

ПРОЦЕССЫ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. М. Шабельский

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова

Множественные процессы на ядрах при высоких энергиях обсуждаются на основе модели многократного рассеяния и составной модели кварков. Анализируются различные варианты этих моделей и их взаимосвязь. Показано, что они позволяют объяснить наблюдаемые на эксперименте явления и дать ряд количественных предсказаний, хорошо согласующихся с опытом. Рассматривается возможность извлечения из экспериментальных данных информации о свойствах сильных взаимодействий, в частности о времени формирования вторичных частиц. Анализируется структура кварк-кварковой амплитуды. Приведены аргументы в пользу неоднородного пространственного распределения материи в адронах и обсуждаются возможности дальнейшего изучения этого явления.

Multiparticle production processes on nuclear targets at high energies are discussed in the framework of the multiple scattering and composite quark models. Different variants of these models and their correlation are considered. It is shown that they allow one to explain the experimentally observed phenomena and to give a number of quantitative predictions in agreement with the existing data. The possibility is considered of extraction of the information concerning some properties of strong interaction in particular of the secondary particle formation time value. The structure of the constituent quark-quark scattering amplitude is discussed. The arguments are given in favour of the inhomogeneous space distribution of the hadronic matter and the possibilities of the further investigation of this phenomenon are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Все увеличивающийся интерес к процессам множественного рождения адронов на атомных ядрах вызван, в первую очередь, возможностью получить уникальную информацию о свойствах сильного взаимодействия. Уже давно появились первые указания [1—3], что процесс рождения частиц на ядре происходит не так, как на обычной протяженной мишени, для которой вероятности взаимодействия и первичной и вторичных частиц определяются только их сечениями и плотностью вещества. Внимание к адрон-ядерным столкновениям резко возросло с появлением

партонной модели [4—5], согласно которой для взаимодействия адрона, движущегося с импульсом p , требуется время

$$\tau \sim p/\mu^2, \quad (1)$$

где μ — характерный масштаб сильных взаимодействий. Тогда, как заметил Канчели [6], вторичные частицы достаточно высокой энергии, родившиеся в ядре, не будут перерассеиваться на ядерных нуклонах, так как им для этого не хватит времени. Имеющиеся экспериментальные данные, как мы увидим, согласуются с таким поведением и позволяют дать ограничение на величину μ . В дальнейшем, в работах [7—13] было показано, что в процессах множественного рождения на ядрах ярко проявляется кварковая структура адронов.

В настоящем обзоре основное внимание уделяется проблеме извлечения из экспериментальных данных информации о пространственном распределении кварков и глюонов внутри адронов, структуре кварк-кварковой амплитуды и времени формирования вторичных частиц. В разд. 1 обсуждаются теоретические представления, лежащие в основе различных моделей адрон-ядерных соударений. В разд. 2 рассматриваются основные экспериментальные факты — поведение неупругих сечений, средних множественностей и инклюзивных спектров вторичных частиц. Более подробно экспериментальные данные приводятся далее, по мере сравнения их с результатами расчетов. Разд. 3 посвящен формулировке модели многократного рассеяния и сравнению ее предсказаний с опытом. В разд. 4 обсуждается проявление составной кварковой структуры адронов при взаимодействии их с ядрами. Сравнение модели многократного рассеяния и кварковой модели проводится в разд. 5, где рассматриваются различные возможные механизмы кварк-ядерного взаимодействия. В разд. 6 обсуждаются каскадные перерассеяния кварков-спектаторов мишени и влияние таких процессов на вклад двукратных взаимодействий в адрон-дейтронных столкновениях. Разд. 7 посвящен обсуждению глубоководного рассеяния лептонов на ядрах и времени формирования вторичных частиц.

1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О МЕХАНИЗМЕ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Для извлечения информации о свойствах сильного взаимодействия из экспериментальных данных по соударениям адронов с ядрами необходимо определить основной механизм рождения частиц на ядрах при высокой энергии. Сейчас существует большое число моделей, рассматривающих адрон-ядерные столкновения с самых различных точек зрения. Прежде всего следует назвать модель внутриядерного каскада [14, 15], в которой считается, что вторичные частицы возникают внутри ядра мгновенно

и сразу после этого способны взаимодействовать. Все вычисления производятся в классическом пределе, т. е. складываются не амплитуды, а вероятности. При начальных энергиях, не превышающих нескольких ГэВ, с помощью каскадной модели было описано большое количество экспериментальных данных. (Хотя и здесь ее дальнейшая, более детальная проверка весьма желательна.) При более высоких энергиях каскад становится слишком разветвленным и сильно завывает [15] множественности вторичных частиц.

Одним из способов устранить противоречие с опытом является введение конечного времени формирования вторичных частиц (1), в течение которого они практически не взаимодействуют, при этом в каскадном размножении участвуют только сравнительно медленные вторичные частицы. В результате возникает партон-адронный каскад [16]. Множественность вторичных частиц невысокой энергии на ядре оказывается значительно больше, чем на нуклоне, из-за вклада каскадов, множественности же быстрых частиц на ядре и на нуклоне должны совпадать. Значение параметра μ^2 (1) находится из опыта и оказывается равным $\sim 2 \text{ ГэВ}^2$ [16].

В обеих рассмотренных моделях предполагалось, что все различие процессов множественного рождения на ядре и на нуклоне возникает из-за каскадных перерассеяний вторичных частиц. Однако это, скорее всего, не отвечает действительности. Например, представим себе адрон как систему из двух или трех пространственно разделенных кварков и будем считать, что при столкновении с нуклоном, как правило, взаимодействует один кварк, т. е. выполняется импульсное приближение [17, 18]. В случае соударений с ядрами вероятности взаимодействия двух или трех кварков оказываются не малы [7—12] и благодаря этому множественность вторичных частиц на ядре будет больше, чем на нуклоне, при сколь угодно большом времени их формирования.

Кварковая структура адронов в рамках модели адрон-партонного каскада учитывалась в [19, 20], где считалось, что множественность вторичных частиц на ядрах увеличивается, во-первых, за счет возрастания среднего числа взаимодействующих кварков и, во-вторых, за счет каскадных перерассеяний вторичных частиц невысокой энергии. Для согласия с экспериментом вклад каскадов пришлось уменьшить до значения, характеризующегося величиной $\mu^2 = 0,5 \div 0,7 \text{ ГэВ}^2$ [19, 20] (при этом вторичные частицы, родившиеся с импульсом $\gtrsim 30 \text{ ГэВ}/c$, в любом существующем ядре практически не перерассеиваются). Расчеты в [19, 20] проводились в предположении, что множественность и все остальные характеристики в кварк-нуклонном и кварк-ядерном взаимодействиях одинаковы.

Эта последняя гипотеза также может оказаться неверной. Если кварк-нуклонное взаимодействие определяется суммой несколь-

них различных механизмов, то их относительные вклады могут зависеть от A (как, например, это было в рассмотренном случае кварковой модели, в которой вероятность взаимодействия одного кварка с ростом A уменьшалась, а двух или трех — увеличивалась). Именно так устроено взаимодействие в теории комплексных моментов, где наряду с реджеонным обменом, соответствующим рождению одной мультипериферической лесенки, имеется вклад ветвлений, связанный с образованием нескольких таких лесенок [21, 22]. Величина последнего увеличивается с ростом A , вследствие чего множественность вторичных частиц в кварк-ядерном взаимодействии должна быть больше, чем в кварк-нуклонном. Эти представления лежат в основе модели многократного рассеяния, различные аспекты которой рассматривались в [23—30]. При этом средняя множественность, распределения по множественности, инклюзивные спектры, двухчастичные корреляции и ряд других характеристик адрон-ядерных соударений описываются вообще без учета вклада внутриядерных каскадов, что соответствует очень малому значению параметра μ в (1).

В модели многократного рассеяния необходимо сделать предположение о структуре многореджеонных вершин (другими словами, о способе деления энергии между различными реджеонами). В асимптотике все варианты должны давать одинаковые результаты (исключая область фрагментации налетающей частицы), однако при доступных энергиях различие может быть заметным. В частности, один из таких вариантов отвечает учету составной кварковой структуры адронов. Другой вариант получил название модели каскада лидирующей частицы и рассматривался в [31—34].

Наконец, в большой группе моделей адрон-ядерное взаимодействие не сводится к суперпозиции адрон-нуклонных. В некоторых из них [35—38] налетающая частица взаимодействует сразу со всеми нуклонами, находящимися в трубке сечением $\sim \sigma_{inel}^{hN}$, в других [39—41] считается, что в первом соударении образуются кластеры, взаимодействующие с нуклонами ядра и только потом превращающиеся во вторичные частицы. Как правило, эти модели неплохо описывают эксперимент, однако уже в своей формулировке они содержат значительный произвол. Ввиду ограниченности объема статьи такие модели рассматриваться не будут.

2. ОБЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

А. Сечения неупругих процессов. Все возможные процессы, происходящие при соударении адронов высокой энергии с ядрами, удобно разделить на пять групп:

$$\sigma_{el}^{hA} = \sigma(h + A \rightarrow h + A); \quad (2)$$

$$\sigma_{diss}^{hA} = \sigma(h + A \rightarrow h + A^*); \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{coh}}^{hA} = \sigma(h + A \rightarrow h^* + A); \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{noncoh}}^{hA} = \sigma(h + A \rightarrow h^* + A^*); \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{abs}}^{hA} = \sigma(h + A \rightarrow \text{hadrons}). \quad (6)$$

Процесс (2) — это обычное упругое рассеяние, (3) — некогерентное упругое рассеяние, сопровождающееся возбуждением или развалом ядра, (4) — когерентное рождение резонанса или пучка частиц, (5) — некогерентное дифракционное рождение на отдельных нуклонах, (6) — обыкновенное многочастичное рождение.

Определим также сечение всех процессов без рождения вторичных частиц (2) и (3)

$$\sigma_{\text{scat}}^{hA} = \sigma_{\text{el}}^{hA} + \sigma_{\text{diss}}^{hA} \quad (7)$$

и суммарное сечение процессов (4) — (6) с рождением хотя бы одной вторичной частицы:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{prod}}^{hA} &= \sigma_{\text{abs}}^{hA} + \sigma_{\text{coh}}^{hA} + \sigma_{\text{noncoh}}^{hA} = \\ &= \sigma_{\text{tot}}^{hA} - \sigma_{\text{scat}}^{hA}. \end{aligned} \quad (8)$$

Именно это сечение будет представлять для нас основной интерес.

Величины $\sigma_{\text{prod}}^{hA}$ для пучков π^\pm , K^\pm , \bar{p} , p при энергиях 60, 200 и 280 ГэВ были измерены в работе [42] на различных мишенях. Энергетическая зависимость их в этом диапазоне крайне слабая. Значения $\sigma_{\text{prod}}^{hA}$ при энергии 200 ГэВ приведены на рис. 1. Видно, что для $A \geq 30$ величины $\sigma_{\text{prod}}^{pA}$ и $\sigma_{\text{prod}}^{\bar{p}A}$ пропорциональны $A^{2/3}$, в то время как на мезонных пучках они увеличиваются заметно быстрее*.

Сечения $\sigma_{\text{prod}}^{hA}$ могут быть с хорошей точностью вычислены по оптической модели. Пусть быстрый адрон сталкивается с ядром при каком-то значении прицельного параметра b . Вероятность пролететь сквозь ядро без неупругого взаимодействия с ядерными нуклонами, т. е. без рождения вторичных частиц,

* Сечения нейтрон-ядерных соударений с рождением вторичных частиц (8) измерялись также в работе [43], однако полученные там значения превышают сечения $\sigma_{\text{prod}}^{pA}$, а также и $\sigma_{\text{inel}}^{pp}$ [44] на 2—5%. В экспериментах на серпуховском ускорителе [45, 46], по-видимому, было измерено сечение, включающее в себя и процессы (3) с развалом ядра.

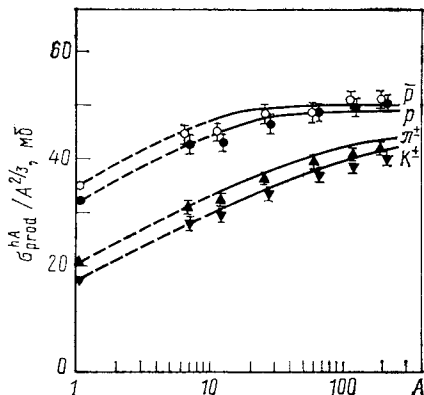


Рис. 1. Сечения рождения вторичных частиц на ядрах для различных пучков при 200 ГэВ/с. Кривые — расчет по формуле (10)

дается выражением $\exp[-\sigma_{\text{inel}}^{hN} T(b)]$, где

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz, \quad (9)$$

$\rho(r = \sqrt{b^2 + z^2})$ — распределение плотности ядерной материи. Тогда сечение (8) получаем в виде

$$\sigma_{\text{prod}}^{hA} = \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma_{\text{inel}}^{hN} T(b)]\}. \quad (10)$$

На рис. 1 приведены расчетные значения $\sigma_{\text{prod}}^{hA}$ (10) с использованием сечений $\sigma_{\text{inel}}^{hN}$, взятых из работы [44], и фермиевского распределения ядерной плотности

$$\left. \begin{aligned} \rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-c_1}{c_2}\right) \right]^{-1}; \quad \int \rho(r) 4\pi r^2 dr = 1, \\ c_1 = 1,15 \text{ фм } A^{1/3}, \quad c_2 = 0,51 \text{ фм.} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Видно, что результаты расчета неплохо согласуются с опытом.

Б. Средние множественности заряженных частиц. Подавляющее большинство вторичных адронов, рождающихся на ядре (исключая часть протонов и пионов в области фрагментации мишени), относится к числу так называемых s -частиц. A -зависимость множественностей $\langle n_s \rangle_{pA}$ и $\langle n_s \rangle_{\pi^-A}$ (использовались данные, собранные в работе [30]) при начальной энергии 200 ГэВ приведена на рис. 2. При $A \geq 10$ их можно параметризовать степенной зависимостью $\langle n_s \rangle \sim A^\alpha$ с $\alpha \sim 0,2$ для пучка π^- -мезонов и несколько большим значением для протонного пучка. Такая величина α , как указывалось в работе [38], является доводом против модели коллективной трубки [35–37], где ожидается $\alpha \sim 1/10 \div 1/12$.

В. Инклюзивные спектры. Возникает вопрос, за счет каких областей инклюзивного спектра набирается различие множественностей в адрон-ядерных и адрон-нуклонных соударениях. На рис. 3, взятом из работы [47], приведены отношения инклюзивных спектров на среднем ядре фотоэмульсии и на нуклоне в зависимости от переменной $\eta = -\ln \text{tg } \theta_{\text{лаб}}/2$, близкой к используемой в теоретических работах величине $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}}$. Как видно из рис. 3, в центральной области и, тем более, в области фрагментации мишени множественности частиц, рождающихся на ядре, значительно выше, чем на нуклоне. Однако в области фрагментации пучка их отношение, $R \left(\frac{hA}{hN} \right)$, оказывается заметно меньше единицы, причем размер этой области в пределах погрешности не зависит от начальной энергии. Такое поведение, как

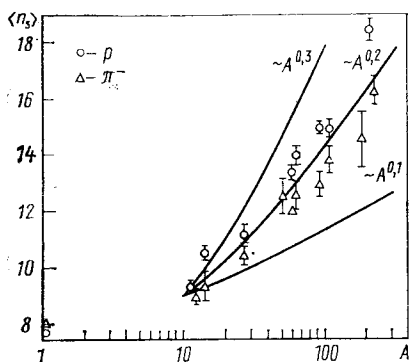


Рис. 2. Средние множественности релятивистских заряженных частиц в pA - и πA -соударениях при энергии 200 ГэВ

Рис. 3. Отношения спектров заряженных частиц на ядрах фотозуммульсии и на нуклоне как функции квазибыстроты η при различных энергиях налетающего протона

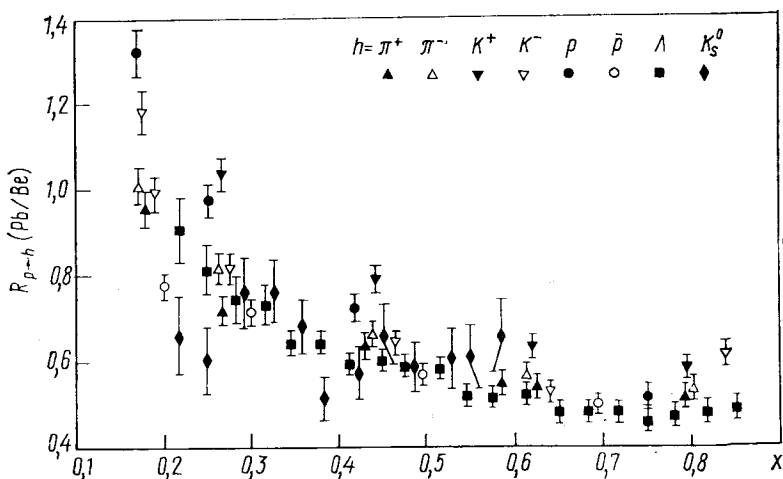
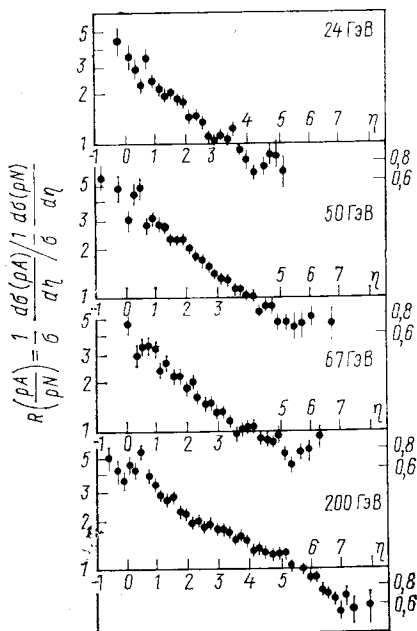


Рис. 4. Отношения множественностей различных адронов в pPb - и pBe -столкновениях в зависимости от x

будет показано ниже, характерно для модели многократного рассеяния и для кварковой модели и противоречит предсказаниям партонной модели [16], а также моделей, основанных на реджеонных диаграммах «древесного» типа (например, [48]).

Более детально A -зависимость инклюзивных спектров в области фрагментации пучка показана на рис. 4, где приведены отношения множественностей вторичных π^\pm , K^\pm , \bar{p} , p при 24 ГэВ/с, 17 мрад [49] и Λ , K_s^0 при 300 ГэВ/с, 0,25 мрад [50] в pPb - и pBe -соударениях. Видно, что эти отношения практически не зависят от типа вторичной частицы (исключая, может быть, K^+ -мезоны) и от начальной энергии и становятся меньше единицы при $x \gtrsim 1/5$.

3. МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ НА ЯДРАХ В МОДЕЛИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А. Упругое рассеяние адронов на ядрах. При невысокой энергии (~ 1 ГэВ) процесс упругого рассеяния адронов на ядрах с хорошей точностью описывается моделью Глаубера [51]. Если для простоты пренебречь различием амплитуд рассеяния адрона на протоне и на нейтроне, $f_p(q) = f_n(q) = f(q)$, а также вещественной частью $f(q)$ и движением центра масс ядра, то амплитуда упругого адрон-ядерного рассеяния согласно [51] имеет вид:

$$F_{G1}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int \Gamma_{G1}(b) \exp(iqb) d^2b; \quad (12)$$

$$\Gamma_{G1}(b) = 1 - \sum_{n=0}^A C_A^n \left[\frac{i}{2\pi k} \int \exp(-iqb) f(q) G(q) d^2q \right]^n, \quad (13)$$

где

$$C_A^n = \frac{A!}{n!(A-n)!}; \quad G(q) = \int \exp(iqs) d^2s \int \rho(s, z) dz \quad (14)$$

— одночастичный ядерный форм-фактор; $\rho(r)$ — распределение ядерной плотности; k — импульс налетающего адрона. При этом считается, что налетающая частица последовательно рассеивается на нуклонах ядра и суммарная фаза рассеяния складывается из суммы фаз, набранных на отдельных нуклонах.

При увеличении начальной энергии пространственно-временная структура взаимодействия меняется. Согласно представлениям партонной модели [4—6] время взаимодействия становится больше времени пролета быстрой частицы через ядро, тогда последовательные взаимодействия с несколькими нуклонами уже невозможны, все взаимодействия происходят в один и тот же момент времени. Рассеяние адронов высокой энергии на ядрах было иссле-

довано В. Н. Грибовым [52], который показал, что в этом случае наряду с упругими теневыми поправками следует учитывать и неупругую экранировку. Наличие неупругой экранировки не означает, что через ядро движется реальный резонанс или дифракционный пучок частиц. В действительности эти состояния, как и полюсные вклады, отвечающие упругой экранировке, являются промежуточными состояниями в условии унитарности для амплитуды упругого рассеяния реджеона на адроне [53], которая, согласно [52], и определяет величину теневых поправок. Здесь можно провести параллель с обычным упругим рассеянием адронов, которое вовсе не идет путем рождения и последующего поглощения реальных вторичных частиц, хотя в условии унитарности вклады многочастичных промежуточных состояний имеются.

Вклад неупругой экранировки при достижимых энергиях 10^2 — 10^3 ГэВ численно невелик, однако его желательно учитывать. Дело в том, что начиная с энергий ~ 10 ГэВ на ядрах происходит когерентное дифракционное рождение пучков частиц. Неупругая экранировка на тяжелых ядрах по сути сводится к учету таких процессов в промежуточных состояниях, поэтому пренебрегать ею было бы непоследовательно. Одним из простых способов учета неупругих теневых поправок является двухканальная модель [54, 55], согласно которой амплитуду $f(q)$ в (13) следует заменить матрицей

$$Bf(q) = \begin{vmatrix} 1 & g \\ g & \delta \end{vmatrix} f(q), \quad (15)$$

где параметр g определяется отношением сечений рождения на нуклоне дифракционного пучка, $h + N \rightarrow X + N$, и упругого рассеяния, а также ядерным форм-фактором, учитывающим продольный переданный импульс q_z . При невысоких энергиях значения q_z становятся велики и $g \rightarrow 0$. Параметр δ описывает переход пучка в пучок, в дальнейших численных расчетах он положен равным единице.

Непосредственное использование формул (12)—(15) приводит к громоздким выражениям для сечений интересующих нас процессов. Для гауссовского распределения ядерной плотности они выписаны в [23]. Формулы, однако, значительно упрощаются в «оптическом» пределе — при пренебрежении радиусом сильного взаимодействия по сравнению с размером ядра и учете $A \gg 1$. Реально таким пренебрежением можно пользоваться, начиная уже с $A \sim 10$. Вынесем $f(q)$ из-под знака интеграла в (13) при значении $q = 0$ ($f(0) = ik\sigma/(4\pi)$, σ — полное сечение адрон-нуклонного взаимодействия). Подставляя (14) и (15) и полагая $C_A^n \approx A^n/n!$, получаем амплитуды упругого рассеяния и когерент-

ного рождения в виде

$$\left. \begin{aligned} F_{el}(\sigma, q) &= \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) F_{G1}(\lambda_1 \sigma, q) + \\ &+ \frac{1}{2}(1 - \cos \theta) F_{G1}(\lambda_2 \sigma, q); \\ F_{coh}(\sigma, q) &= \frac{1}{2} \sin \theta [F_{G1}(\lambda_1 \sigma, q) - F_{G1}(\lambda_2 \sigma, q)], \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где

$$F_{G1}(\sigma, q) = \frac{ik}{2\pi} \int \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\sigma}{2} T(b) \right] \right\} \exp(iqb) d^2b$$

— обычная глауберовская амплитуда упругого рассеяния;

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}(1 + \delta \pm X); \quad X^2 = (1 - \delta)^2 + 4g^2; \quad \cos \theta = (1 - \delta)/X.$$

Интегральные сечения упругого рассеяния и когерентного рождения на ядре принимают вид:

$$\sigma_{el}^{hA} = \int d^2b \left\{ 1 - \frac{1 + \cos \theta}{2} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1 \sigma T(b) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1 - \cos \theta}{2} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_2 \sigma T(b) \right] \right\}^2; \quad (17)$$

$$\sigma_{coh}^{hA} = \frac{\sin^2 \theta}{4} \int d^2b \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1 \sigma T(b) \right] - \right. \\ \left. - \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_2 \sigma T(b) \right] \right\}^2, \quad (18)$$

а полное сечение оказывается равным:

$$\sigma_{tot}^{hA} = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \frac{1 + \cos \theta}{2} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1 \sigma T(b) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1 - \cos \theta}{2} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_2 \sigma T(b) \right] \right\}. \quad (19)$$

При невысоких энергиях неупругая экранировка отсутствует, что соответствует пределу $g \rightarrow 0$, при этом $\lambda_1 = 1$, $\lambda_2 = \delta$, $\cos \theta = 1$.

Б. Диаграммный метод определения сечений некогерентных процессов. Если известна амплитуда упругого рассеяния, то сечения некогерентных процессов в принципе можно найти с помощью условия унитарности, которое связывает мнимую часть упругой амплитуды с суммой сечений всех каналов. В качестве примера вычислим сечение развала дейтрона быстрым адроном $h + d \rightarrow h + p + n$ с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии, т. е. найдем квадрат модуля суммы амплитуд рис. 5, а-в (вклад более сложных графиков можно найти таким же способом).

Сразу же видно *, что сумма квадратов модулей амплитуд на рис. 5, *a*, *b* равна вкладу импульсного приближения в полное сечение, $2\sigma_{tot}^{hN}$, умноженному на отношение $\sigma_{el}^{hN}/\sigma_{tot}^{hN}$, так как в блоке hN -рассеяния, обозначенном на рис. 5, *z* точками, взяты не все промежуточные состояния, а только упругие. Интерференция амплитуд рис. 5, *a* и *b* равна вкладу теневой поправки (рис.

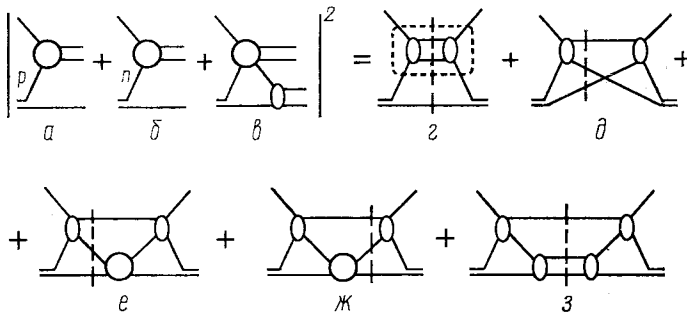


Рис. 5. Сечение развала дейтрона в импульсном приближении

5, *д*) в полное сечение, ею мы пренебрежем. Определить суммарный вклад квадрата модуля амплитуды рис. 5, *e* и ее интерференции с амплитудами рис. 5, *a*, *b*, показанный на рис. 5, *e—з*, можно следующим образом. Рассмотрим мнимую часть амплитуды рис. 6, *a*. Она равна сумме шести различных абсорбционных частей, показанных на рис. 6, *б—ж*. В то же время вклад графика рис. 6, *a* в полное hd -сечение пренебрежимо мал [56] (так как за время прохождения быстрой частицы через дейтрон нуклоны, как правило, не успевают провзаимодействовать). Абсорбционные части, показанные на рис. 6, *б, в*, содержат справа или слева от линии разреза амплитуды, малые по той же причине. Следовательно, сумма оставшихся абсорбционных частей также равна нулю, т. е. искомая сумма трех из них (рис. 6, *г—e*) равна абсорбционной части (рис. 6, *ж*), взятой с обратным знаком. Последняя же равна вкладу импульсного приближения в сечение упругого hd -рассеяния, $\sigma_{el(1)}^{hd}$.

Таким образом, учет взаимодействия нуклонов в конечном состоянии уменьшает сечение развала дейтрона, σ_{diss}^{hd} , на величину, равную $\sigma_{el(1)}^{hd}$:

$$\sigma_{diss}^{hd} = \sigma_{el}^{hp} + \sigma_{el}^{hn} - \sigma_{el}^{hd},$$

* Штриховая линия на рис. 5 и далее означает «разрез» графика: амплитуда процесса, изображенного слева от линии разреза, умножается на комплексно-сопряженную амплитуду процесса, показанного справа, и интегрируется по внутренним импульсам.

что с точностью до теневых поправок совпадает с прямым вычислением по модели Глаубера [57].

Заметим, что суммарное сечение упругого рассеяния и развала, σ_{scat} (7), не меняется при учете перерассеяния нуклонов. Можно показать (например, [23, 58]), что в случае множественного рождения взаимодействие в конечном состоянии также не

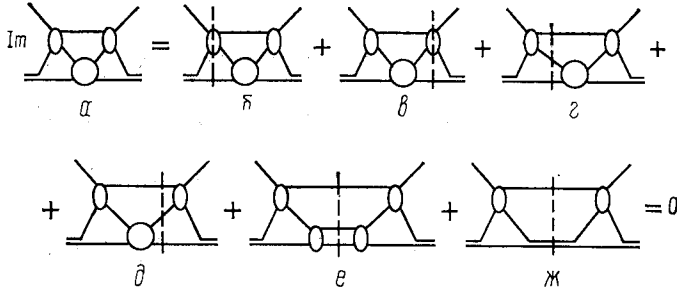


Рис. 6. Учет взаимодействия в конечном состоянии при развале дейтрона

меняет интегральных сечений, а влияет только на угловые и энергетические распределения вторичных частиц.

В. Сечения некогерентных процессов. Используя условие полноты ядерных волновых функций, можно вычислить [23] суммарное сечение когерентного и некогерентного дифракционного возбуждения налетающего адрона, т. е. сумму (4) и (5). При $A \gg 1$ оно имеет вид:

$$\sigma_{\text{diff}}^{hA} = \sigma_{\text{coh}}^{hA} + \sigma_{\text{noncoh}}^{hA} = \frac{\sin^2 \theta}{4} \int d^2b \{ \exp [-\lambda_1 \sigma_1^{in} T (b)] + \exp [-\lambda_2 \sigma_2^{in} T (b)] - 2 \exp [-(\lambda_1 + \lambda_2) \sigma_h T (b)] \}, \quad (20)$$

где $\sigma_{1,2}^{in} = \sigma - \lambda_{1,2} \sigma_{\text{el}}$; $\sigma_h = \sigma - 2 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \sigma_{\text{el}}$; $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{el}}^{hN}$.

Суммарное сечение всех бинарных процессов (2) — (5) вычисляется [23] аналогичным образом и оказывается равным:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{bin}}^{hA} &= \sigma_{\text{tot}}^{hA} - \sigma_{\text{abs}}^{hA} = \\ &= \frac{1 + \cos \theta}{2} \int d^2b \left\{ 1 - 2 \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1 \sigma T (b) \right] + \exp [-\lambda_1 \sigma_1^{in} T (b)] \right\} + \\ &+ \frac{1 - \cos \theta}{2} \int d^2b \left\{ 1 - 2 \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_2 \sigma T (b) \right] + \exp [-\lambda_2 \sigma_2^{in} T (b)] \right\}. \end{aligned} \quad (21)$$

Различные типы процессов в адрон-ядерных столкновениях удобно классифицировать по числу разрезанных адрон-нуклон-

ных блоков в упругой адрон-ядерной амплитуде (другими словами, по числу нуклонов ядра, которым передан импульс, $q \gg 1/R_A$). Например, сечение (21) можно представить в виде суммы вкладов $\sigma_{\text{bin}}^{(l)}$, где l — число разрезанных блоков, при этом вклад всех разрезов между блоками ($l = 0$) равен:

$$\sigma_{\text{bin}}^{(0)} = \frac{1 + \cos \theta}{2} \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1 \sigma T(b) \right] \right\}^2 + \frac{1 - \cos \theta}{2} \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_2 \sigma T(b) \right] \right\}^2. \quad (22)$$

Он совпадает с суммой σ_{el}^{hA} (17) и σ_{coh}^{hA} (18), а для $l > 0$

$$\sigma_{\text{bin}}^{(l)} = \frac{1 + \cos \theta}{2} \int d^2b \frac{1}{l!} [\sigma_{\text{el}} \lambda_1^2 T(b)]^l \exp[-\lambda_1 \sigma T(b)] + \frac{1 - \cos \theta}{2} \int d^2b \frac{1}{l!} [\sigma_{\text{el}} \lambda_2^2 T(b)]^l \exp[-\lambda_2 \sigma T(b)]. \quad (23)$$

Отсюда можно перейти к сечениям множественных процессов. Сечение, соответствующее рождению частиц на ν -нуклонах ядра и упругому рассеянию на l — ν -нуклонах, имеет вид [23]:

$$\sigma_{\text{abs}}^{(l, \nu)} = \frac{1}{l!} C_l^\nu \left\{ \frac{1 + \cos \theta}{2} \left(\frac{\sigma_1^{\text{in}}}{\lambda_1 \sigma_{\text{el}}} \right)^\nu \int d^2b [\lambda_1^2 \sigma_{\text{el}} T(b)]^l \exp[-\lambda_1 \sigma T(b)] + \frac{1 - \cos \theta}{2} \left(\frac{\sigma_2^{\text{in}}}{\lambda_2 \sigma_{\text{el}}} \right)^\nu \int d^2b [\lambda_2^2 \sigma_{\text{el}} T(b)]^l \exp[-\lambda_2 \sigma T(b)] \right\}. \quad (24)$$

Суммируя по l , получаем сечение неупругого взаимодействия с ν нуклонами в виде

$$\sigma_{\text{abs}}^{(\nu)} = \frac{1 + \cos \theta}{2} \int d^2b \frac{1}{\nu!} [\lambda_1 \sigma_1^{\text{in}} T(b)]^\nu \exp[-\lambda_1 \sigma_1^{\text{in}} T(b)] + \frac{1 - \cos \theta}{2} \int d^2b \frac{1}{\nu!} [\lambda_2 \sigma_2^{\text{in}} T(b)]^\nu \exp[-\lambda_2 \sigma_2^{\text{in}} T(b)]. \quad (25)$$

Наконец, суммарное сечение многочастичных процессов (6)

$$\sigma_{\text{abs}}^{hA} = \sum_{\nu=1}^{\infty} \sigma_{\text{abs}}^{(\nu)} = \int d^2b \left\{ 1 - \frac{1 + \cos \theta}{2} \exp[-\lambda_1 \sigma_1^{\text{in}} T(b)] - \frac{1 - \cos \theta}{2} \exp[-\lambda_2 \sigma_2^{\text{in}} T(b)] \right\}. \quad (26)$$

При отсутствии неупругой экранировки сечения неупругого взаимодействия с ν -нуклонами (25) принимают хорошо известный вид:

$$\sigma_{\text{prod}}^{(\nu)} = \sigma_{\text{abs}}^{(\nu)} = \frac{1}{\nu!} \int d^2b [\sigma_{\text{in}} T(b)]^\nu \exp[-\sigma_{\text{in}} T(b)], \quad \sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{inel}}^{hN}. \quad (27)$$

Их можно представить в виде [23]

$$\sigma_{\text{prod}}^{(v)} = \sum_{n=v}^{\infty} \Delta_n B_n^{(v)}, \quad B_n^{(v)} = (-1)^{n+v} 2^{n-1} C_n^v \left(\frac{\sigma_{\text{in}}}{\sigma} \right)^n, \quad (28)$$

где

$$\Delta_n = 2 \int d^2b \frac{1}{n!} \left[\frac{\sigma T(b)}{2} \right]^n \quad (29)$$

— вклад n -кратного взаимодействия в σ_{tot}^{hA} (19):

$$\sigma_{\text{tot}}^{hA} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \Delta_n.$$

Значения $B_n^{(v)}$ определяют вклад графиков, содержащих n адрон-нуклонных блоков, v из которых разрезаны, в сечения $\sigma_{\text{prod}}^{(v)}$, т. е. соотношения между различными абсорбционными частями разных графиков. Аналогичные величины для реджеонных графиков были найдены Абрамовским, Грибовым и Канчели [59]. Полученные значения $B_n^{(v)}$ (28) отличаются от соответствующих коэффициентов в работе [59] только множителем $(\sigma_{\text{in}}/\sigma)^n$, возникшим из-за возможности как двухчастичных, так и многочастичных разрезов адрон-нуклонных блоков.

При отсутствии неупругой экранировки выражение (24) также можно записать в виде

$$\sigma_{\text{prod}}^{(l, v)} = \sum_{n=l}^{\infty} B_n^{(l, v)} \Delta_n, \quad B_n^{(l, v)} = (-1)^{n+1} 2^{n-1} C_n^l C_l^v \times \\ \times \left(\frac{\sigma_{\text{in}}}{\sigma} \right)^v \left(\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma} \right)^{l-v}. \quad (30)$$

Представления (28), (30) будут верны и для легких ядер (включая дейтрон), если вычислять Δ_n — вклады в σ_{tot}^{hA} — по точным формулам, не пользуясь приближением (29), применимым при $A \gg 1$. Однако в (28), (30) пренебрегается отношением радиуса сильного взаимодействия к радиусу ядра.

При учете неупругой экранировки в двухканальной модели вид величин $B_n^{(v)}$ и $B_n^{(l, v)}$ значительно усложняется. Можно, однако, с достаточной точностью считать, что изменяются только вклады Δ_n , а величины $B_n^{(v)}$ и $B_n^{(l, v)}$ остаются неизменными.

Г. Инклюзивные спектры. Рассмотрим вначале центральную область спектра. Если пренебречь нарушением скейлинга в адрон-нуклонных спектрах, то при разрезе v -блоков в каждом из них может оказаться нужная вторичная частица, поэтому вклад в отношение множественностей на ядре и на нуклоне будет равен

$v\sigma_{\text{abs}}^{(v)}/\sigma_{\text{abs}}^{hA}$. Суммируя с учетом (25), получаем:

$$R\left(\frac{hA}{hN}\right) = \frac{n_{hA}(y)}{n_{hN}(y)} = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{v\sigma_{\text{abs}}^{(v)}}{\sigma_{\text{abs}}^{hA}} = \langle v \rangle_{hA} = A \frac{\sigma_m}{\sigma_{\text{abs}}^{hA}}, \quad (31)$$

где $\sigma_m = \sigma - (1 + g^2) \sigma_{\text{el}}$ — полное неупругое hN -сечение, из которого вычтено сечение дифракционной диссоциации налетающего адрона.

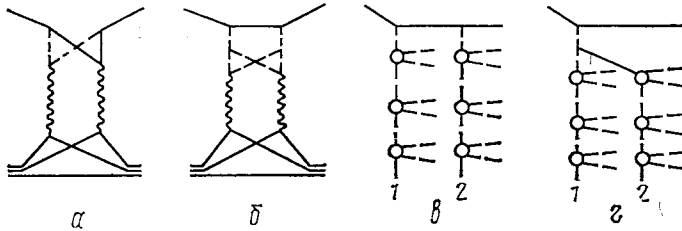


Рис. 7. Упругое (*a*, *b*) и неупругое (*g*, *z*) взаимодействие быстрого бариона с двумя нуклонами ядра. Сплошная линия — барион, штриховая — мезон

тающего адрона. При отсутствии неупругой экранировки (31) переходит в общеупотребительное выражение

$$R\left(\frac{hA}{hN}\right) = \langle v \rangle_{hA} = A \frac{\sigma_{\text{inel}}^{hN}}{\sigma_{\text{prod}}^{hA}}. \quad (32)$$

Для реальных ядер численное различие (31) и (32) не превышает 2–3 %.

В области фрагментации налетающей частицы отношение $R(hA/hN)$ должно уменьшаться вследствие учета сохранения энергии [23, 24, 60]. Например, в одном событии не может быть более одной частицы с $x > 1/2$, более двух с $x > 1/3$ и т. д. Пусть быстрый барион взаимодействует, обмениваясь померонами, с двумя нуклонами ядра. Вклады в амплитуду упругого рассеяния для этого случая показаны на рис. 7, *a*, *b*, причем на рис. 7, *a* изображен простейший график Мандельстама, а на рис. 7, *b* — более сложный график. Разрезу обоих померонов графика (рис. 7, *a*) соответствует неупругий процесс (рис. 7, *g*). В этом случае инклюзивный спектр мезонов в лесенке 1 такой же, как в адрон-нуклонном соударении, а вторичный барион более мягкий, так как часть его энергии пошла на рождение лесенки 2. Однако в разрезе графика рис. 7, *b*, показанном на рис. 7, *z*, наоборот, вторичный барион такой же, как и при столкновении с нуклоном, зато меньше быстрых мезонов. Нет никаких оснований ограничиваться рассмотрением только графиков типа рис. 7, *a* (т. е. рис. 7, *v*, неупругий процесс), как это делается в модели каскада лидирую-

щей частицы [31—34]. В то же время использование графиков типа рис. 7, *в* еще не означает, что учитываются только планарные диаграммы. Наиболее естественным следует считать, что вклады графиков рис. 7, *в* и *г* должны быть одного порядка. В этом случае отношения множественностей всех быстрых частиц (как барионов, так и мезонов) на ядре и на нуклоне будут меньше единицы, но больше, чем отношение $\sigma_{abs}^{(1)}/\sigma_{abs}^{hA}$, т. е. все частицы

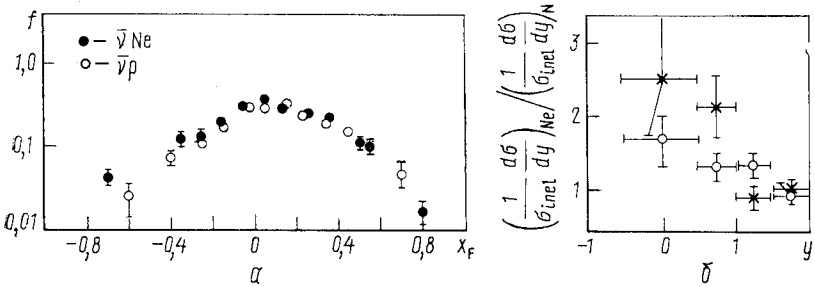


Рис. 8. Инклюзивные спектры отрицательно заряженных частиц в взаимодействиях $\bar{\nu}Ne$ и $\bar{\nu}p$ (а) и отношения спектров частиц, знак которых совпадает со знаком W -бозона (\circ), и частиц противоположного знака (\times) в $\nu, \bar{\nu} - Ne$ и $\nu, \bar{\nu} - N$ -столкновениях (б)

будут экранироваться примерно одинаково. Как видно из рис. 4, именно такое поведение наблюдается на опыте. Если доминирует вклад графика рис. 7, *в*, то, как было замечено в [31], отношение множественностей быстрых вторичных частиц на ядре и на водороде будет равно $\sigma_{abs}^{(1)}/\sigma_{abs}^{hA}$ для барионов и единице для мезонов (т. е. последние вообще не будут экранироваться). Данные, приведенные на рис. 4, противоречат такой гипотезе. Более детальные предсказания о поведении жесткой части спектра будут сделаны в следующем разделе на основе кварковой модели.

В области фрагментации мишени имеются два фактора, существенно влияющих на величину R (hA/hN). Во-первых, R (hA/hN) увеличивается из-за ферми-движения ядерных нуклонов. Во-вторых, возможен вклад от каскадных перерассеяний вторичных частиц. Как отмечалось в [61—63], наиболее отчетливо оба явления должны проявляться в нейтринных взаимодействиях или в глубоконеупругом электроорождении на ядрах, так как в этих случаях первичное взаимодействие происходит так же, как и на свободном нуклоне*.

На рис. 8, а, взятом из работы [64], приведены инклюзивные спектры отрицательно заряженных частиц в $\bar{\nu}Ne$ - и $\bar{\nu}p$ -взаимодействиях. Видно, что при $x_F > -0,25$ спектры на ядре неона и на водороде не различаются. При меньших значениях x_F , что

* Более подробно этот вопрос будет обсуждаться в разд. 7.

соответствует π^- -мезонам с импульсами $p_{\text{лаб}} \leq 0,5 \div 0,8$ ГэВ/с, множественность на ядре становится выше, чем на протоне. На рис. 8, б, взятом из [65], показаны отношения множественностей частиц, знак которых совпадает со знаком W -бозона, и частиц противоположного знака во взаимодействиях ν и $\bar{\nu}$ с ядрами Ne и с нуклоном. Отличие от единицы наблюдается только при $y \leq 1 \div 1,5$, т. е. для пионов с импульсами меньше 1 ГэВ/с. Величины того же порядка получаются и из данных по адрон-ядерным соударениям. Например, из рис. 3 видно, что для взаимодействия протонов с фотозумульсией, где $\langle \nu \rangle - 2,5$ величина $R (hA/hN)$ начинает превышать $\langle \nu \rangle$ при значениях $\eta \leq 1,5$, что опять соответствует пионам с $p_{\text{лаб}} \leq 1$ ГэВ/с.

Заметим, что вопреки распространенному мнению каскадные перерасеяния никак не связаны с так называемыми усиленными графиками, содержащими взаимодействие реджеонов между собой. Например, усиленные графики дают вклад (хотя и небольшой при достижимых энергиях) в полное сечение взаимодействия. В то время как каскадные перерасеяния никак не сказываются на величинах σ_{tot}^{hA} , $\sigma_{\text{prod}}^{hA}$.

Таким образом, с точки зрения модели многократного рассеяния при высоких энергиях следует ожидать существования трех областей быстрот с различным поведением $R (hA/hN)$:

1. Область фрагментации ядра, $y \leq 1 \div 2$, $R (hA/hN) > \langle \nu \rangle_{hA}$ из-за ферми-движения и, возможно, каскадных перерасеяний.

2. Центральная область $(1 \div 2) < y < Y - Y_0$, $R (hA/hN) = \langle \nu \rangle_{hA}$ *. Величина $Y - Y_0$ не зависит от энергии, но растет с увеличением A [23].

3. Область фрагментации пучка, $y \sim Y$, $\sigma_{\text{abs}}^{(1)}/\sigma_{\text{abs}}^{hA} < R (hA/hN) < 1$.

Из-за того что в значительном интервале быстрот $R (hA/hN) < \langle \nu \rangle_{hA}$, отношение средних множественностей вторичных частиц также меньше, чем $\langle \nu \rangle_{hA}$, и увеличивается с ростом A медленнее, чем $A^{1/3}$ [23].

На основе модели многократного рассеяния в работе [28] были проведены расчеты инклюзивных спектров вторичных частиц на ядрах. Результаты приведены на рис. 9, они находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [67]. Расчеты инклюзивных спектров и двухчастичных корреляций, проведенные в [29], также согласуются с экспериментом.

Однако модель многократного рассеяния не позволяет различать сорт вторичных частиц. Это, конечно, является ее недостатком

* В действительности из-за нарушения скейлинга в центральной области спектра на нуклонах [66] величина $R (hA/hN)$ должна быть несколько меньше $\langle \nu \rangle_{hA}$. Различие обсуждается в работе [28].

Д. Распределения по множественности заряженных частиц.

Если в каскадных взаимодействиях участвуют только частицы с импульсами ≤ 1 ГэВ/с, то число релятивистских частиц n_s практически не изменится, при этом модель многократного рассеяния позволяет рассчитать распределения по n_s в адрон-ядерных соударениях при высокой энергии. Для такого расчета надо знать, как распределяется

энергия первичной частицы E_0 в случаях, когда вторичные частицы рождаются на нескольких нуклонах. Как и в работе [68], где рассматривались многопомеронные процессы в адрон-адронных соударениях, сделаем простейшее предположение, что при неупругом взаимодействии с ν -нуклонами каждое взаимодействие происходит при энергии, равной E_0/ν *. Тогда вклад такого процесса в распределение по множественности будет определяться $(\nu - 1)$ -кратной сверткой адрон-нуклонных распределений, из которых следует предварительно вычесть вклад дифракционного рождения $hN \sim h^*N$. Эта свертка будет входить с весом, равным $\sigma_{\text{abs}}^{(\nu)}/\sigma_{\text{abs}}^{hA}$. В расчетах, детали которых более подробно описаны в [23], учитывались вклады как многочастичных (6), так и дифракционных (4), (5) процессов. В отличие от [23] для ядер с $A > 20$ использовались формулы (18), (20), (25) с фермиевским распределением ядерной плотности (11). Для легких ядер использовалось гауссовское распределение плотности [23].

Результаты расчетов сравниваются на рис. 10 с экспериментальными данными по взаимодействиям протонов с энергией 400 [69], 200 ГэВ [70] и π^- -мезонов с энергией 200 ГэВ [71] с ядрами фотоэмульсии. Согласие с опытом вполне хорошее. При значениях $n_s = 1, 3$ и 5 (для π^-) виден вклад когерентного рождения. Некоторая нерегулярность кривых при $n_s \sim 10$ объясняется учетом водорода, входящего в состав эмульсии. Для

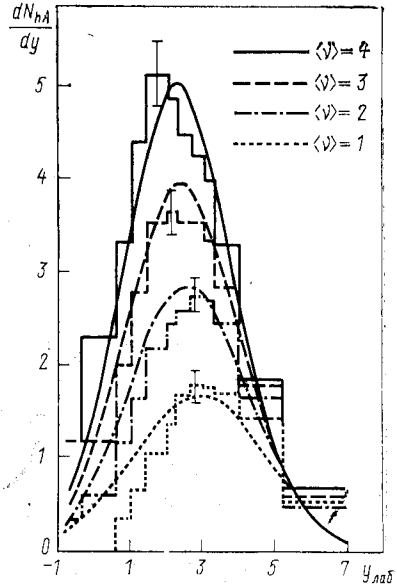


Рис. 9. Множественности заряженных частиц в hA -взаимодействиях при энергии 200 ГэВ как функция $Y_{\text{лаб}}$ для различных значений параметра $\langle \nu \rangle_{hA}$ (32)

* В работах [28, 29] использовалась другая гипотеза.

сравнения штриховыми линиями на рис. 10 показаны распределения по n_s на нуклоне $N = \frac{1}{2}p + \frac{1}{2}n$ при тех же энергиях. Сравнение расчетов по модели многократного рассеяния с данными

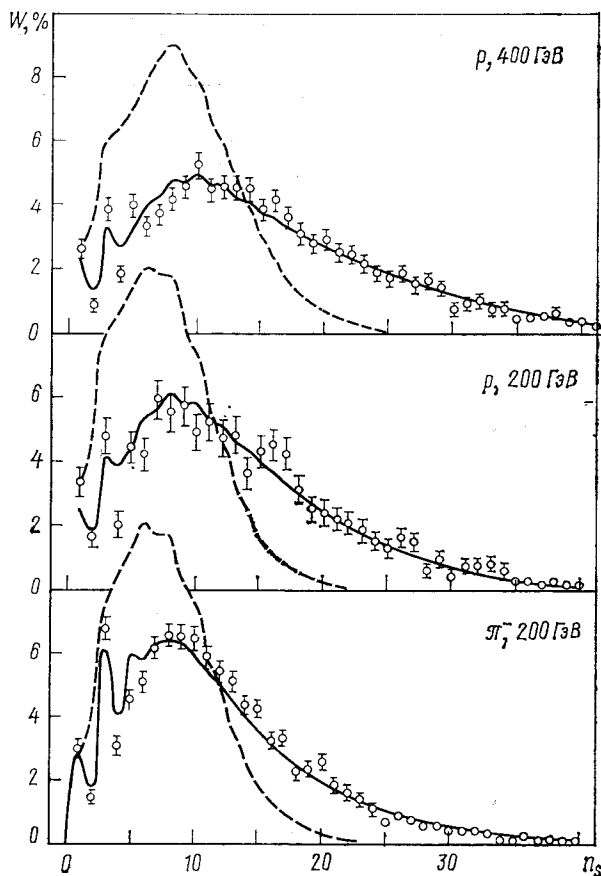


Рис. 10. Распределения по множественности релятивистских заряженных частиц в соударениях протонов и π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии (сплошные кривые) и с нуклоном (штриховые)

по p — E_{cm} -взаимодействиям при других энергиях [23], а также с распределениями по n_s в $\pi^-^{12}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с [72, 73] и π^- -Ne-соударениях при 25 и 50 ГэВ/с [74] также привело к хорошему согласию с опытом.

Данные опыта по отношениям величин средних множественностей вторичных частиц на ядрах углерода, фотоэмульсии и

свинца и на водороде приведены на рис. 11 вместе с расчетами по модели многократного рассеяния. (Использовались экспериментальные данные, собранные в работе [30].) Согласие в целом неплохое, но недавно появившиеся данные [75, 76] для свинца превышают результаты расчета на 10—15 %. Описание может быть улучшено при выборе другого способа учета сохранения энергии. Например, в работе [30], где учитывалась кварковая структура адронов и в случае взаимодействия кварка с несколькими нуклонами энергия делилась в геометрической прогрессии, было достигнуто хорошее согласие с данными по $\langle n_s \rangle_{hA}$, включая данные, показанные на рис. 11. (Более подробно этот результат обсуждается в разд. 5.) Следует признать, что вопрос о правилах деления энергии между несколькими взаимодействиями до конца не ясен и нуждается в дальнейшем изучении.

Наиболее характерным в модели многократного рассеяния является увеличение отношений $\langle n_s \rangle_{hA} / \langle n_{ch} \rangle_{pp}$ с ростом энергии, что связано с уменьшением относительного вклада в $\langle n_s \rangle_{hA}$ -области фрагментации пучка, где $R (hA/hN) < \langle v \rangle_{hA}$. Результаты экспериментов, приведенные на рис. 11, а также данные, полученные с помощью космических лучей при $E \lesssim 1$ ТэВ [77], согласуются с таким поведением.

Е. Многонуклонные взаимодействия адронов. В адрон-ядерных соударениях с немалой вероятностью происходят однократные взаимодействия. Их доля, $\sigma_{abs}^{(1)} / \sigma_{abs}^{hA}$, для пучков протонов и π^- -мезонов в модели многократного рассеяния соответственно равна 62 и 69 % для ядра С, 38 и 47 % для Си, 25 и 34 % для Рб. Такие взаимодействия являются, по сути дела, фоном, уменьшающим проявление ядерных эффектов. Их можно исключить, рассматривая только многонуклонные взаимодействия налетающей частицы в ядре.

Прежде всего представляет интерес доля многонуклонных событий. В работе [78] она была определена для $\pi^-^{12}\text{C}$ -соударений при 40 ГэВ/с равной $40,1 \pm 1,5$ %. Расчет по модели многократного рассеяния с учетом критериев отбора событий в [78] дает

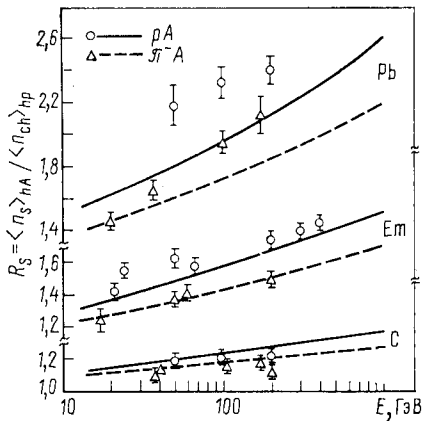


Рис. 11. Отношения средних множественностей заряженных частиц на ядрах и на водороде для пучков протонов и π^- -мезонов в зависимости от начальной энергии

только 33 % таких взаимодействий [73]. Различие может объясняться либо наличием быстрых нуклонов, вылетающих из ядра за счет ферми-движения, либо вкладом каскадных перерасеяний. Таким образом, максимальное значение вклада каскадных процессов, переводящих однонуклонные взаимодействия в многонуклонные, не превышает для ядра ^{12}C 7 % [73].

Более детально многонуклонные π^- -взаимодействия при 40 ГэВ/с изучались в [73, 78] с помощью классификации событий по суммарному электрическому заряду Q релятивистских вторичных частиц. В π^-p - и π^-n -столкновениях Q может принимать

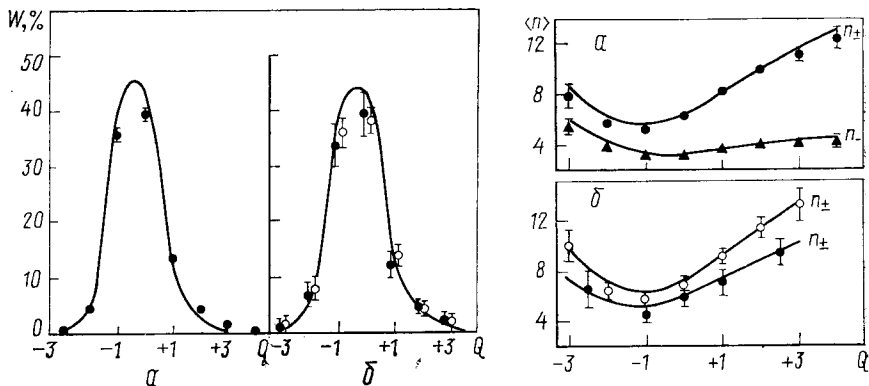


Рис. 12. Распределения по суммарному заряду релятивистских частиц: а — в π^- ^{12}C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с; б — в π^- Ne-столкновениях при 25 (●) и 50 (○) ГэВ/с

Рис. 13. Зависимость средних множественностей вторичных частиц от их суммарного заряда Q :

а — в π^- ^{12}C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с; б — в π^- Ne-столкновениях при 25 (●) и 50 (○) ГэВ/с

значения $-1, 0$ и $-2, -1$ в зависимости от наличия идентифицированного протона (с $p < 700$ МэВ/с). События с другими значениями Q относились к числу многонуклонных. Аналогичный анализ проводился также в работе [74] для π^- -Ne-взаимодействий при 25 и 50 ГэВ/с. На рис. 12 представлены взятые из работ [73, 74] распределения числа событий по величине Q вместе с результатами расчетов, в которых принималось, что в 10 % событий имеется одна дополнительная положительно заряженная релятивистская частица. Только при учете таких частиц удается описать данные опыта. В тех же предположениях были рассчитаны средние множественности всех релятивистских частиц, $\langle n_{\pm} \rangle$, и π^- -мезонов, $\langle n_{-} \rangle$, при различных значениях Q . Они приведены на рис. 13. Видно, что расчеты по модели многократного рассеяния хорошо

согласуются с опытом даже при больших значениях Q . Вместе с тем такое согласие получается только при учете существования в каждом десятом событии дополнительной положительно заряженной частицы (по-видимому, релятивистского протона с $p > 700 \div 800$ МэВ/с), вылетающей либо за счет ферми-движения, либо при каскадном перерассеянии.

4. ПРОЯВЛЕНИЕ КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЯХ С ЯДРАМИ

А. Неупругие процессы в кварковой модели. Составная модель кварков основана на представлении, что мезоны состоят из двух, а барионы — из трех пространственно разделенных объектов — составляющих кварков. Чтобы сохранить соответствие с партонной моделью, считается [79], что составляющий кварк состоит, в свою очередь, из валентного кварка-партонa, окруженного облаком кварк-антикварковых пар и глюонов. Такой составляющий кварк в отличие от точечных партонoв имеет вполне определенное сечение взаимодействия с мишенью. При соударении адронов чаще всего взаимодействуют по одному кварку из каждого адрона, доля же случаев, когда взаимодействуют несколько пар кварков, будет считаться пренебрежимо малой.

При неупругом соударении провзаимодействовавший составляющий кварк «рассыпается». Точечные кварки-партоны из моря группируются друг с другом или с невзаимодействовавшими кварками-спектаторами и образуют собственным морем. В результате возникают вторичные частицы, которые можно разделить на две группы: фрагментационные, в состав которых входят кварки-спектаторы, и частицы центральной области спектра, состоящие только из родившихся кварков. В налетающем нуклоне каждый из трех составляющих кварков имеет $x \sim 1/3$, причем распределение их по x не очень широкое, поэтому бывает два типа фрагментационных барионов: B_{ij} , с $x \sim 2/3$, содержащие два кварка-спектатора q_i и q_j , и B_i , включающие в себя, как и фрагментационные мезоны M_i , один такой кварк q_i , и имеющие $x \sim 1/3$. Соответственно на долю всех частиц центральной области приходится $\sim 1/3$ начального импульса. В случае мезонного пучка фрагментационные частицы — барионы B_i и мезоны M_i — несут $x \sim 1/2$ и столько же приходится на все частицы центральной области.

Соотношения, в которых рождаются различные фрагментационные частицы, можно найти с помощью комбинаторного кваркового счета, предложенного в работах [80, 81]. Если кварки и антикварки из моря подхватываются с равной вероятностью, то кварк-спектатор q_i будет переходить в барион B_i с вероятностью $1/3$

и в мезон M_i с вероятностью $2/3$ [80, 81]:

$$q_i \rightarrow \frac{1}{3} B_i + \frac{2}{3} M_i. \quad (33)$$

В случае двух кварков-спектаторов согласно [80, 81] имеем:

$$q_i q_j \rightarrow \frac{1}{2} B_{ij} + \frac{1}{12} B_i + \frac{1}{12} B_j + \frac{5}{12} M_i + \frac{5}{12} M_j. \quad (34)$$

Сравнение с экспериментом, проведенное в работе [82], показало, что соотношение (33) неплохо выполняется в e^+e^- -аннигиляции. В то же время множественность барионов на мезонных пучках на опыте значительно меньше, чем предсказывается выражением (33). Выйти из положения можно, введя подавление барионного обмена в t -канале*. Примем, что при фрагментации мезона составляющий кварк-спектатор q_i подхватывает из моря антикварк с вероятностью β , а кварк с вероятностью $(1 - \beta)$. Тогда он переходит в $\beta M_i + (1 - \beta) q_i q$ и после дальнейших подхватов получаем:

$$q_i \rightarrow \frac{\beta}{1 - \beta + \beta^2} M_i + \frac{(1 - \beta)^2}{1 - \beta + \beta^2} B_i. \quad (35)$$

В случае фрагментации бариона два кварка-спектатора (q_i и q_j), наоборот, с вероятностью β подхватывают кварки, а с вероятностью $(1 - \beta)$ — антикварки. В этом случае

$$q_i q_j \rightarrow \beta B_{ij} + \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta) \beta^2}{1 - \beta + \beta^2} B_i + \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta) \beta^2}{1 - \beta + \beta^2} B_j + \frac{1 - \beta}{2} \frac{2 - 2\beta + \beta^2}{1 - \beta + \beta^2} M_i + \frac{1 - \beta}{2} \frac{2 - 2\beta + \beta^2}{1 - \beta + \beta^2} M_j. \quad (36)$$

Наиболее чувствительны к величине β отношения множественностей барионов и мезонов при $x \sim 1/2$ на мезонных пучках. На основании (35) и таблиц работы [81] отношение выходов $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 на пучке π^- -мезонов предсказывается $\sim 2(1 - \beta)^2/\beta$, а отношение выходов $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 на K^- -мезонном пучке $\sim 2,3(1 - \beta)^2/\beta$. Их экспериментальные значения при 200 ГэВ/с для частиц с $p_{\perp} \sim 0,07$ ГэВ/с равны соответственно $0,11 \pm 0,01$ и $0,135 \pm 0,025$ [83], что отвечает величине $\beta \approx 0,8$.

Б. Выходы фрагментационных частиц в pA-столкновениях. Сечение неупругого взаимодействия составляющего кварка с нуклоном

$$\sigma_q \equiv \sigma_{inel}^{qN} \approx \frac{1}{3} \sigma_{inel}^{NN} \approx \frac{1}{2} \sigma_{inel}^{\pi N} = 10 \text{ мб} \quad (37)$$

* Автор благодарит В. В. Анисовича и В. М. Шехтера за обсуждение этого вопроса.

соответствует длине свободного пробега в ядре ~ 5 фм, поэтому при попадании адрона в ядро, как показано на рис. 14, будут рассыпаться не только один, но также два и три составляющих кварка. Число фрагментационных частиц при этом уменьшается,

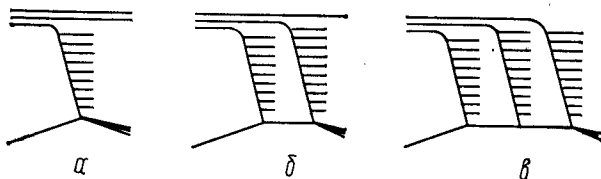


Рис. 14. Неупругие столкновения нуклонов с ядрами. Взаимодействуют один (а), два (б) или все три (в) налетающих кварка

а множественность в центральной области спектра увеличивается. Сечения σ_n поглощения n составляющих кварков в случае протонного пучка имеют вид [12]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1^p(A) &= 3 \int d^2b \exp[-2\sigma qT(b)] \{1 - \exp[-\sigma qT(b)]\}; \\ \sigma_2^p(A) &= 3 \int d^2b \exp[-\sigma qT(b)] \{1 - \exp[-\sigma qT(b)]\}^2; \\ \sigma_3^p(A) &= \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma qT(b)]\}^3, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

где функция $T(b)$ определена выражением (9). Сумма сечений σ_1^p , σ_2^p и σ_3^p с учетом (37) совпадает с $\sigma_{\text{prod}}^{pA}$ (10). Неупругая экранировка здесь не учитывается.

Вероятности процессов поглощения различного числа кварков (рис. 14, а—в) равны:

$$V_n^p(A) = \sigma_n^p(A) / \sigma_{\text{prod}}^{pA}. \quad (39)$$

Эти вероятности непосредственно связаны с отношениями выходов фрагментационных частиц на ядрах. Рассмотрим вначале выходы барионов B_{ij} с $x \sim 2/3$. Если с ядром взаимодействует один кварк налетающего протона (рис. 14, а), то барионы B_{ij} рождаются так же, как в pp -соударениях. В случаях рис. 14, б, в рождение барионов с $x \sim 2/3$ маловероятно, так как мы предполагаем, что разброс кварков по импульсам невелик. Тогда отношение множественностей вторичных барионов B_{ij} в pA - и pp -столкновениях должно быть равно [12]:

$$R_{p \rightarrow B_{ij}}(x) = \frac{\sigma_{\text{inel}}^{pp} \frac{d^3\sigma}{d^3p}(pA \rightarrow B_{ij}X)}{\sigma_{\text{prod}}^{pA} \frac{d^3\sigma}{d^3p}(pp \rightarrow B_{ij}X)} = V_1^p(A), \quad (40)$$

причем в окрестности точки $x \sim 2/3$ это отношение не должно зависеть от x .

На рис. 15,а приведены вычисленное по формулам (38), (39) отношение $V_1^p(A)/V_1^p(\text{Cu})$, а также экспериментальные отношения множественностей протонов [84, 49] и Λ -гиперонов [50] с небольшими поперечными импульсами на различных ядрах и на ядре меди, усредненные в интервале $0,52 < x < 0,85$ при импульсе протонного пучка соответственно 19,2, 24 и 300 ГэВ/с. Эксперимент хорошо согласуется с результатами расчета.

Заметим, что при использовании выражения (40) предполагалось, что формирование вторичного бариона происходит вне ядра. Действительно, мы вычислили вероятность того, что один кварк

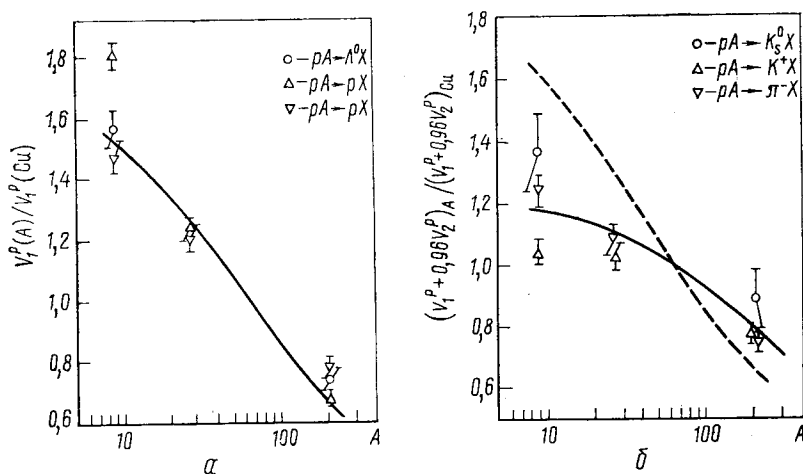


Рис. 15. Отношения множественностей вторичных частиц на различных ядрах по отношению к ядру меди:

а — барионы в интервале $0,52 < x < 0,85$, кривая — расчет по формулам (38), (39); б — мезоны при $x = 0,35$; сплошная кривая — расчет по формуле (42), штриховая — расчет с мгновенным формированием

налетающего протона провзаимодействовал в ядре, а два других нет. Однако вторичный барион B_{ij} состоит из трех кварков и, если бы он сформировался внутри ядра, следовало бы учесть возможность поглощения третьего кварка. В этом случае отношение $R_{p \rightarrow \infty}$ ($x \sim 2/3$) для ядра Pb оказывается на 25 % ниже [12], чем по формуле (40), и не согласуется с опытом.

Фрагментационные мезоны с $x \sim 1/3$ в pA -соударениях могут рождаться за счет как процессов, рассмотренных на рис. 14,а, так и на рис. 14,б. При учете различия вероятностей подхвата кварков и антикварков для случая рис. 14,б аналогично (35), (36) получаем, что кварк-спектатор $q_i^{(B)}$ должен переходить в ме-

зоны и в барионы в соотношении

$$q_i^{(B)} \rightarrow \frac{1-\beta}{1-\beta+\beta^2} M_i + \frac{\beta^2}{1-\beta+\beta^2} B_i. \quad (41)$$

Тогда, пренебрегая вкладом от распада быстрых барионных резонансов, получаем отношение множественностей мезонов с $x \sim 1/3$ на ядре и на водороде в виде

$$R_{p \rightarrow M_i} (x \sim 1/3) = V_1^p(A) + \frac{1}{2-2\beta+\beta^2} V_1^p(A). \quad (42)$$

Зависимость $R_{p \rightarrow M_i}$ от β довольно слабая. Так, при $\beta = 1/2$ $R_{p \rightarrow M_i} = V_1^p + 0,8V_2^p$, а при $\beta = 0,8$ $R_{p \rightarrow M_i} = V_1^p + 0,96V_2^p$. Результат расчета по формуле (42) при значении $\beta = 0,8$ показан

Таблица 1

Нарушение скейлинга в инклюзивных спектрах на ядрах за счет роста сечения

$E_{\text{лаб. ГэВ}}$	$\sim 10^2$	$\sim 10^4$	$\sim 10^5$	$\sim 10^6$	$\sim 10^7$
σ_q , мб	10	13,5	15	17	20
$V_1^p(^{14}\text{N})$	0,69	0,62	0,60	0,57	0,53
$V_1^p(\text{Cu})$	0,47	0,39	0,37	0,34	0,31
$V_1^p(\text{Pb})$	0,30	0,25	0,23	0,22	0,20

на рис. 15,б. Там же приведены отношения множественностей π^- и K^+ -мезонов на различных ядрах и на ядре Cu при $x = 0,35$, взятые из [84], и множественностей K_s^0 из работы [50]. Согласие с опытом вполне хорошее, расчет же с мгновенным формированием, показанный штриховой линией, не согласуется с экспериментом. Предсказания для отношений выходов фрагментационных частиц сделаны в [12] также для пионных, каонных и гиперонных пучков, однако экспериментальные данные на достаточно тяжелых ядрах здесь практически отсутствуют.

При возрастании начальной энергии адрон-нуклонные сечения, а значит, и величины σ_q (37) увеличиваются. Если предположить, что рост сечений будет продолжаться и далее и в то же время в некотором диапазоне значений σ_q формулы (38), (39) будут еще применимы, то значения V_1^p начнут уменьшаться. В результате скейлинг во фрагментационной области инклюзивных спектров на ядрах будет нарушаться даже при выполнении его на водороде. Масштаб возможных нарушений иллюстрируется в табл. 1. Такое поведение может иметь место до начала нарушения скейлинга в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях из-за перекрывания кварков внутри адрона [85].

В. Множественность частиц в центральной области спектра в pA - и πA -соударениях. Если взаимодействием между кварками-партонами различных составляющих кварков можно пренебречь, то множественность в центральной области при взаимодействии протона с ядром, n_{pA} , равна множественности в кварк-ядерном соударении, n_{qA} , умноженной на среднее число взаимодействующих кварков, N_q^p :

$$R \left(\frac{pA}{qA} \right) = \frac{n_{pA}}{n_{qA}} = N_q^p = V_1^p + 2V_2^p + 3V_3^p = \\ = \frac{3}{\sigma_{\text{prod}}^{pA}} \int d^2b \{1 - \exp(-\sigma_q T(b))\}. \quad (43)$$

В случае пионного пучка, записывая вероятности неупругого взаимодействия одного или обоих кварков в виде, аналогичном (38), (39), имеем:

$$R \left(\frac{\pi A}{qA} \right) = \frac{n_{\pi A}}{n_{qA}} = N_q^\pi = V_1^\pi + 2V_2^\pi = \frac{2}{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}} \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma_q T(b)]\}. \quad (44)$$

Разделив (43) на (44), получим:

$$\frac{\sigma_{\text{prod}}^{pA}}{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}} R \left(\frac{pA}{\pi A} \right) = \frac{3}{2}. \quad (45)$$

На рис. 16 приведены экспериментальные данные по отношениям (45) на ядрах C, Pb [86] и $\frac{1}{2} \text{Ag} + \frac{1}{2} \text{Br}$ [10] при энергии 200 ГэВ в зависимости от квазибыстроты η . В диапазоне $1,5 < \eta < 3,5$ соотношение (45) выполняется с хорошей точностью.

Г. Коэффициенты неупругости и вероятности неупругой перезарядки. Для вычисления коэффициентов неупругости, т. е. долей

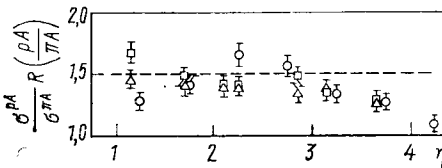


Рис. 16. Отношение (45) в зависимости от квазибыстроты η для различных ядер:

Штриховая линия — предсказания кварковой модели. Δ — Pb; \circ — $1/2\text{Ag} + 1/2\text{Br}$; \square — C

начальной энергии, переданной данному сорту вторичных частиц, необходимо знать состав рождающихся частиц и их среднюю энергию, которая зависит от механизма образования. Например, в коэффициент неупругости K_γ (доля энергии, переданная γ -квантам) основной вклад дают γ -кванты от распада π^0 - и η -мезонов, которые могут рождаться как в центральной области, так

и в области фрагментации налетающей частицы. В обоих случаях π^0 -мезоны могут образовываться как прямым образом из кварк-антикварковой пары, так и при распаде мезонных (ρ , ω , K^*) либо барионных (Δ , Σ^*) резонансов.

Относительные множественности вторичных частиц каждого сорта вычислялись по формулам (35), (36), (41) с помощью таблиц работы [81], определяющих вероятности перехода кварков в различные адроны, при этом учитывались только низшие мультиплеты группы $SU(6)$ (36) для мезонов и (56) для барионов. Для пионного пучка принималось, что фрагментационный адрон уносит в среднем половину начальной энергии, а в случае барионного пучка — одну треть (B_i и M_i) или две трети (B_{ij}). Доля энергии, уносимая частицами данного сорта в центральной области, принималась пропорциональной их множественности, а доля энергии, передаваемая в область фрагментации мишени, считалась пренебрежимо малой. При энергиях $\lesssim 10^3$ ГэВ рождение барион-антибарионных пар в центральной области не учитывалось.

Доли энергии, уносимые всеми положительно заряженными, K_+ , и отрицательно заряженными, K_- , вторичными частицами для протонного и π^- -мезонного пучков получаются следующими:

$$K_+^p(A) = 0,46V_1^p(A) + 0,35V_2^p(A) + 0,30V_3^p(A);$$

$$K_-^p(A) = 0,13V_1^p(A) + 0,24V_2^p(A) + 0,30V_3^p(A);$$

$$K_+^\pi(A) = 0,23V_1^\pi(A) + 0,30V_2^\pi(A);$$

$$K_-^\pi(A) = 0,38V_1^\pi(A) + 0,30V_2^\pi(A).$$

Численные значения V_n^p , V_n^π для различных ядер приведены в работе [12]. На водороде, в рамках нашего приближения, $V_1^p = V_1^\pi = 1$, $V_2^p = V_3^p = V_2^\pi = 0$, для $A \sim 150 \div 200$ все V_n одного порядка. Таким образом, видно, что A -зависимости всех коэффициентов неупругости очень слабые.

В табл. 2 сравниваются теоретические расчеты коэффициента неупругости K_γ с данными, полученными в экспериментах с космическими лучами [87, 88] для взаимодействий нейтронов, π^+ -мезонов и протонов высокой энергии с ядрами. Согласие расчетов с экспериментом вполне удовлетворительное. Уменьшение величины K_γ в pPb -соударениях при энергии выше 1 ТэВ [88] может быть связано с рождением барион-антибарионных пар в центральной области, что уменьшает долю энергии, передаваемую γ -квантам. При расчете K_γ для этого случая рождение пар учитывалось в пропорции $M : B : \bar{B} = 6 : 1 : 1$ [80].

Кварковая модель позволяет также вычислить вероятности неупругой перезарядки, т. е. долю таких событий, в которых электрический заряд самой быстрой вторичной частицы (независимо от ее сорта) отличается от заряда первичного адрона. Наи-

большой интерес представляет двойная перезарядка, когда разность зарядов равна двум. В мезон-нуклонных соударениях такие процессы должны практически полностью определяться рождением фрагментационных резонансов (ρ , ω , K^* ...), что отмечалось

Таблица 2
Сравнение расчетных коэффициентов неупругости K_γ
(нижние цифры) с данными опыта (верхние цифры)

h	A			
	CH ₂	Al	Fe	Pb
n , 200—2000 ГэВ	0,17±0,01 0,17	0,19±0,02 0,19	0,19±0,02 0,21	0,21±0,02 0,23
π^\pm , 200—2000 ГэВ	0,33±0,02 0,31	0,38±0,04 0,31	0,37±0,05 0,31	0,39±0,04 0,30
p , 10 ³ —3·10 ⁴ ГэВ	—	—	—	0,17±0,01 0,19

ранее в работах [89, 90]. На ядерных мишенях существенный вклад дают также процессы с поглощением обоих налетающих кварков, когда все вторичные частицы рождаются из моря.

Для пучка π^- -мезонов, согласно кварковому комбинаторному счету [81] с учетом (35), отношение числа событий, в которых самая быстрая частица заряжена положительно и отрицательно, предсказывается равным

$$\frac{N_{\pi^- \rightarrow h^+}}{N_{\pi^- \rightarrow h^-}} = \frac{0,17V_1^\pi + 0,30V_2^\pi}{0,43V_1^\pi + 0,30V_2^\pi}.$$

Если пренебречь вкладом K -мезонов, то это отношение можно выразить непосредственно через множественности фрагментационных π -, ρ - и ω -мезонов. Для недифракционных π^-p -столкновений получаем:

$$\frac{N_{\pi^- \rightarrow h^+}}{N_{\pi^- \rightarrow h^-}} = \frac{\langle n_{\rho^0}^f \rangle + 0,6 \langle n_{\omega}^f \rangle}{2 \langle n_{\pi^-}^f \rangle + 3 \langle n_{\rho^0}^f \rangle + 0,6 \langle n_{\omega}^f \rangle}, \quad (46)$$

где $\langle n^f \rangle$ обозначена множественность прямых мезонов и принято $\langle n_{\rho^0}^f \rangle = 2 \langle n_{\rho^+}^f \rangle$. Выражение (46) позволяет оценить отношение выходов векторных и псевдовекторных мезонов в области фрагментации.

5. МЕХАНИЗМ КВАРК-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И СТРУКТУРА КВАРК-КВАРКОВОЙ АМПЛИТУДЫ

А. Многократное рассеяние кварка внутри ядра. Результаты, обсуждавшиеся в предыдущем разделе, не зависели от конкретного механизма взаимодействия составляющего кварка с ядром, который представляет очевидный интерес. Согласно (43), (44)

отношения множественностей вторичных частиц на ядрах и на нуклоне можно записать в виде [10]

$$R\left(\frac{pA}{pN}\right) = \frac{n_{pA}}{n_{pN}} = R\left(\frac{pA}{qA}\right) \frac{n_{qA}}{n_{qq}}; \quad R\left(\frac{\pi A}{\pi N}\right) = \\ = \frac{n_{\pi A}}{n_{\pi N}} = R\left(\frac{\pi A}{qA}\right) \frac{n_{qA}}{n_{qq}},$$

где n_{qq} — множественность в центральной области в pN - или в πN -столкновениях. Экспериментальные отношения $R(pA/pN)$ и $R(\pi A/\pi N)$ показаны на рис. 17, взятом из работы [10]. В области $1,5 < \eta < 3,5$, где выполняется соотношение (45), они идут выше значений $R\left(\frac{pA}{qA}\right)$

и $R\left(\frac{\pi A}{qA}\right)$, т. е. множественность при взаимодействии кварка с ядром оказывается больше, чем в кварк-кварковом соударении.

Как обсуждалось в [91], имеются две возможности объяснения этого явления. Одна гипотеза объясняет различие n_{qA} и n_{qq} вкладом внутриядерных каскадов. Тогда это различие должно наблюдаться только для сравнительно медленных частиц, которые успевают сформироваться внутри ядра, а для более быстрых адронов отношение n_{qA}/n_{qq} ожидается близким к единице. Другая гипотеза объясняет различие n_{qA} и n_{qq} взаимодействием кварка с несколькими нуклонами ядра путем одновременного испускания нескольких лесенок. В этом случае n_{qA}/n_{qq} будет больше единицы везде, кроме области фрагментации кварка, где окажется существенным учет сохранения энергии. Такой вариант очень близок к модели многократного рассеяния, обсуждавшейся в разд. 3. Он соответствует наличию в амплитуде уругло кварк-кваркового рассеяния реджевских ветвлений, вклад которых в кварк-ядерной амплитуде сильно возрастает. При этом предполагается, что взаимодействие между партонами или частицами различных лесенок невелико [92].

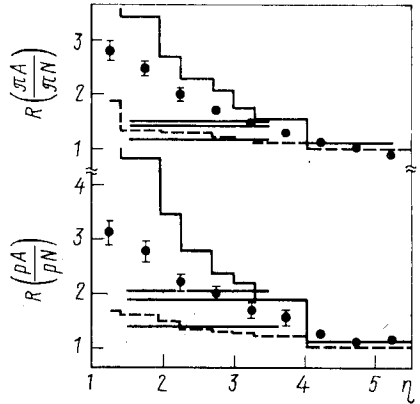


Рис. 17. Отношения множественностей заряженных частиц на ядре и на нуклоне в зависимости от η для p - и π -пучков при энергии 200 ГэВ: \bullet — $\frac{1}{2} \text{Ag} + \frac{1}{2} \text{Br}$, — — — Pb ; — — — С. Прямыми линиями показаны значения $R\left(\frac{pA}{qA}\right)$ (43) и $R\left(\frac{\pi A}{qA}\right)$ (45)

Если кварк-ядерное взаимодействие описывается моделью многократного рассеяния, то по аналогии с (27) можно получить сечения неупругого взаимодействия составляющего кварка с различным числом ν ядерных нуклонов в виде

$$\sigma_{qA}^{(\nu)} = \frac{1}{\nu!} \int d^2b [\sigma_q T(b)]^\nu \exp[-\sigma_q T(b)]; \quad (47)$$

$$\sigma_{\text{prod}}^{qA} = \sum \sigma_{qA}^{(\nu)} = \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma_q T(b)]\}; \quad (48)$$

где $\sigma_{\text{prod}}^{qA}$ — сечение рождения вторичных частиц в кварк-ядерном соударении. В однократном взаимодействии нуклона с ядром

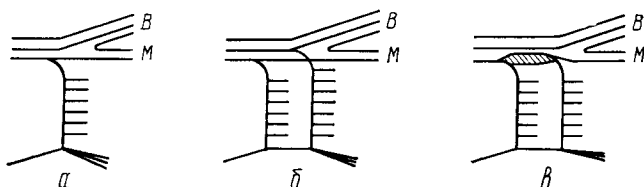


Рис. 18. Однократное (а) и двукратное (б, в) взаимодействия нуклона с ядром в кварковой модели

взаимодействует любой из трех кварков, а два других остаются зрителями (рис. 18,а). Соответствующее сечение

$$\sigma_{\text{prod}}^{(1)} = 3 \int d^2b [\sigma_q T(b)] \exp[-3\sigma_q T(b)]$$

с учетом (37) совпадает с величиной $\sigma_{\text{prod}}^{(1)}$ (27). Двукратное взаимодействие может теперь происходить двумя способами. Два кварка могут взаимодействовать по разу (рис. 18, б) либо один кварк — дважды (см. рис. 18, в). Вклады двух этих конфигураций соответственно равны:

$$3 \int d^2b [\sigma_q T(b)]^2 \exp[-3\sigma_q T(b)] = \frac{2}{3} \sigma_{\text{prod}}^{(2)} \quad (49)$$

и

$$3 \int d^2b \frac{1}{2} [\sigma_q T(b)]^2 \exp[-3\sigma_q T(b)] = \frac{1}{3} \sigma_{\text{prod}}^{(2)}. \quad (50)$$

Быстрые вторичные частицы образуются в процессах на рис. 18,б,в по-разному. Барион B на рис. 18,в ничем не отличается от бариона на рис. 18,а — он также содержит два кварка-зрителя, т. е. имеет $x \sim 2/3$; в случае же рис. 18,б такой быстрый барион маловероятен. С другой стороны, мезон M на рис. 18,б такой же, как и в однократном взаимодействии, а в процессе на рис. 18,в мезон, скорее всего, будет мягче. Процессы на рис. 18,б,в

во многом напоминают рассмотренные ранее процессы на рис. 7, в, г, причем в кварковой модели сечения конфигураций на рис. 18, б, в относятся как 2 : 1 (49), (50).

Учет сохранения энергии выглядит в модели многократного рассеяния и в кварковой модели несколько по-разному. Пусть средняя множественность отрицательно заряженных частиц в pN -соударении при энергии E_0 равна:

$$\langle n_- \rangle_{pN} = a + b \ln E_0.$$

В модели многократного рассеяния [23] считалось, что множественность в двукратном взаимодействии равна удвоенной множественности $\langle n_- \rangle_{pN}$, взятой при половинной энергии, т. е.

$$\langle n_- \rangle_{MM}^{(2)} = 2(a + b \ln E_0/2) = 2 \langle n_- \rangle_{pN} - 2b \ln 2. \quad (51)$$

В кварковой модели в случае протонного пучка почти все отрицательно заряженные частицы рождаются в центральной области, поэтому в процессе на рис. 18, б $\langle n_- \rangle$ вдвое больше, чем в случае на рис. 18, а, а в процессе на рис. 18, в можно взять, как и в (51), удвоенную множественность при половинной энергии. В итоге получаем:

$$\langle n_- \rangle_{KM}^{(2)} = \frac{2}{3} 2 \langle n_- \rangle_{pN} + \frac{1}{3} [2 \langle n_- \rangle_{pN} - 2b \ln 2] = 2 \langle n_- \rangle_{pN} - \frac{2}{3} b \ln 2.$$

При $E_0 \sim 10^2$ ГэВ $b \approx 0,9$, так что $\langle n_- \rangle_{KM}^{(2)}$ превышает $\langle n_- \rangle_{MM}^{(2)}$ приблизительно на 0,8 *. В соударениях большей кратности множественность в модели кварков также будет выше, чем в модели многократного рассеяния, что, по-видимому, улучшит согласие с экспериментом на рис. 11. Однако это различие не носит принципиального характера. Можно выбрать и другой способ учета сохранения энергии, например считать, что все пропорции равновероятны [28, 29] либо что энергия делится в геометрической прогрессии [30].

Исходя из сечений (47), (48), нетрудно вычислить среднее число взаимодействий составляющего кварка в ядре:

$$\langle \nu \rangle_{qA} = \frac{1}{\sigma_{\text{Prod}}^{qA}} \sum_{\nu=1} \sigma_{qA}^{(\nu)} = \frac{A \sigma_q}{\sigma_{\text{Prod}}^{qA}}. \quad (52)$$

Полное число взаимодействий адрона внутри ядра получится умножением (52) на среднее число взаимодействующих кварков N_q^p (43) или N_q^π (44). В обоих случаях после учета (37) получаем результат, совпадающий с (32). Заметим, что это объясняет [30] наблюдаемую [75] зависимость отношения средних множественностей вторичных частиц на ядрах и на нуклоне только от $\langle \nu \rangle_{hA}$.

* Более аккуратный учет рождения частиц в области фрагментации пучка [30] уменьшает различие до 0,5.

Таким образом, результаты модели многократного рассеяния и кварковой модели согласуются между собой, если составляющий кварк может взаимодействовать как с одним, так и с несколькими нуклонами (т. е. если в амплитуде упругого рассеяния кварка на ядре имеется существенный вклад ветвлений).

Б. Анализ средних множественностей вторичных частиц. В работе [30] была предпринята попытка сделать выбор между двумя обсуждавшимися гипотезами с помощью анализа данных по множественности вторичных частиц в адрон-ядерных соударениях. Если множественности вторичных частиц в кварк-ядерном и кварк-нуклонном взаимодействиях совпадают (гипотеза А), отношения множественностей вторичных частиц в центральной области и в области фрагментации мишени должны равняться среднему числу взаимодействующих кварков $N_q = \langle v \rangle_{hA} / \langle v \rangle_{qA}$. Если же происходит многократное взаимодействие кварка в ядре (гипотеза В), то это отношение будет равно $\langle v \rangle_{hA}$.

Чтобы провести сравнение с опытом, из экспериментальных данных по средней множественности в hA - и hp -соударениях были вычтены оцененные теоретически множественности частиц в области фрагментации пучка $\langle n_{ch}^f(hN) \rangle$. Кроме того, учитывалось, что в адрон-ядерных столкновениях часть медленных вторичных частиц не включается в число $\langle n_s \rangle_{hA}$. Также было принято во внимание различие между взаимодействиями с протонами и с нейтронами. В итоге в случае справедливости гипотез А и В должны были выполняться соответственно соотношения [30]

$$\xi_s^{(A)} = \frac{\langle v \rangle_{qA}}{\langle v \rangle_{hA}} \frac{\langle n_s(hA) \rangle - \langle n_{ch}^f(hN) \rangle}{\langle n_{ch}(hp) \rangle - 0,6 - \langle n_{ch}^f(hN) \rangle} = 1; \quad (53)$$

$$\xi_s^{(B)} = \frac{1}{\langle v \rangle_{hA}} \frac{\langle n_s(hA) \rangle - \langle n_{ch}^f(hN) \rangle}{\langle n_{ch}(hp) \rangle - 0,6 - \langle n_{ch}^f(hN) \rangle - D} = 1, \quad (54)$$

где небольшое значение $D = D(\langle v \rangle_{qA}, E)$ учитывает сохранение энергии, если предположить, что она делится в геометрической прогрессии.

Значения $\xi_s^{(A)}$ и $\xi_s^{(B)}$ для различных пучков и мишеней при энергиях выше 10 ГэВ приведены на рис. 19, взятом из работы [30]. Видно, что соотношение (54) выполняется с неплохой точностью (характерные погрешности показаны в правой части рисунка). Соотношение (53) сильно нарушается, что можно объяснить вкладом частиц, родившихся в каскадных взаимодействиях. Число таких дополнительно родившихся адронов, $\langle n \rangle_{add}$, в каждом случае можно найти, определяя, сколько частиц надо вычесть из $\langle n_s(hA) \rangle$ в числителе выражения (53), чтобы получить $\xi_s^{(A)} = 1$. Это число для случая столкновений протонов и π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии приведено на рис. 20, взятом из работы [30],

в зависимости от начальной энергии. Рост $\langle n(h E_m) \rangle_{\text{add}}$ с увеличением энергии, близкий к логарифмическому, представляется плохо совместимым с гипотезой о каскадных взаимодействиях

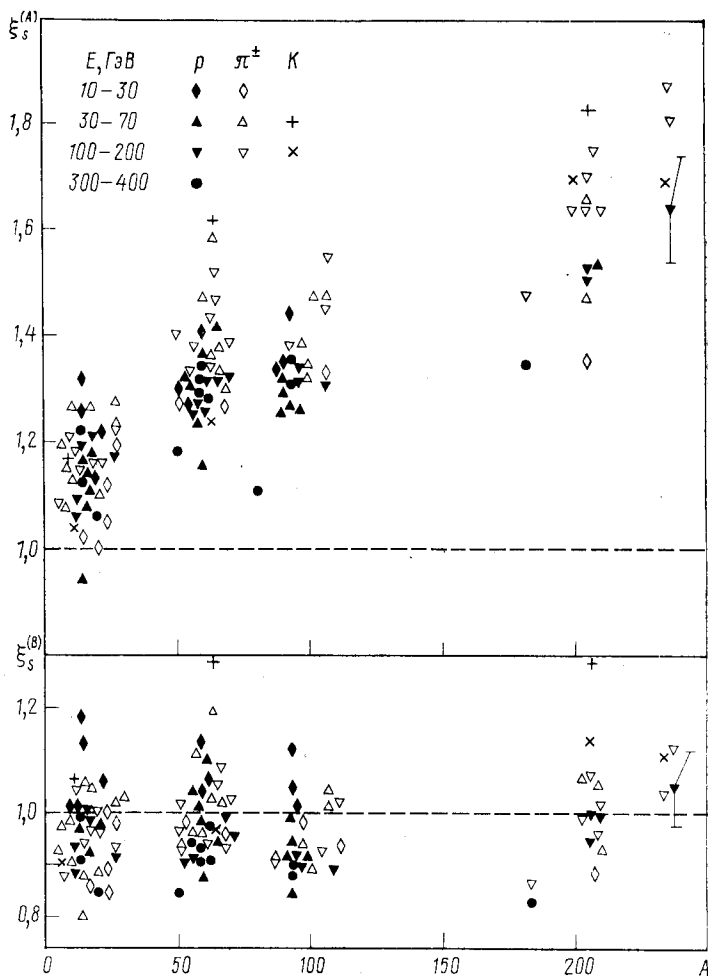


Рис. 19. Проверка соотношений (53), (54) для заряженных вторичных частиц

вторичных частиц невысокой энергии, так как их число от начальной энергии практически не зависит. Кроме того, в случае столь быстрого роста вклада внутриядерных каскадов следовало бы ожидать одновременного увеличения числа более медленных протонов, относимых к числу «серых» частиц, чего на опыте не происходит [93].

Таким образом, данные о средних множественностях заряженных частиц свидетельствуют в пользу гипотезы В, т. е. предположения о многократном рассеянии кварков в ядре. Заметного

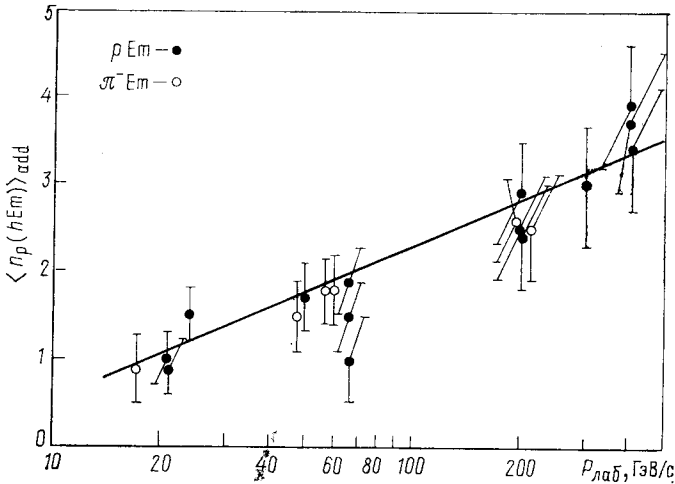


Рис. 20. Множественность заряженных частиц, рождающихся за счет внутриядерных каскадов на ядрах фотоэмульсии, необходимая для выполнения соотношения (53), как функция начальной энергии

вклада каскадов в $\langle n_s \rangle_{hA}$ не требуется, при этом, однако, имеется противоречие между поведением $\langle n_-(hA) \rangle$ на пучках p и π^- [30].

6. ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ МИШЕНИ

А. Каскадные перерасеяния кварков-спектаторов мишени.

Как было показано, наблюдаемые явления в адрон-ядерных столкновениях могут быть объяснены в предположении, что взаимодействие родившихся кварков-партонов внутри ядра несущественно из-за большого времени перехода их в новые составляющие кварки и вторичные адроны, а взаимодействуют практически только составляющие кварки налетающего адрона. Однако в рамках таких представлений кварки-спектаторы ядерных нуклонов также должны взаимодействовать внутри ядра. После того как один из кварков ядерного нуклона провзаимодействовал с быстрой частицей и «рассыпался» на партоны, два других кварка начнут под действием цветных сил двигаться и смогут перерасеиваться на других нуклонах. Импульсы этих составляющих кварков должны быть порядка (скорее всего, несколько меньше) импульсов фрагментационных частиц B_{ij} , B_i , M_i , в состав которых они

войдут. Наибольший импульс в лабораторной системе среди этих частиц имеют барионы B_i $p \sim 1,5$ ГэВ/с при $p_{\perp} = 0,3$ ГэВ/с и ~ 2 ГэВ/с при $p_{\perp} = 0,7$ ГэВ/с (для $m_B = m_N$), однако вероятность рождения их, согласно кварковой комбинаторике (36), невелика ($\sim 1/5$). Барионы B_{ij} и мезоны M_i , рождающиеся с большей вероятностью, имеют меньшие импульсы ($\ll 1-1,5$ ГэВ/с), поэтому каскадные взаимодействия составляющих кварков мишени практически не должны менять множественность и другие характеристики релятивистских вторичных частиц. Однако они могут давать существенный вклад в рождение серых g -частиц. Средняя множественность их, зависящая от A , как $\langle n_g \rangle \sim A^{2/3}$ [93], в таком случае будет равна произведению среднего числа составляющих кварков, выбиваемых из мишени, равного $2 \langle \nu \rangle_{hA} \sim A^{1/3}$, на среднее число серых частиц, выбитых одним таким кварком, $\langle n_g \rangle^q$.

В каждом неупругом адрон-нуклонном взаимодействии остаются два кварка-спектатора, поэтому величина $\langle n_g \rangle^q$ является суммой половины средней множественности медленных частиц в hN -столкновении, попадающих в группу g -частиц, которая по оценке [30, 94] равна $\sim 0,45$, и количества протонов отдачи, вылетающих из ядра в результате рассеяния на них кварка-спектатора. Последнее можно принять равным половине среднего числа qN -взаимодействий, $\langle n_q^{\text{rescat}} \rangle$ (считая, что число протонов равно числу нейтронов), и оценить по формулам оптической модели. Например, сечение n -кратного перерассеяния частицы 2, родившейся в первом взаимодействии частицы 1 внутри ядра, равно:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{rescat}}^{(n)} = & \int \frac{d^2b \sigma_{1 \rightarrow 2}}{\sigma_2 - \sigma_1} \exp[-\sigma_2 T(b)] \times \\ & \times \left\{ \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \right)^n [\exp[(\sigma_2 - \sigma_1) T(b)] - 1] - \right. \\ & - \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \right)^{n-1} [\sigma_2 T(b)] - \frac{1}{2!} \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_1} \right)^{n-2} [\sigma_2 T(b)]^2 - \dots \\ & \left. \dots - \frac{1}{n!} [\sigma_2 T(b)]^n \right\}. \end{aligned}$$

В итоге получаем:

$$\langle n_g \rangle_{hA} = \langle \nu \rangle_{hA} [0,45 + \langle n_q^{\text{rescat}} \rangle]. \quad (55)$$

Здесь величина $\langle n_q^{\text{rescat}} \rangle$ зависит только от A , а $\langle \nu \rangle_{hA}$ — от A и от сорта налетающей частицы. Результаты расчета по формуле (55) при значении $\sigma_2 = 10$ мб сравниваются с данными опыта [93] в табл. 3. Согласие оказывается неожиданно хорошим*.

* К группе g -частиц можно отнести также протоны, вылетающие из ядра за счет фермиевского движения.

За счет такого же перерасеяния кварков-спектаторов появится некоторое число дополнительных протонов с $p > 700$ МэВ/с, и, как требовалось в разд. 3, часть однонуклонных событий будет переведена в группу многонуклонных. Если же импульсы кварков-спектаторов, как правило, не превышают 1,5 ГэВ/с, то выбиваемые ими протоны будут иметь $p \lesssim 1$ ГэВ/с. Следовательно,

Таблица 3

Сравнение расчетных значений средней множественности $\langle n_g \rangle$ серых частиц с экспериментом при энергии 200 ГэВ

Данные	$h-A$			
	$p-CNO$	$p-Em$	$\pi^- - Em$	$p-AgBr$
Теории (55)	1,1	2,4	2,0	3,2
Эксперимента [93]	$0,85 \pm 0,04$	$2,70 \pm 0,06$	$2,38 \pm 0,04$	$3,36 \pm 0,08$

число более быстрых протонов должно быть пропорционально $\langle v \rangle_{h,A}$. Это подтверждается экспериментальными данными [95].

При невысоких энергиях ~ 1 ГэВ кварковая структура ядерных нуклонов еще не проявляется. С увеличением начальной энергии может оказаться, что основной вклад в процесс фрагментации ядра начинает давать описанный механизм перерасеяния кварков-спектаторов (а не нуклонов отдачи), при этом продольный импульс, передаваемый ядру, должен уменьшаться. Не исключено, что именно с выходом на этот новый режим связано наблюдавшееся в работах [96] резкое изменение угловых характеристик ядерных фрагментов при увеличении начальных энергий от 3 до 10—20 ГэВ и последующее постоянство их вплоть до 300 ГэВ.

Б. Доля двукратных взаимодействий в адрон-дейтронных соударениях. Перерасеяния кварков-спектаторов мишени, по-видимому, проявляются также в неупругих адрон-дейтронных соударениях при высокой энергии.

Рассмотрим вначале процессы без взаимодействия в конечном состоянии, показанные на рис. 21. При вычислении сечения рождения вторичных частиц, σ_{prod}^{hd} , определяющегося квадратом модуля их суммы, некоторые графики интерферируют (рис. 21, а, б и г, рис. 21, в и д), а другие (рис. 21, д и е) практически нет, так как нуклоны отдачи в неупругих адрон-адронных соударениях имеют импульсы существенно большие, чем характерные импульсы нуклонов в дейтроне. Абсорбционные части амплитуды упругого адрон-дейтронного рассеяния, соответствующие процессам рождения частиц, показаны на рис. 22. Абсорбционная часть на рис. 22, а соответствует сумме квадратов модулей на рис. 21, а—

σ ; рис. 22, б отвечает интерференции графиков на рис. 21, а и б; на рис. 22, в показан суммарный вклад интерференций рис. 21, а и б с рис. 21, г, а также рис. 21, в с рис. 21, д; на рис. 22, г изображена сумма квадратов модулей графиков на рис. 21, г и д; наконец,

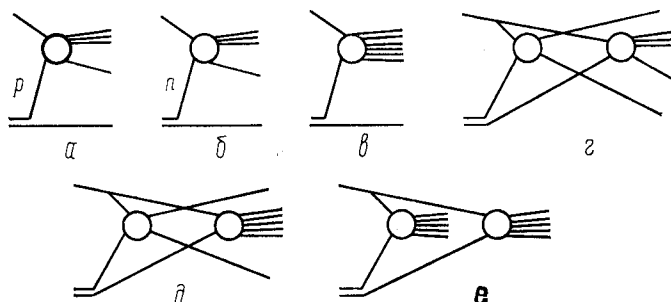


Рис. 21. Дифракционные (а, б, г) и многочастичные (в, д, е) процессы в адрон-дейтронных столкновениях

рис. 22, д соответствует квадрату модуля рис. 21, е. Все эти процессы (кроме изображенного на рис. 22, б) связаны с разрезами одного или двух блоков адрон-нуклонного взаимодействия. Вклад

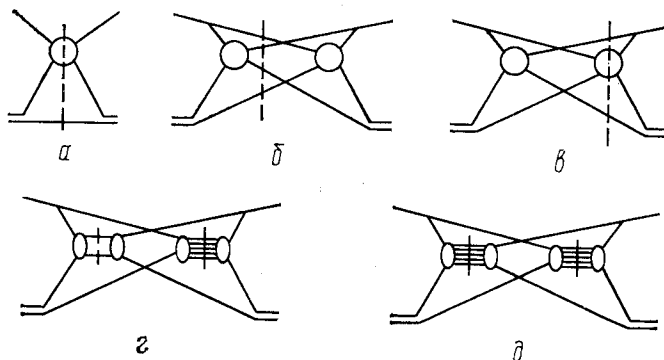


Рис. 22. Абсорбционные части адрон-дейтронной амплитуды, соответствующие неупругим процессам (рис. 21)

в сечении множественных процессов от разреза одного блока дается графиками на рис. 22, а, в (последний является абсорбционной поправкой к рис. 22, а) и в соответствии с (30) равен:

$$\sigma_{hd}^{(1, 1)} = 2\sigma_{in} - 4\Delta_{\text{эксп}}\sigma_{in}/\sigma, \quad (56)$$

где $\Delta_{\text{эксп}} = \Delta_2$ — экспериментальное значение теневой поправки к полному hd -сечению. При разрезе двух блоков возможны два

случая: упругое взаимодействие с одним нуклоном и неупругое с другим (рис. 22, з):

$$\sigma_{hd}^{(2, 1)} = 4\Delta_{\text{экс}} (\sigma_{el}/\sigma) (\sigma_{in}/\sigma), \quad (57)$$

и неупругое взаимодействие с обоими (рис. 22, д):

$$\sigma_{hd}^{(2, 2)} = 2\Delta_{\text{экс}} (\sigma_{in}/\sigma)^2. \quad (58)$$

Учет конечного радиуса адрон-нуклонного взаимодействия изменит (56) — (58) не более чем на несколько процентов.

В анализе экспериментов по множественному рождению в *hd*-соударениях, который проводился в работах [97], считалось, что возможны два типа процессов — взаимодействие либо с одним, либо с обоими нуклонами. В действительности, как было показано, имеются три типа процессов — (56), (57) и (58). На реджевском языке отличие от [97] заключается в учете ветвлений в *hN*-амплитуде, причем, хотя по экспериментальной методике разделения событий процессы (57) относятся к двукратным взаимодействиям, σ_{double} , средняя множественность, как и все другие характеристики, здесь такие же, как и в (56).

Учет графиков на рис. 23 с перерассеянием кварков-спектаторов, т. е. с взаимодействием в конечном состоянии, не меняет величины $\sigma_{\text{prod}}^{\text{hd}}$. Однако они переводят часть событий с однократным взаимодействием в двукратные. Доля таких событий зависит от сечения взаимодействия кварка-спектатора первого нуклона со вторым нуклоном при условии, что переданный импульс не слишком мал. Будем считать, что это сечение ~ 10 мб, причем перерассеиваться может любой из двух кварков-спектаторов. Чтобы выразить вклад

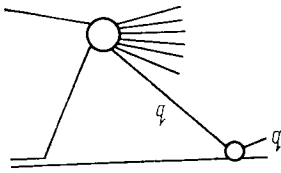


Рис. 23. Процесс с перерассеянием кварка-спектатора мишени в адрон-дейтронном взаимодействии

графика на рис. 23 через сечение $\sigma_{hd}^{(2, 2)}$ (58), где константа связи со вторым реджеоном определяется сечением ~ 30 мб в *pd*- и ~ 20 мб в πd -столкновениях, следует еще учесть, что два графика на рис. 21,е, отличающихся перестановкой протона и нейтрона, интерферируют, а графики на рис. 23 нет. Тогда вклады в сечение двукратных процессов от перерассеяния кварков-спектаторов оказываются равными:

$$\sigma_{pd}^{\text{rescat}} \approx \frac{1}{3} \sigma_{pd}^{(2, 2)}; \quad \sigma_{\pi d}^{\text{rescat}} \approx \frac{1}{2} \sigma_{\pi d}^{(2, 2)}, \quad (59)$$

а суммарное сечение двукратных взаимодействий

$$\sigma_{\text{double}} = \sigma_{hd}^{(2, 1)} + \sigma_{hd}^{(2, 2)} + \sigma_{hd}^{\text{rescat}}. \quad (60)$$

Значения $\sigma_{hd}^{(2,1)}$, $\sigma_{hd}^{(2,2)}$ и σ_{hd}^{rescat} приведены в табл. 4. Для сравнения представлены также результаты вычислений [97] и приведенные там же, а также в более поздней работе [98] экспериментальные данные по сечениям двукратных взаимодействий в pd -и pd -столкновениях. Видно, что учет перерассеяний кварков-спектаторов мишени объясняет данные опыта. Если считать,

Таблица 4

Расчетные сечения взаимодействия с двумя нуклонами в hd -соударениях и данные опыта. Значения даны в мб

hd	$\Delta_{\text{эксп.}}$ [100]	$\sigma_{\text{double}}^{\text{эксп}}$ [97,98]	σ_{double} [97]	$\sigma_{hd}^{(2,1)}$ (57)	$\sigma_{hd}^{(2,2)}$ (58)	$\sigma_{hd}^{\text{rescat}}$ (59)	$\sigma_{\text{double}}^{\text{эксп}}$ (60)
pd 100 ГэВ	$4,14 \pm 0,11$	$10,1 \pm 0,7$	$8,28 \pm 0,22$	2,5	5,5	1,8	9,8
pd 200 ГэВ	$4,26 \pm 0,11$	$9,9 \pm 1,0$	$8,52 \pm 0,22$	2,5	5,7	1,9	10,1
pd 300 ГэВ	$4,33 \pm 0,11$	$12,1 \pm 1,1$	$8,66 \pm 0,22$	2,6	5,8	1,9	10,3
pd 400 ГэВ	$4,45 \pm 0,15$	$12,4 \pm 0,8$	$8,90 \pm 0,30$	2,7	5,9	2,0	10,6
π^+d 100 ГэВ	$1,80 \pm 0,14$	$4,8 \pm 0,5$	$3,60 \pm 0,28$	0,9	2,7	1,3	4,9
π^-d 205 ГэВ	$1,83 \pm 0,12$	$5,9 \pm 0,8$	$3,62 \pm 0,24$	0,9	2,7	1,3	4,9
π^-d 360 ГэВ	$2,15 \pm 0,20$	$5,3 \pm 0,7$	$4,30 \pm 0,40$	1,0	3,2	1,6	5,8

что частицы, родившиеся в центральной области, успевают сформироваться и также могут перерассеиваться, то сечение двукратных процессов окажется явно завышенным [так как каждый пион даст вклад порядка σ_{pd}^{rescat} (59)]. Попытка объяснить наблюдаемую долю двукратных взаимодействий перерассеяниями вторичных частиц предпринималась в работах [99], однако в первой из них вычисления проводились в импульсном приближении, а во второй сечение $\sigma_{hd}^{(2,2)}$ было принято значительно меньшим, чем в (58). В результате для описания эксперимента в [99] был взят значительный вклад перерассеяний, отвечающий значению $\mu^2 = 0,7 \text{ ГэВ}^2$ в выражении (1).

7. РАЗМЕРЫ СОСТАВЛЯЮЩЕГО КВАРКА И ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

А. Выходы вторичных частиц в глубоконеупругих процессах на ядрах. Как упоминалось в разд. 3, все различие глубоконеупругих взаимодействий лептонов с ядрами и со свободным нуклоном

можно объяснить ферми-движением нуклонов в ядре и перерасеяниями вторичных частиц. Тогда множественности достаточно быстрых вторичных частиц должны быть одинаковы. Эксперимент [101] по eA -взаимодействиям в интервале изменения переменных $7 \leq W^2 \leq 31$ ГэВ² при $\langle Q^2 \rangle \sim 1$ ГэВ² показал, однако, совсем другое поведение. Множественности быстрых частиц (s $z = p_{\parallel}^{с.п.н.}/p_{\parallel}^{с.п.н.} \max \geq 0,5$), родившихся на ядрах Sn и Cu, оказались в полтора-два раза меньше, чем на дейтериевой мишени, при меньших значениях z различие несколько уменьшается. Существует два диаметрально противоположных объяснения этого эксперимента. Согласно одному [102], все различие определяется перерасеяниями вторичных частиц. Для этого параметр μ^2 в (1) должен быть взят равным $\sim 0,7$ ГэВ², хотя такое большое значение μ^2 должно противоречить поведению множественностей вторичных барионов и мезонов, обсуждавшемуся в разд. 4. В работе [103] наблюдаемые явления объясняются возможностью поглощения кварка, который был выбит в глубокоэластичном процессе.

Существует возможность различить эти две гипотезы, расширив диапазон изменения переменных Q^2 и ν и увеличив статистику. В рамках первой гипотезы при увеличении энергии ν длина формирования быстрых вторичных частиц (s не слишком малыми z) будет возрастать и, наконец, станет больше размеров ядра. При этом отношение множественностей таких частиц

$$R(z) = \left[\frac{dn}{dz} (\gamma^* + A \rightarrow h + X) \right] / \left[\frac{dn}{dz} (\gamma^* + d \rightarrow h + X) \right]$$

для $z > z_0$ достигнет единицы и больше меняться уже не будет. Значение же z_0 с увеличением ν должно уменьшаться. Напротив, во второй модели отношение $R(z)$ определяется величиной кварк-нуклонного сечения и поэтому практически не должно зависеть от ν . Однако в модели [102] считается, что виртуальный γ -квант взаимодействует с точечными кварками-партонами, т. е. значение Q^2 уже значительно превышает квадрат обратного радиуса составляющего кварка, поэтому $R(z)$ не должно зависеть от Q^2 . В модели [103], наоборот, фактически предполагается, что из ядерного нуклона выбивается не точечный кварк-партон, а составляющий кварк, имеющий определенное сечение взаимодействия с нуклоном, а следовательно, и определенный размер. С увеличением Q^2 вероятность таких процессов должна уменьшаться, так как взаимодействие в основном начнет происходить с точечными кварками-партонами и значение $R(z)$ будет стремиться к единице.

Таким образом, в обеих моделях следует ожидать выполнения $R(z > z_0) = 1$ при достаточно больших значениях Q^2 и ν . Измеряя величину $R(z \sim 1)$ (чтобы избежать вклада многоступенчатых переходов) при фиксированных значениях Q^2 в зависимости

от ν , можно определить время формирования вторичных частиц. По-видимому, наиболее интересен интервал $\sim 1 \text{ ГэВ} < \nu < 20 \div 50 \text{ ГэВ}$. Фиксируя величину ν (или W^2) достаточно большой, где каскадные перерасcеяния уже несущественны, и меняя значения Q^2 , можно определить новый характерный масштаб сильных взаимодействий — радиус составляющего кварка. Следует ожидать зависимость

$$R(Q^2, z > z_0) = 1 - [1 - R_0(z > z_0)] F_q^2(Q^2), \quad (61)$$

где $F_q(Q^2)$ — форм-фактор составляющего кварка, который при небольших значениях Q^2 можно представить в виде $F_q(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} r_q^2 Q^2$, а

$$R_0(z > z_0) = \frac{\sigma_{\text{prod}}^{qA}}{A\sigma_q}$$

— значение $R(Q^2)$ при $1/R_N^2 \ll \frac{1}{6} Q^2 \ll 1/r_q^2$. По существующим оценкам $r_q^2 \sim 0,5 \div 1 \text{ ГэВ}$ [104], поэтому наиболее интересным для проверки (61) представляется диапазон $\sim 1 < Q^2 < \sim 30 \text{ ГэВ}^2$

Перерасcеяния выбитого составляющего кварка должны увеличивать множественность вторичных частиц по сравнению с лептон-нуклонными столкновениями, имитируя внутриядерный каскад. Такое увеличение наблюдалось в работе [105]. При увеличении Q^2 различие $\langle n_s \rangle$ на ядрах и на нуклоне должно убывать пропорционально $F_q^2(Q^2)$.

Б. Величина времени формирования вторичных частиц. Как видно из рис. 15, отношения выходов вторичных барионов и мезонов при высоких и средних энергиях в пределах погрешности одинаковы. Из этого следует, что протоны с $p \sim 10 \text{ ГэВ}/c$, а также π^- - и K^+ -мезоны с $p \sim 6 \text{ ГэВ}/c$ формируются вне ядра. Этот вывод подтверждается сравнением экспериментальных данных с двумя вариантами расчета на рис. 15, б. Конечно, определение параметра μ^2 (1) из экспериментальных данных требует специального исследования, однако грубо оценить его значение можно уже сейчас. Оценки [106], выполненные в рамках оптической модели, показывают, что эффекты поглощения в тяжелых ядрах начинают чувствоваться при длинах формирования $l \sim 10 \text{ фм}$ и становятся весьма существенными при $l < 7 \div 8 \text{ фм}$, тогда из (1) получаем, что значение μ^2 не превосходит $0,15 - 0,2 \text{ ГэВ}^2$. Ограничение такого же порядка получается при анализе энергетической зависимости множественности продуктов фрагментации ядра, т. е. серых и черных следов [91].

Еще более сильное ограничение на величину μ^2 возникает из сравнения выходов антипротонов и π^- -мезонов с импульсами $\sim 1 \text{ ГэВ}/c$ в pA -соударениях [106]. Оно приводит к значениям

$\mu^2 \lesssim 0,03 \div 0,05 \text{ ГэВ}^2$. Тем не менее, как обсуждалось в разд. 6, некоторый вклад каскадных перерасеяний все же возможен за счет уже сформированных кварков-спектаторов мишени. Для окончательного решения вопроса о времени формирования вторичных частиц, по-видимому, потребуются достаточно подробные данные о глубоконеупругом электророждении и нейтринных процессах на ядрах и более детальный теоретический анализ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время картина неупругих адрон-ядерных соударений при высокой энергии представляется следующей. При попадании в ядро неупруго взаимодействуют один, два или три составляющих кварка первичной частицы, причем эти взаимодействия происходят независимо друг от друга. Каждый кварк может взаимодействовать как с одним, так и с несколькими нуклонами, при этом во всех взаимодействиях принимают участие практически только те кварки, которые уже имелись в момент соударения в составе либо первичной частицы, либо нуклонов ядра. Такая картина хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными и позволяет сделать ряд предсказаний, которые можно проверить на опыте.

В рамках таких представлений была получена важная информация о свойствах сильного взаимодействия. Так, можно считать установленным, что вторичные частицы рождаются не сразу, а формируются в течение некоторого времени, которое с точки зрения естественных масштабов довольно велико. Имеются весьма серьезные аргументы в пользу того, что материя внутри адронов распределена неоднородно — точечные кварки и глюоны сгруппированы в два или три пространственно разделенных облака, имеющих квантовые числа валентного кварка. Наконец, кварк-кварковая амплитуда рассеяния, по-видимому, состоит из суммы нескольких вкладов, причем в кварк-ядерном взаимодействии их относительная величина зависит от A .

Наиболее важными задачами в ближайшее время следует считать проверку и уточнение этих результатов. Необходимо выяснить, от каких переменных зависит время формирования вторичных частиц, проявляется ли размер составляющих кварков в глубоконеупругих процессах, действительно ли странный составляющий кварк имеет меньшее сечение, чем нестранные кварки [12], и т. д. Для этого понадобится проведение новых экспериментов по взаимодействиям адронов и лептонов с ядрами при средних и высоких энергиях.

Автор благодарит В. В. Анисовича, В. Г. Гришина и В. М. Шехтера за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зацепин Г. Т. — Известия АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 26, с. 674.
2. Фейнберг Е. Л. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1966, т. 50, с. 202.
3. Vemograd S. e.a. — Nucl. Phys. B, 1971, v. 33, p. 397.
4. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами. М., Мир, 1975.
5. Грибов В. Н. Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1973, ч. 2, с. 5.
6. Канчели О. В. Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 465.
7. Goldhaber A. S. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 47.
8. Anisovich V. V. — Phys. Lett. B, 1975, v. 57, p. 87.
9. Bialas A., Czyz W., Furmanski W. — Acta phys. polon B, 1977, v. 8, p. 585.
10. Анисович В. В., Лепехин Ф. Г., Шабельский Ю. М. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1639.
11. Nikolaev N. N. — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 95.
12. Anisovich V. V., Shabelski Ju. M., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 477; Анисович В. В., Шабельский Ю. М., Шехтер В. М. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1063.
13. Bialas A., Bialas E. Preprint FERMILAB-Pub-79/48-TNY, 1979.
14. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
15. Барашенков В. С., Костенко Б. Ф. Препринт ОИЯИ, P2-11789, 1978.
16. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 772.
17. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105.
18. Lipkin H. J., Shek F. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 71.
19. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. Yu. Preprint CERN Ref. TH. 2575, 1978.
20. Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфиоров П. И. — Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 762.
21. Абрамовский В. А., Канчели О. В. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 559.
22. Тер-Мартirosян К. А. Итоги развития реджевской схемы и эксперимент. М., МИФИ, 1975.
23. Шабельский Ю. М. Препринт ЛИЯФ № 248, 1976; Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1084; Nucl. Phys. B, 1978, v. 132, p. 491.
24. Capella A., Kaidalov A. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 477.
25. Bertocchi L., Treleani D. — J. Phys. G, 1977, v. 3, p. 147.
26. Cutler R. T., Snider D. R. — Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 1509.
27. Weis J. Preprint CERN Ref. TH. 2197, 1976.
28. Capella A., Krzywicki A. — Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 84; Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3357.
29. Azimov S. A. e.a. — Z. Phys. A, 1979, Bd 291, S. 189.
30. Shabelski Yu. M., Shekhter V. M. — Acta phys. polon. B, 1980, v. 11, p. 317.
31. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. Ya. Preprint L. D. Landau ITP, 1978.
32. Azimov S. A. e.a. — In: Proc. of the first workshop on ultrarelativistic nuclear collisions, Berkeley. Ed. by L. Schroeder, LBL, 1979.
33. Алавердян Г. Б. и др. Препринт ОИЯИ, P2-12536, 1979.
34. Kinoshita K., Minaka A., Sumiyoshi H. Preprint KYUSHU-79-HE-10, 1979.
35. Патанинский А. З. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 654.
36. Afek A. e.a. — In: Proc. of the topical meeting on multiparticle production on nuclei at very high energies, ICTP, Trieste, 1976. Ed. by G. Bellini, p. 591.
37. Takagi F. Preprint Tohoku Univ., TU/78/188, 1978.
38. Шурык Э. В., Жиров О. В. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 485.
39. Gottfried K. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 957.
40. Калинин В. Н., Шмонин В. Л. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 628.
41. Suzuki N., Suzuki S. — Progr. Theor. Phys., 1979, v. 62, p. 727.
42. Carroll A. S. e.a. — Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 349.
43. Roberts T. J. e.a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 159, p. 56.

44. Ayres D. S. e.a. — Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3105.
45. Аллаби Дж. В. и др. — Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 538.
46. Denisov S. R. e.a. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 61, p. 62.
47. Azimov S. A. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 500.
48. Lehman E. S., Winbow G. A. — Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 2962.
49. Eichten T. e.a. — Nucl. Phys. B, 1972, v. 44, p. 333.
50. Scubic P. e.a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3115.
51. Glauber R. J. High energy physics and nuclear structure. Amsterdam, 1967.
52. Грибов В. Н. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 56, с. 892; 1969, т. 57, с. 1306.
53. Грибов В. Н., Мигдал А. А. — Ядерная физика, 1968, т. 8, с. 1002.
54. Боресков К. Г. Процессы рассеяния и образования частиц при высокой энергии в рамках теории комплексных моментов. — Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. ИТЭФ, М., 1970.
55. Fishbane P. M., Schaffner J. G., Trefil J. S. — Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 3056.
56. Kolybasov V. M., Kondratyuk L. A. — Phys. Let. B, 1972, v. 39, p. 439.
57. Franco V., Glauber R. J. — Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 1195.
58. Кондратюк Л. А. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 477.
59. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. — Там же, 1973, т. 18, с. 595.
60. Winbow G. A. — Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3441.
61. Nikolaev N. N. — Preprint L. D. Landau ITP, M., 1975.
62. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. Физика элементарных частиц. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1978, с. 139.
63. Bialas A., Czyz W. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 137, p. 359.
64. Berge J. P. e.a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3905.
65. Burnett T. H. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 443.
66. Thome W. e.a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 129, p. 365.
67. Hallimwell C. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1499.
68. Ter-Martirosyan K. A. — Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 377.
69. Боос Э. Г. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 697.
70. Анзон З. В. и др. — Там же, 1975, т. 22, с. 736.
71. Anzon Z. V. e.a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 129, p. 205.
72. Бацкович С. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1034.
73. Ангелов Н. С. и др. — Там же, 1978, т. 28, с. 999.
74. Шабельский Ю. М., Юлдашев Б. С. — Там же, 1980, т. 31, с. 1646.
75. Elias J. E. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 285.
76. Elias J. E. e.a. Preprint FERMILAB-Pub-79/47-EXP, 1979.
77. Berdzenishvili O. L. e.a. — In: Proc. of the 16 Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, 1979, v. 6, p. 204.
78. Ангелов Н. С. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 811.
79. Анисович В. В. Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1974, ч. 3, с. 106.
80. Anisovich V. V., Shekter V. M. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455.
81. Анисович В. В. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 761.
82. Анисович В. В., Волковицкий П. Э., Кобринский М. Н. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 1054.
83. Edwards R. T. e.a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 76.
84. Allaby J. V. e.a. Preprint CERN 70-12, Geneva, 1970.
85. Анисович В. В., Шехтер В. М. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1079.
86. Busza W. e.a. Paper submitted to the XVIII Int. Conf. on high energy physics, A2-45, Tbilisi, 1976.
87. Азимов С. А. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 898.
88. Павлюченко В. П. и др. — В кн.: Труды ФИАН, 1979, т. 109, с. 30.
89. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. Препринт ИТЭФ № 950, 1972.
90. Конелиович Б. З., Церэн Ч. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 643.

91. Шабельский Ю. М. Физика элементарных частиц. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, с. 90.
92. Lehman E. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 127, p. 331.
93. Гуламов К. Г., Гулямов У. Г., Чернов Г. М. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 554.
94. Calucci G., Jengo P., Pignotti A. — Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 1468.
95. Азимов С. А. и др. Материалы II Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, Д 1, 2-12036, 1978.
96. Scheidemann Ø., Polile N. T. — Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 1534; Kaufman S. B., Steinberg E. P., Weisfield M. W. — Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 1349.
97. Baker M. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 375; Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 826.
98. Dado S. e.a. — Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 1589.
99. Nikolaev N. N., Zoller V. R. — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 99; Nucl. Phys. B, 1979, v. 147, p. 336.
100. Carroll A. S. e.a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 303; 1979, v. 80, p. 423.
101. Osborne L. S. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1624.
102. Nikolaev N. N. Preprint CERN Ref. TH 2792, Geneva, 1979.
103. Nilsson G., Anderson B., Gustafson G. — Phys. Lett. B, 1979, v. 83, p. 379.
104. Анисович В. В. Физика высоких энергий. Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ, 1979, с. 3.
105. Hand L. e.a. — Acta phys. polon. B, 1978, v. 9, p. 1087.
106. Вайсенберг А. О. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 719.