin A. N.— In: Progress in particle and nuclear physics, 1980, v. 4, p. 95.
7. Ставинский В. С.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 950.
8. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 3, с. 571.
9. Frankfurt L. L., Strickman M. I.— Phys. Rep., 1981, v. 76, N 4.
10. Ставинский В. С.— In: Proc. of Intern. Conf. on Extr. States in Nuclear Systems, Dresden, 1980, v. II, p. 126.
11. Baldin A. M.— In: Proc. of XIX Intern. Conf. on High Energy Phys., Tokyo, 1978, p. 455.
12. Nikiforov N. A. e.a.— Phys. Rev. D, 1980, v. 22, p. 700.
13. Балдин А. М. и др.— Сообщ. ОИЯИ 1-80-488, Дубна, 1980.
14. Герасимов С. Б., Георданэску Н.— Сообщ. ОИЯИ Р2-7687, Дубна, 1974.
15. Лукьянов В. К., Титов А. И.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 4, с. 815.
16. Amado R. D., Woloshin M. I.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1435.
17. Frankel S.— Ibid., 1977, v. 38, p. 1338.
18. Blankenbecker R., Schmidt I. A.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3321.
19. Brodsky S., Chertok V.— Phys. Rev. D, 1976, v. 11, p. 3003.
20. Копелювич В. Б.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 168.
21. Berlad G., Dar A., Eilam G.— Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 161.
22. Kalinkin V. N., Cherbu A. V., Shmonin V. L.— F. Phys., 1980, Bd 28, S. 35.
23. Шуряк Э. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 630.
24. Горенштейн М. И. и др.— Там же, 1977, т. 26, с. 788; Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 100.

25. Blokhintsev D. I.— In: Proc. of 19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 475.
26. Ефремов А. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 1208.
27. Berlad G., Dar A., Eilam G.— Phys. Rev. D, 1980, v. 22, p. 1547.
28. Matveev V. A., Sorba B.— Preprint Fermilab 7636, Batavia, 1977;
- Brodsky S. J., Farrar G.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
29. Feynman R. P., Field R. D., Fox G. C.— Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3320.
30. Лексин Г. А., Смирнитский А. В.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 97.
31. Темников П. П. и др.— Препринт ОИЯИ Р1-12138, Дубна, 1978.
32. Ефремов А. В., Радюшкин А. В.— Rivista del Nuovo chimento, 1980, v. 3, N2; ТМФ, 1980, т. 44, с. 17, 157, 327.
33. Ефремов А. В.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 166.
34. Baldin A. M., Gerasimov S. B. Preprint JINR E2-11804, Dubna, 1978.
35. Antille J. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 94, p. 523.