

простейшей диаграммой рис. 4.13, б. Поправки на перерасеяние и вклады от процессов множественного испускания мультипериферических гребенок взаимно компенсируются в центральной части спектра. Эта теорема была доказана в работе [78] (см. также [79]). Таким образом, в реджевской схеме центральная часть спектра имеет вид при $\alpha_P(0) > 1$:

$$E_c d^3\sigma/d^3p_c = 8\pi g_a^P(0) g_b^P(0) \tilde{v}_c^{PP}(m_{c\perp}^2) (s/s_0)^{\alpha_P(0)-1}. \quad (4.152)$$

При выводе соотношения (4.151) предполагалось, что первичная энергия асимптотически велика ($s \rightarrow \infty$). При энергиях, достигнутых на ускорителях в настоящее время, к результату (4.151) следует подойти критически, особенно в случае, когда $\alpha_P(0) > 1$. Это обстоятельство можно пояснить. Пусть в процессе ab -взаимодействия при энергии соударения в Π -системе, равной \sqrt{s} , образуется k мультипериферических гребенок, тогда на каждую из них в среднем приходится энергия

$$\sqrt{s_k} = \sqrt{s}/k. \quad (4.153)$$

Это означает, что адрон c должен обладать быстротой в Π -системе, в среднем не превышающей значение

$$|y_c^*| \lesssim \ln[\sqrt{s}/(k\sqrt{s_0})] \approx \eta/2 - \ln k, \quad (4.154)$$

где $\eta/2 \approx \ln(\sqrt{s}/\sqrt{s_0}) \approx y_a^*$ — быстрота одного из сталкивающихся адронов a в Π -системе. При выводе же теоремы (4.151) считалось, что $|y_c^*| \lesssim y_a^*$. Сокращение вкладов перерасеяний и множественного образования гребенок, следовательно, может происходить только в области быстрот

$$|y_c^*| \lesssim \eta/2 - \ln \langle k \rangle, \quad (4.155)$$

где $\langle k \rangle$ — среднее число гребенок, соответствующих данной энергии \sqrt{s} .

В области быстрот (4.155) предсказывается появление плато инклюзивного спектра вида:

$$\frac{dN}{dy_c} = \frac{8\pi g_a^P(0) g_b^P(0)}{\sigma_{\text{tot}}(s)} \tilde{v}_c^{PP} \exp(\Delta\eta), \quad (4.156)$$

$\eta = \ln(s/s_0)$, $\Delta = \alpha_P(0) - 1$. Вне области (4.155) спектр должен быстро убывать с ростом $|y_c^*|$. Из формулы (4.156) следует квазистепенной рост средней множественности вторичных адронов в области быстрот (4.155)

$$\langle N \rangle \sim (s/s_0)^\Delta [\ln(s/s_0) - 2 \ln \langle k \rangle] / \sigma_{\text{tot}}(s). \quad (4.157)$$

Так как параметр Δ мал, зависимость (4.157) пока трудно проверить экспериментально. Мы не рассматриваем здесь процессы с образованием двух и более детектируемых (инклюзивных) адронов, но заметим, что подобные процессы также могут быть рассмотрены в рамках реджевской схемы.

§ 4.10. Распределение вторичных частиц по множественности

Топологические сечения. Вклад $S_k^{(n)}$ от скачков амплитуд $M_k^{(n)}(s, 0)$ с обменом n померонами (из которых k померонов разрезаны) в полное сечение, согласно оптической теореме, равен

$$S_k^{(n)}(s) = 8\pi \Delta M_k^{(n)}(s, 0). \quad (4.158)$$

Вклад в $\sigma_{\text{tot}}(s)$ от процессов образования k гребенок с учетом всевозможных перерасеяний составляет:

$$S_k(s) = \sum_{n=k}^{\infty} S_k^{(n)}(s). \quad (4.159)$$

Величину $S_k^{(n)}(s)$ можно вычислить до конца в рамках «квазиэйкональной» модели. Заметим, что в пренебрежении малой вещественной частью амплитуды однопомеронного обмена $M^{(1)}(s, t)$ величина $2\Delta M_k^{(n)}(s, 0)$ при $k \geq 1$ совпадает с вкладом в амплитуду упругого рассеяния от обмена n померонами $iM^{(n)}(s, 0)$ [см. (4.132) и (4.142)] с точностью до комбинаторного множителя $(-1)^k 2^n C_n^k$. Поэтому [см. (4.158)]:

$$\begin{aligned} S_k^{(n)}(s) &= 8\pi (-1)^k \sim 2^{n-1} C_n^k iM^{(n)}(s, 0) = \\ &= 8\pi (-1)^{k-1} 2^{n-1} C_n^k \gamma_{ab}^P(0) e^{\Delta\eta} (-z)^{n-1} / n \cdot n!, \end{aligned} \quad (4.160)$$

где

$$z = C_a C_b \gamma_{ab}^P(0) e^{\Delta\eta} / \lambda_{ab}; \quad \lambda_{ab} = R_a^2 + R_b^2 + \alpha_P(0) \eta.$$

Для сечений образования k гребенок ($k \geq 1$) получаем:

$$\begin{aligned} S_k(s) &= \frac{\sigma_\infty}{k!} \sum_{n=k}^{\infty} \frac{(-1)^{n-k} (2z)^{n-1}}{n(n-k)!} = \frac{\sigma_\infty}{2k! z} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} \times \\ &\times \int_0^{2z} x^{m+k-1} dx = \frac{\sigma_\infty}{2k! z} \int_0^{2z} \exp(-x) x^{k-1} dx = \frac{\sigma_\infty}{2k!} \gamma(k, 2z), \end{aligned} \quad (4.161)$$

где $\sigma_\infty = 8\pi \gamma_{ab}^P(0) \exp(\Delta\eta)$, $\gamma(k, 2z)$ — неполная Γ -функция [58]:

$$\gamma(k, 2z) \approx (k-1)! \quad \text{при } 2z \gg 1;$$

$$\gamma(k, 2z) \approx \frac{(2z)^k}{k} \quad \text{при } 2z \ll 1.$$

Рассмотрим далее случай $k=0$ [см. (4.144)], пренебрегая вещественной частью $M^{(1)}(s, t_i)$:

$$S_0^{(n)} = 8\pi [2^{n-1} iM^{(n)}(s, 0) + \text{Im} M^{(n)}(s, 0)] = (1 - 2^{n-1}) \sigma_\infty \frac{(-z)^{n-1}}{nn!}. \quad (4.162)$$

Суммируя (4.162) по числу обмениваемых померонов, находим сумму полного сечения упругого рассеяния и сечения дифракционного образования адронных ливней [79, 80]:

$$S_0 = \sum_{n=1}^{\infty} S_0^{(n)} = \frac{\sigma_{\infty}}{z} \left[\varphi(z) - \frac{1}{2} \varphi(2z) \right], \quad (4.163)$$

где

$$\varphi(z) = \int_0^z (1 - \exp(-x)) \frac{dx}{x} = \ln z + C - \text{Ei}(-z),$$

$$\frac{\varphi(z)}{z} \approx \begin{cases} 1 & \text{при } z \ll 1, \\ (\ln z + C)/z & \text{при } z \gg 1. \end{cases}$$

[см. также (4.89)]. Сечение неупругих процессов (кроме дифракционного образования ливней) составляет [79]:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{\text{inel}}(s) &= \sum_{k=1}^{\infty} S_k(s) = -\frac{\sigma_{\infty}}{2z} \int_0^{2z} \frac{\exp(-x)}{x} \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k!} \right) dx = \\ &= \frac{\sigma_{\infty}}{2z} \int_0^{2z} \frac{2 - \exp(-x)}{x} dx = \frac{\sigma_{\infty}}{2z} \varphi(2z). \end{aligned} \quad (4.164)$$

Полное сечение взаимодействия в согласии с ранее полученным выражением (4.88) равно

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = S_0(s) + \tilde{\sigma}_{\text{inel}}(s) = \sigma_{\infty} \varphi(z)/z. \quad (4.165)$$

Найденные формулы для сечений образования любого числа мультипериферических ливней S_k позволяют вычислить так называемые топологические сечения и предсказать распределение по числу N вторичных частиц, образованных в адрон-адронных соударениях. Топологическим сечением называется сечение процесса образования N вторичных частиц.

Распределение по числу частиц в гребенке является пуассоновским (3.23). Среднее число частиц в одной гребенке при образовании k гребенок:

$$N_1 = a \ln [s/(k^2 s_0)] + b. \quad (4.166)$$

Среднее число частиц в k гребенках:

$$N_k = k (a \ln [s/(k^2 s_0)] + b). \quad (4.167)$$

Распределение по числу частиц в процессах образования k гребенок также должно быть близко к пуассоновскому [80]:

$$\mathcal{P}_k(N) = \frac{N_k^N}{N!} \exp(-N_k). \quad (4.168)$$

$\mathcal{P}_k(N)$ — вероятность образования N вторичных частиц в процессе испускания k гребенок. Произведение $\mathcal{P}_k(N) S_k(s)$ — сечение образования N вторичных частиц в том же процессе. Топологическое сечение

образования N частиц при любом количестве испущенных гребенок равно

$$\sigma_N(s) = \sigma_D(s) \mathcal{P}_0(N) + \sum_{k=1}^{\infty} \mathcal{P}_k(N) S_k(s). \quad (4.169)$$

Здесь отдельно выписано слагаемое, отвечающее дифракционному образованию ливней. $\mathcal{P}_0(N)$ характеризует распределение по числу частиц в таких процессах и находится из опыта [48] или может быть аппроксимировано формулой (4.168), где $N_0 \approx 2 \div 3$.

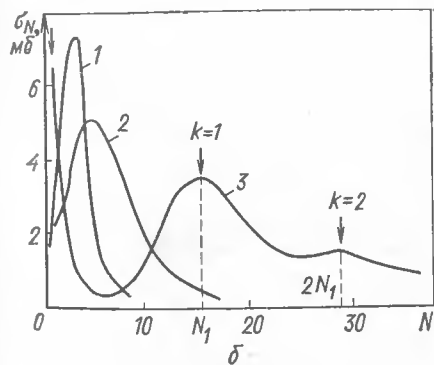
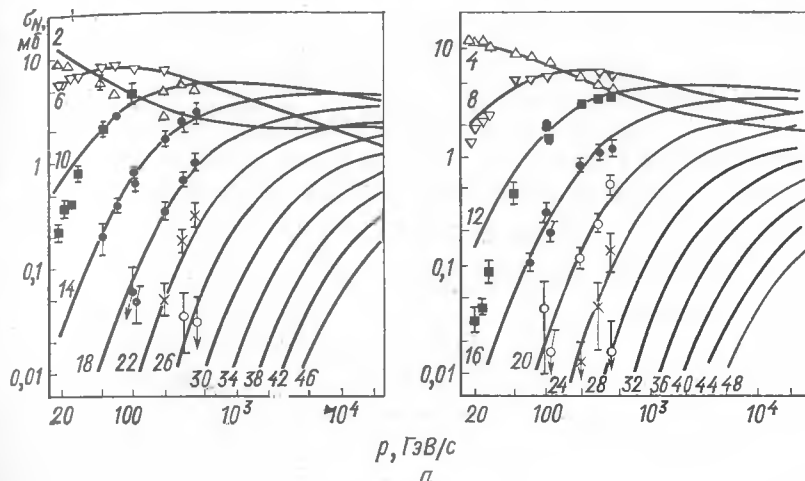


Рис. 4.18. Зависимость топологических сечений σ_N в процессе pp -соударения в модели Фруассарона:

a — от импульса налетающего протона для различных значений N_{ch} (указаны цифрами около кривых); b — от N при различных значениях энергии налетающего протона: 1 — 30, 2 — 10^3 , 3 — 10^{12} ГэВ; первая стрелка слева соответствует $k=0$

Сравнение теоретических предсказаний для $\sigma_N(s)$ с экспериментальными данными приведено на рис. 4.18, а для pp -соударения при энергиях $E \leq 400$ ГэВ [48] и различных значениях числа заряженных частиц N_{ch} . На рис. 4.18, б представлены теоретические кривые для σ_N в зависимости от N для различных энергий вплоть до $E = 10^{12}$ ГэВ, где начинает проявляться максимум, связанный с процессом образования двух гребенок [79]. При более низких энергиях распределения

$\sigma_N(s)$ являются гладкими функциями N с одним максимумом и по форме сильно отличаются от пуассоновского распределения уже при $E \geq 50 \div 100$ ГэВ.

Средняя множественность вычисляется по формуле:

$$\langle N \rangle = \sum N \sigma_N(s) / \sigma_{\text{tot}}(s) \approx N_1 \langle k \rangle, \quad (4.170)$$

где $\langle k \rangle$ — среднее число гребенок, образующихся при данной энергии;

$$\langle k \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} k S_k / \sigma_{\text{inel}} = 2s / \varphi(2z). \quad (4.171)$$

При $z \approx 1 \div 2$ среднее число гребенок $\langle k \rangle = 1,5 \div 2$, при $2z \gg 1$:

$$\langle k \rangle \approx 2z / [\ln(2z) + C] = \frac{2C_a C_b \gamma_{ab}^P(0) \exp(\Delta\eta)}{(\Delta\eta + \ln \{ [2C_a C_b \gamma_{ab}^P(0)] / \lambda_{ab} \} + C) \lambda_{ab}}. \quad (4.172)$$

Из выражения (4.172) следует, что при асимптотически высоких энергиях ($\Delta\eta \gg 1$) среднее число образованных гребенок

$$\langle k \rangle \approx B (s/s_0)^\Delta / \ln^2(s/s_0), \quad (4.173)$$

где B — численный коэффициент.

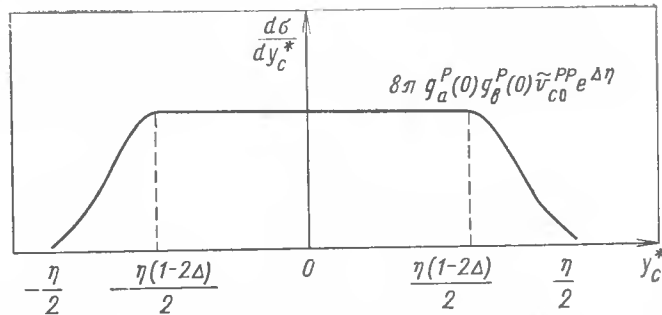


Рис. 4.19. Качественная форма инклюзивного спектра по быстротам в области очень высоких энергий

Подставляя (4.173) в выражение (4.170), находим асимптотическое поведение средней множественности с ростом энергии

$$\langle N \rangle \sim (s/s_0)^\Delta / \ln(s/s_0) \quad (4.174)$$

в согласии с результатом (4.157).

Возвращаясь к инклюзивным спектрам в центральной области, находим, что при асимптотических энергиях плато имеет место в области быстрой:

$$|y_c^*| \lesssim (1 - 2\Delta) \eta / 2. \quad (4.175)$$

При $|y_c^*| \gtrsim \eta (1 - 2\Delta) / 2$ поправки на перерасеяние приводят к быстрому убыванию инклюзивного спектра (рис. 4.19).

Отметим далее, что реджевский подход при высоких энергиях ($\Delta\eta \gg 1$), возможно, следует уточнить, включив вклад «усиженных»

графиков, возникающих вследствие взаимодействий между померонами. Подробный анализ возможных модификаций теории содержится в работах [47, 70—72]. Поскольку в этом направлении делаются лишь первые шаги и пока сравнение более сложных вариантов теории с данными опыта невозможно, мы не останавливаемся здесь на этих вопросах.

Поведение сечений в модели аддитивных кварков при высоких энергиях. При рассмотрении модели обмена померонами (см. § 4.4 и 4.5) было показано, что наблюдаемый на опыте рост сечений адрон-адронного взаимодействия с энергией (в частности, сечения pp -взаимодействия) трудно объяснить в предположении, что «пересечение» померона $\alpha_P(0) = 1$. Приходится предполагать, что $\alpha_P(0) > 1$ и учитывать многопомеронные обмены между адронами. Действительно, мнимая часть амплитуды, например, нуклон-нуклонного рассеяния на угол нуль с обменом одним и двумя померонами имеет вид [см. (4.61)] при $\alpha(0) = 1$:

$$\sigma_{\text{tot}}(NN) = 8\pi \text{Im} M_{NN}(s, 0) = \sigma_{NN}(\infty) \times \left[1 - \frac{C_{ab}^{(2)} \sigma_{NN}(\infty)}{8\pi [2R_N^2 + \alpha_P'(0) \ln(s/s_0)]} \right], \quad (4.176)$$

где $\sigma_{NN}(\infty) = 8\pi [g_N^P(0)]^2$.

Полное сечение NN -взаимодействия $\sigma_{\text{tot}}(NN)$ в рассматриваемом приближении (4.176) увеличивается с энергией, но медленно из-за того, что $R_N^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^{-2}$, а $\alpha_P'(0) \ln(s/s_0) \lesssim 2$ при энергиях $\sqrt{s} \lesssim 50$ ГэВ. Наблюдаемый на опыте рост $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ существенно более быстрый (см. рис. 4.7).

В модели аддитивных кварков при обмене одним и двумя померонами между кварками различных нуклонов сечение NN -взаимодействия имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}}(NN) = 9\sigma_{qq}(\infty) \left\{ 1 - \frac{C_{q_1 q_2}^{(2)} \sigma_{qq}(\infty)}{8\pi [2r_q^2 + \alpha_P'(0) \ln(s/s_0)]} \right\} \approx \sigma_{NN}(\infty) \left[1 - \frac{C_{q_1 q_2}^{(2)} \sigma_{qq}(\infty)}{8\pi \alpha_P'(0) \ln(s/s_0)} \right], \quad (4.177)$$

так как $r_q^2 \ll \alpha_P' \ln(s/s_0)$ (см. § 3.9); $C_{q_1 q_2}^{(2)}$ — коэффициент ливневого усиления для кварков. Формула (4.177) предсказывает более быстрый рост сечения, чем формула (4.176), что и позволяет успешно описать поведение $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ в области энергий $10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 50$ ГэВ (см. [5]).

Модель аддитивных кварков позволяет также успешно предсказывать и поведение дифференциальных сечений $d\sigma/dt$ упругого адрон-адронного рассеяния по t при высоких энергиях. Обмен одним или двумя померонами (рис. 4.20) между кварками сталкивающихся нуклонов приводит к различным зависимостям $d\sigma/dt$ от $|t|$. При существующих энергиях вклад в наклон дифракционного конуса [см. формулу (3.69)] от логарифмически растущего слагаемого $2\alpha_P'(0) \ln(s/s_0)$ невелик. Амплитуда рассеяния, соответствующая диаграмме рис. 4.20, a , содержит квадрат форм-фактора $F_N^2(t)$ (как уже обсуждалось). Такой же

множитель содержит амплитуда двухкратного перерасеяния, соответствующая диаграмме рис. 4.20, б, так как и здесь 4-импульс q , полученный одним кварком нуклона, должен быть передан двум другим. Амплитуда, соответствующая диаграмме рис. 4.20, в, имеет другой знак (двухкратное перерасеяние) и содержит множитель $F_N(t)F_N(t/4)$, обусловленный тем, что в верхнем блоке диаграммы рис. 4.20, в 4-импульс q получает (отдает) лишь один кварк, а в нижнем блоке два кварка отдают (получают) в среднем 4-импульс $q/2$. В пренебрежении ферми-движением кварков эта вершина описывается фактором, равным квадрату модуля релятивистской волновой функ-

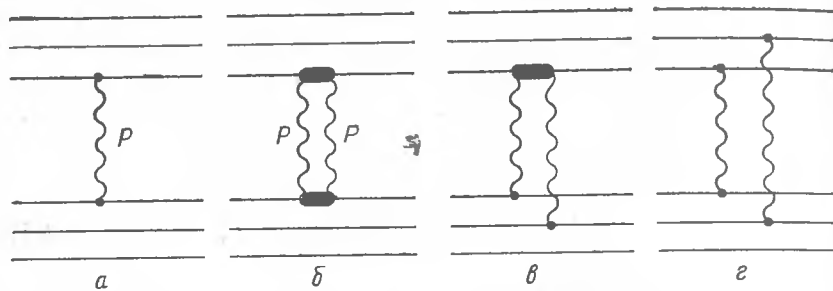


Рис. 4.20. Диаграммы кварковой модели NN -рассеяния: а — с обменом одним; б, в, г — двумя померонами

ции трех кварков $|\psi(q/2, q/2, 0)|^2$. В системе отсчета, где кварки 1 и 2 не получают дополнительного 4-импульса, а кварк 3 получает 4-импульс $q/2$: $|\psi(0, 0, q/2)|^2 = F_N(q^2/4) = F_N(t/4)$.

Амплитуда, соответствующая диаграмме рис. 4.20, г, содержит множитель $F_N^2(t/4)$ и убывает с ростом $|t|$ медленнее остальных амплитуд. В результате при малых $|t|$ доминирует диаграмма рис. 4.20, а. С ростом t относительный вклад этой диаграммы уменьшается из-за того, что вклады диаграмм б, в, г на рис. 4.20 убывают с ростом $|t|$ медленнее. Отрицательный знак мнимых частей этих диаграмм приводит к существенной компенсации вклада диаграммы а на рис. 4.20. При некотором значении $|t| \approx 1 \div 1,5 \text{ ГэВ}^2$ вклад мнимой части диаграммы а, изображенной на рис. 4.20, полностью компенсируется диаграммами с двухкратным обменом помероном. При больших значениях $|t|$ наиболее важен вклад диаграмм в и г рис. 4.20. В этой области наблюдается вначале некоторый рост $d\sigma/dt$, сменяющийся затем падением $d\sigma/dt$; наклон функции $\ln [d\sigma/dt / (d\sigma/dt)_{t=0}]$ оказывается в 4 раза меньше, чем в области $|t| \lesssim 1 \div 1,5 \text{ ГэВ}^2$. В стандартной реджеонной схеме в области $|t|$, соответствующей двухкратному перерасеянию, наклон изменяется лишь в 2 раза [см. (4.61)], эксперимент при высоких энергиях $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$ согласуется с предсказанием модели аддитивных кварков (см. [5]).

§ 5.1. Характеристики множественных процессов на ядрах

При взаимодействии адронов высоких энергий с нуклонами и ядрами, как правило (более чем в 80% случаев), возникает несколько вторичных частиц:

$$a + A \rightarrow b + c + \dots, \quad (5.1)$$

где A — ядро-мишень; a — первичный адрон (лептон, γ -квант); b, c — вторичные адроны, продукты развала ядра.

Приведем основные характеристики множественных процессов, которые используются при анализе реакций на ядрах.

Средняя множественность вторичных адронов. Множественностью N называют полное число вторичных частиц, образованных непосредственно при взаимодействии первичного адрона с ядром. Поскольку часто нет экспериментальных возможностей непосредственно регистрировать нейтральные частицы (n, π^0, K^0 и др.), то обычно ограничиваются подсчетом множественности заряженных частиц N_{ch} . При взаимодействии частиц со сложными ядрами очень важно для понимания физических процессов отделить вновь образованные частицы от фрагментов развала ядра-мишени. Как правило, из простых физических соображений полагают, что вновь образованные частицы (в отличие от фрагментов ядра) имеют релятивистские скорости. Поэтому вводят, по определению, число N_s заряженных релятивистских (ливневых) частиц, которое и характеризует, в основном, множественность в процессе соударения с ядром. Обычно характеристика N_s используется в фотозмульсионных экспериментах (откуда и заимствовано это обозначение*). Количественно множественность N_s определяется вторичными адронами, обладающими скоростями $\beta > 0,7$ ($\beta = v/c$). Такие адроны называются ливневыми частицами. Частицы со скоростями, заключенными в интервале $0,2 < \beta < 0,7$, называют серыми (по степени почернения треков эмульсии). Протоны со скоростями $\beta < 0,2$ называют черными. Фрагменты ядер, обуславливающие эквивалентную ионизацию, также относят по этой классификации к последнему разряду. Качественно подобная классификация имеет простую физическую подоплеку. К релятивистским (ливневым) частицам относят вновь образованные вторичные частицы (в основном пионы); серые следы N_g обусловлены протонами ядра, непосредственно участвующими в столкновении с первичной частицей. Черные следы N_b связываются с фрагментами ядра, образованными в результате передачи ядру как единому объекту некоторого импульса в процессе взаимодействия. В такой картине этот импульс распределяется в течение короткого времени между нуклонами ядра; нуклоны «нагреваются», а затем «испаряются» с энергиями в несколько десятков мегаэлектрон-

* В книге используются оба практически эквивалентных обозначения N_{ch} и N_s .

вольт. Разумеется, подобная картина — упрощенная, поскольку указанные здесь физические процессы могут приводить к образованию частиц со скоростями, выходящими за пределы определенных выше интервалов энергий и скоростей.

Важной характеристикой процессов (5.1) является зависимость средней множественности $\langle N_s \rangle$ от атомного номера A . Обычно для характеристики этой зависимости используется отношение

$$R_A^s = \langle N_s(aA) \rangle / \langle N_s(ap) \rangle, \quad (5.2)$$

где $\langle N_s(aA) \rangle$ и $\langle N_s(ap) \rangle$ — соответственно средние множественности заряженных релятивистских частиц при aA -соударении и столкновении адрона a со свободными протонами (нейтронами). Обычно для сравнения в качестве аргумента используется первичная энергия E_a в \mathcal{L} -системе.

Состав вторичных частиц δ_i . Эта характеристика определяется как отношение числа частиц n_i данного сорта i к полной множественности:

$$\delta_i = n_i / \sum_i n_i = n_i / \langle N \rangle. \quad (5.3)$$

Угловые характеристики вторичных частиц. Для анализа угловых характеристик вторичных частиц в процессе (5.1) используются обычно распределения, инвариантные относительно преобразований Лоренца вдоль оси соударения первичных частиц. В первую очередь подобные характеристики относятся к очень важному случаю инклюзивных процессов:

$$a + A \rightarrow c + X, \quad (5.4)$$

X — система всех недетектируемых вторичных частиц, включая продукты развала ядра, кроме некоторой детектируемой частицы сорта c . Процессы типа (5.4) принято характеризовать инвариантным дифференциальным сечением образования инклюзивной частицы c (см. гл. 3, а также [40]):

$$E_c d^3\sigma / d^3p_c = f(E_a, \mathbf{p}_c) \quad (5.5)$$

или одночастичным инклюзивным распределением, нормированным на среднюю множественность частиц сорта c :

$$E_c d^3 N_c / d^3 p_c = \rho(E_a, \mathbf{p}_c), \quad (5.6)$$

где

$$\rho(E_a, \mathbf{p}_c) = f(E_a, \mathbf{p}_c) / \sigma_{in}(aA), \quad (5.7)$$

$\sigma_{in}(aA)$ — сечение неупругого aA -соударения.

Распределение по поперечным импульсам. Если распределение (5.5) записать в некоторой декартовой системе координат (p_{cx}, p_{cy}, p_{cz}) , где ось z совпадает с направлением движения первичных частиц, и проинтегрировать по $p_{c\perp}$, то получается инвариантное распределение по поперечному импульсу $p_{c\perp}$ инклюзивной частицы:

$$\int f(E_a, \mathbf{p}_c) dp_{cz} = d\sigma / d^2 p_{c\perp} = \varphi(E_a, \mathbf{p}_{c\perp}). \quad (5.8)$$

Распределение по быстроте y_c . Быстротой частицы называется величина (см. гл. 3)

$$y_c = \frac{1}{2} \ln \frac{E_c + p_{c\parallel}}{E_c - p_{c\parallel}} = \text{Arsh} \frac{p_{c\parallel}}{m_{c\perp}}, \quad (5.9)$$

где $m_{c\perp} = \sqrt{m_c^2 + p_{c\perp}^2}$ — поперечная масса частицы c . Распределение $d\sigma / dy_{c\perp} dN / dy_{c\perp}$ не изменяет свою форму при релятивистских преобразованиях вдоль оси движения (происходит лишь сдвиг всего распределения на постоянную величину

$$y(v) = \pm \frac{1}{2} \ln \frac{1+v}{1-v},$$

см. § 5.3). Отметим важные предельные свойства величины y_c . При нерелятивистских энергиях $p_c / E_c \ll 1$ быстрота совпадает с продольной составляющей обычной скорости частицы

$$y_c = v_{c\parallel}. \quad (5.10)$$

В том случае, когда $|p_{c\parallel}| \gg |p_{c\perp}|$, y_c хорошо аппроксимируется выражением

$$y_c \approx -\ln \left(\frac{1}{2} \text{tg } \vartheta_c \right), \quad (5.11)$$

ϑ_c — угол вылета частицы c в той же системе отсчета. Если $|p_{c\perp}| \approx |p_{c\parallel}|$, то удобно использовать представление

$$\eta_c = -\ln \text{tg } (\vartheta_c / 2), \quad (5.12)$$

которое целесообразно применять в \mathcal{C} -системе, когда существенны углы вылета $\vartheta_c \sim 1$. В \mathcal{L} -системе, когда при энергиях $E_c / m_c \gg 1$ преобладает образование частиц с углами вылета $\vartheta_c \ll 1$, часто используют представление быстроты y_c в виде

$$-y_c \simeq \lambda_c = \ln \text{tg } \vartheta_c. \quad (5.13)$$

Заметим, что центры и дисперсии распределений по η_c и λ_c связаны простыми соотношениями [81]:

$$\lambda_c = 0,43 \langle \eta_c \rangle - 0,7, \quad \sigma^2(\lambda_c) = 0,18 \sigma^2(\eta_c). \quad (5.14)$$

Введенные для быстроты представления η_c и λ_c называются псевдобыстро́тами или логарифмическими переменными*. Введение псевдобыстроты (вместо быстроты) обладает существенным экспериментальным преимуществом: измерение углов гораздо проще, чем измерение импульсов. Однако распределения $dN_c / d\lambda_c$ обладают лишь приближенной трансляционной инвариантностью при лоренц-преобразованиях вдоль оси соударения. Такая инвариантность может вовсе отсутствовать, если в \mathcal{C} -системе $y_c^* \ll 1$, ($\vartheta_c^* \sim \pi/2$) (подробнее см. [40]).

* Заметим, что стандартного определения псевдобыстроты (логарифмической переменной) нет. Однако все определения соответствуют быстроте при $E_c / m_c \gg 1$ и $\vartheta_c \ll 1$.

Введение быстроты позволяет записать инклюзивное распределение в явно инвариантной форме [с точностью до трансляционных изменений, обусловленных аддитивностью быстроты, см. (3.10)]. Именно

$$d\sigma_c = f(E_a, y, p_{\perp}) d^3p/E_c = f(E_a, y, p_{\perp}) dy_c d^2p_{c\perp} \quad (5.15)$$

или

$$dN_c = \rho(E_a, y_c, p_{c\perp}) dy_c d^2p_{c\perp}. \quad (5.16)$$

Для сравнений инклюзивных распределений в ap - и aA -соударениях удобно ввести две величины [81]:

$$d(E_a, \eta_c) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}(aA)} \frac{d\sigma(aA)}{d\eta_c} - \frac{1}{\sigma_{\text{in}}(aN)} \frac{d\sigma(aN)}{d\eta_c}; \quad (5.17)$$

$$R_A(E_a, \eta_c) = \left(\frac{1}{\sigma_{\text{in}}(aA)} \cdot \frac{d\sigma(aA)}{d\eta_c} \right) / \left(\frac{1}{\sigma_{\text{in}}(ap)} \cdot \frac{d\sigma(ap)}{d\eta_c} \right) = \frac{dN(aA)/d\eta_c}{dN(ap)/d\eta_c}, \quad (5.18)$$

где $\sigma_{\text{in}}(aA)$, $\sigma_{\text{in}}(ap)$ — соответственно сечения неупругих aA - и ap -соударений. Эти величины характеризуют более полно, чем (5.2), влияние ядерного вещества на процесс образования новых частиц.

Импульсные распределения в инклюзивных процессах. Распределения по быстротам характеризуют как угловые, так и импульсные распределения вторичных частиц. Однако для ряда задач удобно ввести скейлинговую (или масштабную) переменную

$$x = p_{c\parallel}^* / |p_{c\parallel \text{макс}}^*|, \quad (5.19)$$

$p_{c\parallel \text{макс}}^*$ — максимально допустимый импульс частицы c в Π -системе. При $s \gg m_a^2, m_b^2, m_c^2 - |x| < 1$; $p_{c\parallel}^*$ — продольная (вдоль оси z) составляющая импульса частицы c :

$$p_{c\parallel}^* = p_c^* P_a^* / |P_a^*|.$$

Скейлинговая переменная x удобна также своей приближенной инвариантностью при $1 - |x| \ll 1$ при релятивистских преобразованиях, произведенных вдоль (или против) оси P_a^* . Поэтому иногда удобно вместо быстроты y_c использовать переменную x . Из определения (5.19) следует, что распределение dN_c/dx инвариантно лишь если $|p_{c\parallel}| \gg m$. Например, при переходе от Π - к \mathcal{L} -системе, если $x \gg 2m_{\perp}/\sqrt{s}$, то $x_L = p_{c\parallel}/p_{c\parallel \text{макс}}$ определяется приближенным соотношением ($p_{c\parallel}$ — продольный импульс в \mathcal{L} -системе):

$$x_L \simeq x \left(1 - \frac{m_{\perp}^2}{x^2 s} \right) \quad (5.20)$$

или обратным соотношением

$$x = x_L \left(1 - \frac{m_{\perp}^2}{s x_L^2} \right). \quad (5.21)$$

Подчеркнем, что соотношение (5.21) выполняется, если $x > 0$.

Анализ [40] показывает, что распределение dN_c/dx существенно изменяется при релятивистском преобразовании в \mathcal{L} -систему, если

$$-2m_{\perp}/\sqrt{s} \lesssim x \lesssim 2m_{\perp}/\sqrt{s}, \quad (5.22)$$

т. е. если $|x| \ll 1$. В этой области использование переменной в качестве аргумента неудобно и лучше использовать переменную y_c . Наоборот, при достаточно больших абсолютных значениях $|x| > 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ более полную информацию дает использование скейлинговой переменной x . По-видимому, именно в этой области было бы целесообразно провести экспериментальный анализ отношения

$$R_A(E_a, x) = \frac{dN(aA)/dx}{dN(ap)/dx} \quad (5.23)$$

как функции энергии E_a и атомного номера A .

Лидирующие частицы. Обычно после соударения в \mathcal{L} -системе возникает лишь одна частица, энергия которой существенно превышает энергии остальных вторичных частиц. Такая частица называется лидирующей. Как правило, это адрон того же сорта, что и налетающая частица. Например, в pA - и πA -столкновениях лидирующей частицей обычно являются соответственно нуклон и пион. Иногда знак электрического заряда лидирующей частицы изменяется. Естественно, что в Π -системе появляются, как правило, две лидирующие частицы.

Для характеристик лидирующих частиц иногда вводится коэффициент неупругости

$$K = \sum_{i=1}^{N-1} E_i/E_T, \quad (5.24)$$

E_T — суммарная энергия всех вторичных частиц; сумма по i означает суммирование по всем вторичным частицам, исключая лидирующую. Очевидно, что $K \approx 1 - |x|$, где $x \approx p_{\parallel}/|P_a|$ — скейлинговая переменная лидирующей частицы.

Отметим, что при определении коэффициента неупругости в aA -соударении нужно отдельно оговорить, как учитывается вклад от серых и черных следов в сумму (5.24). Отсутствие подобной оговорки может привести к путанице при анализе экспериментальных данных.

Корреляции. Нужно четко отличать корреляции в распределениях по кинематическим переменным $x, y, p_{c\perp}$ частиц и корреляции между N_s, N_g и N_b . Исследование двухчастичных корреляций между релятивистскими частицами обычно сводят к сопоставлению распределения по быстротам двух частиц (например, фиксированного сорта c) с произведением одночастичных распределений. В этом анализе используются функции

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}^2} \left[\frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2} - \frac{\partial \sigma}{\partial y_1} \frac{\partial \sigma}{\partial y_2} \right]$$

и

$$R(y_1, y_2) = C(y_1, y_2) \sigma_{\text{in}}^2 \left(\frac{\partial \sigma}{\partial u_1} \frac{\partial \sigma}{\partial y_2} \right)^{-1}. \quad (5.25)$$

К физической интерпретации корреляций нужно подходить весьма осторожно. Дело в том, что существуют тривиальные причины корреляций, например законы сохранения энергии-импульса, образование резонансов и т. п. При изучении aA -соударений дополнительным источником тривиальных корреляций могут быть флуктуации в количестве ядерного вещества, непосредственно участвующего в столкновении (например, длина «трубки» взаимодействующего ядерного вещества, см. гл. 6). Поскольку целью исследований является нахождение новых закономерностей, то при изучении корреляций необходимо исключить эти тривиальные причины, что сделать на опыте далеко не просто.

§ 5.2. Некоторые экспериментальные данные о характеристиках множественных процессов

Сейчас накопился огромный экспериментальный материал о множественных процессах. Наша цель — представить лишь весьма ограниченно данные, необходимые для понимания основных идей и целей исследования взаимодействия с ядрами. Более подробно с экспериментальными данными о множественных процессах можно ознакомиться по монографии [82] и обзорам [45, 46, 83—85].

Зависимость множественности $\langle N_s \rangle$ от энергии и атомного номера A . На рис. 5.1 [83] сведены данные о зависимости средней множественности N_{ch} заряженных частиц от квадрата полной энергии aN -соударения в Π -системе для различных реакций между элементарными частицами.

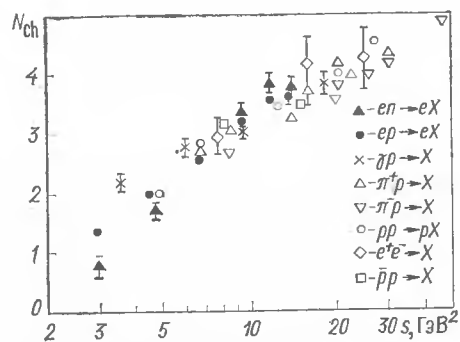


Рис. 5.1. Зависимость средней множественности N_{ch} вторичных заряженных частиц от квадрата полной энергии s в Π -системе для различных реакций [83]

На рис. 5.2 приведены данные о зависимости отношения

$$R_A(E_a) = \langle N_s(aA) \rangle / \langle N_s(ap) \rangle$$

для взаимодействия протонов с ядрами фотоэмульсии [86]. Обращает на себя внимание быстрый рост R_A в интервале $10 \leq E_a \leq 100$ ГэВ; затем при $E_a > 100$ ГэВ $R_A \sim \text{const} \approx 1,6 \div 1,8$. Этот вывод хорошо

подтверждается многими экспериментальными данными (см., например, [85]).

Отметим, что рост R_A при относительно малых энергиях $E_a \approx 10$ ГэВ можно частично обусловить изменением числа протонов отдачи, которые включаются, по определению, в число N_s . Число протонов отдачи со скоростью $\beta > 0,7$, по-видимому, увеличивается с ростом E_a (при $E_a < 100$ ГэВ), что и приводит, в свою очередь, к росту R_A .

Анализ фотоэмульсионных данных, а также опыты с «чистыми» мишенями позволяют в первом приближении ввести степенную аппроксимацию для R_A ; при энергиях $E_a \gtrsim 100$ ГэВ

$$R_A \sim A^\alpha, \quad \alpha \approx 0,13 \div 0,15. \quad (5.26)$$

Будем в дальнейшем называть степенные аппроксимации слабыми зависимостями, если $\alpha \ll 2/3$ *. В противоположность слабой зависимости множественности N_s от A , зависимости числа серых N_g и черных следов (частиц) N_b от A и сечений поглощения $\sigma_{in}(aA)$ адронов ядром A относительно сильные. Так, приблизительно (см., например, [43, 85]):

$$\left. \begin{aligned} \langle N_b \rangle &= \langle N_b \rangle + \langle N_g \rangle \sim A^{2/3}; & \langle N_g \rangle &\sim A^{2/3}; \\ \sigma_{in}(pA) &\sim A^{0,69}; & \sigma_{in}(\pi A) &\sim A^{0,75}. \end{aligned} \right\} \quad (5.27)$$

В противоположность зависимости $\langle N_s \rangle$ от E_a число серых и черных следов $\langle N_b \rangle$ и $\langle N_g \rangle$ как функции при энергиях $E_a \gtrsim 20 \div 30$ ГэВ практически постоянны. Эту примечательную особенность мы назовем асимптотическим режимом.

Состав вторичных адронов. При сопоставлении состава (сортов) вторичных адронов в ap - и aA -столкновениях нужно четко различать вновь образованные частицы (в основном, пионы) и нуклоны ядра, участвующие непосредственно в столкновениях.

Исследования взаимодействий пионов со сложными ядрами при энергиях 10—50 ГэВ (см. [85]) продемонстрировали, что отношение N_{π^+}/N_{π^-} практически не зависит от A . Исключение наблюдается лишь в области фрагментации ядра мишени, которая определяется соотношением (в Π -системе aN -соударения):

$$-1 \lesssim x \lesssim -2m_\pm/\sqrt{s}.$$

В этой области наблюдается относительный избыток π^+ -мезонов.

Число вторичных релятивистских протонов существенно увеличивается с ростом A . Например, при энергиях $E_a \sim 21$ ГэВ в соударениях протонов с Ag, Vg число $\langle N_{\perp} \rangle_s$ вторичных протонов превышало примерно вдвое число протонов, зарегистрированных в pp - или pn -соударениях [87]. В дальнейшем [88] было продемонстрировано при анализе π -Ne-столкновений, что $\langle N_{\perp} \rangle_s \sim \langle N_s \rangle$.

* Напомним, что пропорциональность $\sigma \sim A^{2/3}$ соответствует геометрическому сечению рассеяния и поглощения адронов на черном шаре радиусом $R \sim A^{1/3}/m_\pi$.

Эти факты имеют простое объяснение. Соответствие мезонов и протонов релятивистским и нерелятивистским частицам условно. Лишь небольшая доля протонов имеет релятивистские скорости; естественно, что при увеличении A возрастает число протонов, участвующих в столкновениях, что и объясняет упомянутые факты.

Более нетривиально отсутствие зависимости (или очень слабая зависимость) от A выхода антинуклонов [85]. Античастицы возникают в результате соударения, вот почему это обстоятельство нуждается в особом пояснении, которое и будет сделано в § 5.3 и 5.4.

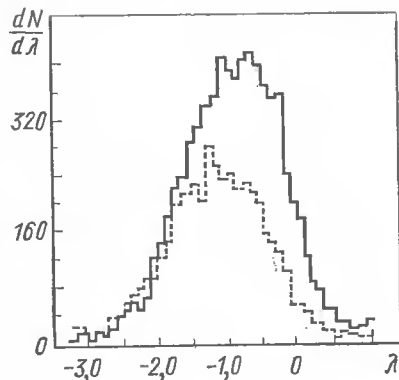


Рис. 5.3. Распределение числа частиц по псевдобыстротам $\lambda = \lg \operatorname{tg} \theta$ для взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсий ($N_h = N_b + N_g \geq 0$) (сплошная) и pp -столкновений (штриховая диаграмма) при $E_a = 200$ ГэВ [89]

равным быстротным интервалам и полагать $dN_s(\eta) \sim A^\beta$, то показатель β монотонно возрастает с уменьшением η ; при $\eta = \eta_{\max}$ показатель β отрицателен, а при $\eta = \eta_{\min}$ $\beta \sim 0,4 \div 0,5$ (эти данные относятся к энергиям $E_a \sim 200$ ГэВ).

Весьма удобна для подробного анализа зависимость R_A от η :

$$R_A(\eta) = \frac{\sigma_{aA}^{-1} dN(aA)/d\eta_c}{\sigma_{pp}^{-1} dN(pp)/d\eta_c}.$$

На рис. 5.4 приведена эта зависимость для энергии $E_a = 200$ ГэВ, полученная на основе фотоэмульсионных данных [85]. Сплошные и штриховые кривые соответствуют расчетам по партонной и гидродинамическим моделям взаимодействий с ядрами (см. гл. 6 и 8). Сопоставление распределений $dN/d\eta$ для pp - и pA -соударений демонстрирует, что они также относятся к слабым зависимостям от A в области фрагментации налетающего протона. На рис. 5.5 дана зависимость распределений $dN/d\eta$ для двух значений энергии налетающих протонов. Сплошные кривые — результаты расчета по гидродинамической теории [90].

Угловые распределения. На рис 5.3 представлены распределения числа частиц по псевдобыстротным интервалам для взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии (сплошная) и для pp -взаимодействий (штриховая гистограмма) при энергии $E_a = 200$ ГэВ [89] (см. также [86]). Из рис. 5.3 можно заключить, что при взаимодействии с ядрами в задний конус вылетает больше частиц, чем в pp -соударениях, вместе с тем число частиц в переднем конусе остается практически неизменным. Это заключение правильно лишь как довольно грубое приближение. В действительности более тщательный анализ [81, 85] продемонстрировал, что если разбить число частиц по

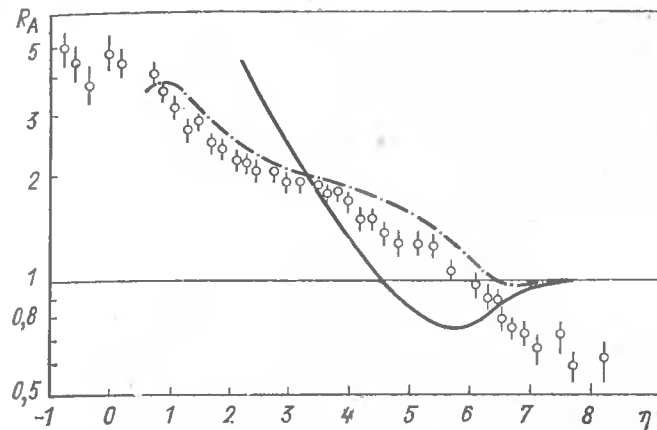


Рис. 5.4. Отношение R_A дифференциальных распределений по псевдобыстротам η как функция η для pA - и pp -соударений:

$$R_A(\eta) = \frac{1}{\sigma_{pA}} \frac{d\sigma}{d\eta}(pA) / \frac{1}{\sigma_{pp}} \frac{d\sigma}{d\eta}(pp).$$

Сплошная кривая — результаты расчета по партонной модели, штриховая — по гидродинамической теории [85]

Поперечный импульс. Поперечный импульс — одна из наиболее примечательных характеристик множественных процессов. Уже давно [91] предсказывалось (на основе гидродинамической теории), что $\langle p_\perp \rangle$ очень слабо, примерно как

$$\langle p_\perp \rangle \sim E_a^{1/14}, \quad (5.28)$$

зависит от E_a . В первом приближении можно полагать $\langle p_\perp \rangle \sim \text{const}$. Отмечалось, что $\langle p_\perp \rangle$ не зависит от сорта налетающих частиц, но существенно увеличивается с возрастанием массы вторичных частиц.

Все эти особенности очень хорошо подтвердились при изучении aN -соударений, но, что более существенно, и в aA -столкновениях $\langle p_\perp(E_a, A) \rangle \sim \text{const}$ (см., например, [92]). Однако этот вывод относится лишь к области поперечных импульсов $p_\perp \leq 1$ ГэВ, дающей основной вклад в сечение поглощения адронов ядрами. В очень небольшой доле событий ($\leq 10^{-5}$) поперечные импульсы $p_\perp \geq 1$ ГэВ. По-видимому, эта область в некотором смысле соответствует глубококонепругим процессам. В последнее время тщательно изучались распределения в области $p_\perp \geq 1$ ГэВ на ядерных мишенях [85, 93—95].

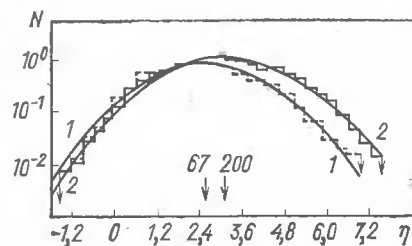


Рис. 5.5. Дифференциальные распределения по псевдобыстротам в столкновениях протонов с ядрами фотоэмульсии при $E_a = 200$ (сплошная) и 67 ГэВ (штриховая гистограмма)

Стрелки указывают положения центров тяжести распределений при столкновении протонов со средней трубкой. Сплошные кривые 1 и 2 — результаты расчета по гидродинамической теории [90] при этих энергиях

Основные итоги этих исследований таковы: инвариантное сечение можно аппроксимировать выражением

$$E_c d^3 \sigma_{pA} / d^3 p_c \sim s^{-n} \exp(-ax_{\perp}), \quad (5.29)$$

где $n \sim 5$; $a \sim 35$; $x_{\perp} = 2p_{c\perp} / \sqrt{s}$. Если зависимость инвариантного сечения как функции $p_{c\perp}$ и A аппроксимировать степенной зависимостью

$$E_c \frac{d^3 \sigma_{pA}}{d^3 p_c}(p_{\perp}) \sim A^b(p_{c\perp}), \quad (5.30)$$

то окажется, что $b(p_{c\perp})$ — возрастающая функция. При $p_{c\perp} \approx 4 \div 5$ ГэВ для π - и K -мезонов $b \approx 1,12$, для p и \bar{p} — еще больше.

Лидирующие частицы. В столкновениях наблюдается эффект лидирования. Например, после pA -соударения наибольшей энергией, как правило, обладают протоны, а в πA -соударениях — пионы. Выход и энергия лидирующих частиц убывают с увеличением A . Убывание выхода лидирующих частиц усиливается с увеличением их энергии. Примечательно различие в поведении лидирующих частиц в πA - и pA -взаимодействиях [96]. Оказалось, что поглощение лидирующих пионов меньше, чем поглощение протонов. В дальнейшем мы представим

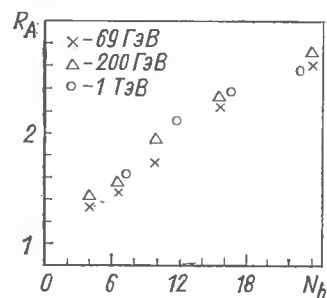


Рис. 5.6. Зависимость отношения R_A от числа сильноионизирующих частиц $N_h = N_b + N_g$ [98] при различных значениях E_a в pA -соударениях

полуколичественный анализ этих особенностей. Пока ограничимся указанием на слабую зависимость коэффициента неупругости $\langle K \rangle$ от A (см., например, [84, 92, 97]):

$$\langle K \rangle \sim A^{0,05 \pm 0,02}. \quad (5.31)$$

Корреляции. Здесь так же, как и во всей книге, мы ограничимся энергиями $E_a > 10$ ГэВ. Данные о корреляции между релятивистскими частицами N_s при aA -столкновениях ограничены и не противоречат выводу о слабой зависимости корреляции типа (5.25) от величины A . Поэтому мы остановимся на корреляциях между быстрыми и медленными N_g -, N_b -частицами. Ранее отмечалось, что если зависимость N_s от A можно считать слабой, то зависимости N_g и N_b от A являются сильными.

Поэтому естественно, что и функции $N_s(N_g)$ или $N_s(N_b)$ при заданном значении A относительно сильно зависят от N_g и N_b . Особенно это относится к зависимостям $N_s(N_g)$. Поэтому считают, что величина N_g определяет меру участия ядерного вещества непосредственно в столкновении. Хотя, как ранее уже отмечалось, подобное определение весьма условно, эти свойства можно представить в форме простой зависимости:

$$\langle N_s^{aA}(E_a, N_h) \rangle = \langle N_s^{aA}(E_a) \rangle R(N_h), \quad (5.32)$$

где $N_h = N_b + N_g$, а R аппроксимируется линейной функцией от N_h :

$$R(N_h) = a + bN_h, \quad (5.33)$$

причем параметр $a \approx 1$. Этот результат также соответствует асимптотическому режиму. На рис. 5.6 представлены экспериментальные данные о зависимости $R_A(N_h)$ при различных значениях N_h [98].

По-видимому, весьма перспективны для изучения aA -взаимодействий измерения корреляций одинаковых частиц (см. § 5.5 и 5.6).

§ 5.3. Некоторые особенности взаимодействия адронов с ядрами

Из анализа экспериментальных данных можно сделать следующие выводы. Основные характеристики, относящиеся к релятивистским вторичным частицам: множественность $\langle N_s \rangle$, дифференциальные сечения, распределения по быстротам (псевдобыстротам) (в переднем конусе), по p_{\perp} , состав, — слабо зависят от атомного номера A ; числа N_g и N_b — сильно.

Из основного факта, что $\langle p_{c\perp} \rangle \sim \text{const}(E_a)^* \ll E_c$ следует, что релятивистские частицы движутся примерно вдоль направления движения первичных частиц, вырезая в ядре трубку ядерного вещества [99]. Это обстоятельство, а также различие в зависимостях от A релятивистских и медленных частиц (которые являются, в основном, нуклонами — фрагментами ядра) наводят на мысль, что, хотя взаимодействие с ядрами — единый процесс, его целесообразно разделить на два феномена, проявляющихся в продольном (относительно импульса p_a налетающей частицы) и поперечном направлениях**. Процессы, разыгрывающиеся в продольном направлении, имеют, по-видимому, совершенно иную природу, чем в поперечном направлении.

Вследствие ограниченности $p_{c\perp}$ в продольном направлении будет происходить образование новых частиц, иначе говоря, в продольном направлении происходит развитие и последующий распад виртуальных состояний, обуславливающих генерацию новых частиц.

В поперечном направлении импульс передается ядру A и распределяется между ядерными нуклонами. Развивающиеся при этом процессы определяются, в основном, свойствами ядерного вещества и его возбуждениями. Развитие процесса в продольном направлении определяет свойства системы ливневых N_s -частиц, а в поперечном направлении — свойства системы сильноионизирующих N_h -частиц.

Качественно процессы, развивающиеся в продольном и поперечном направлениях, можно характеризовать так:

Продольное движение

1. Образуются новые частицы
2. Движение вещества релятивистское
3. Движение на всех стадиях почти одномерное
4. Предельно релятивистское уравнение состояния

Поперечное движение

1. Новые частицы практически не образуются
2. Движение вещества нерелятивистское
3. На конечной стадии движение становится изотропным
4. Уравнение состояния соответствует нерелятивистской форме движения ядерного вещества

* Здесь и в дальнейшем запись $p \sim \text{const}(E_a)$ означает, что в первом приближении p не зависит от E_a .

** Здесь имеются в виду направления с углом вылета в C -системе $\vartheta^* \sim 1$ (поперечное) и $\vartheta^* \ll m_c/p_c^*$ (продольное движение).

Вообще говоря, между процессами, разыгрывающимися в обоих направлениях, связь может быть настолько мала, что эти процессы можно рассматривать квазинезависимо. Этот важный пункт нуждается в пояснении. В процессе взаимодействия первичной частицы с трубкой ядерного вещества в поперечном направлении передается относительно небольшой импульс $\langle p_{\perp} \rangle \sim 1 \text{ ГэВ}^*$, который распределяется среди остальных нуклонов ядра, формируя, в основном, медленные сильно-ионизирующие частицы (черные следы). Корреляции $N_s(N_h)$ обусловлены передаваемым нуклоном импульсом p_{\perp} . Постоянство $\langle p_s \rangle$ обуславливает наступление асимптотического режима для зависимостей $\langle N \rangle$ от N_g и N_b . Можно сказать, что в продольном направлении во время виртуальной фазы движется адронное вещество. Развитие процессов в поперечном направлении в основном определяется свойствами ядерной материи. Новые реальные релятивистские частицы рождаются, как правило, вне ядра (см. § 5.4), вот почему ядерные характеристики оказывают на эти частицы относительно малое влияние. Характерным примером здесь является слабая зависимость числа образованных антинуклонов от A . Поскольку нас будут интересовать проблемы физики высоких энергий, мы особое внимание уделим процессам, протекающим в продольном направлении.

§ 5.4. Основная проблема физики множественных процессов

Одной из самых важных (если не самой важной) проблем физики элементарных частиц является совмещение основного постулата современной теории поля о локальности взаимодействия с твердо установленным фактом — протяженностью адронов. Эта проблема имеет

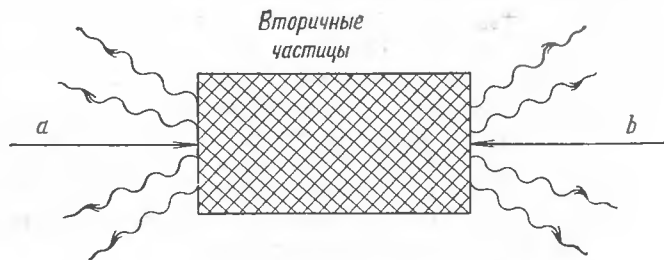


Рис. 5.7. Схема множественных процессов

два аспекта: 1) построение модели адронов из субэлементарных частиц (стационарная задача) и 2) конструирование схемы взаимодействия быстрых адронов (нестационарная задача). Нас будет интересовать сейчас вторая сторона этой проблемы. Множественный процесс можно представить в виде схемы, изображенной на рис. 5.7. Заштрихованный прямоугольник («черный ящик») — здесь символ процесса превращения двух частиц в многочастичное конечное состояние.

* Связь между процессами, разыгрывающимися в продольном и поперечном направлениях, ограничивается передачей этого импульса.

Этот символ отражает основное свойство процесса — его конечную пространственно-временную протяженность, которая является следствием протяженности адронов и области их взаимодействия. Столкновение двух протяженных частиц, имеющих ненулевой радиус взаимодействия, не может протекать мгновенно. По существу основная проблема динамики взаимодействия при высоких энергиях сводится к моделированию процессов, происходящих в некоем 4-объеме, представленном в форме «ящика».

Необходимо отметить, что если, например, интерпретировать ситуацию на кварковом (партонном) языке, то она сводится к трем весьма нетривиальным проблемам, далеким от завершения. Первая трудность связана с проблемой невылета кварков. Каким образом кварки, абсолютно запертые внутри адрона, обретают свободу во время соударения. Вторая проблема касается формы взаимодействия кварков в виртуальной фазе. И, наконец, третья затрагивает переход кваркового (адронного) вещества в реальные адроны.

Для того чтобы сделать следующий шаг, условимся о терминологии. По существу, 4-объем, занимаемый «ящиком», — объем возбужденного адронами вакуума; можно полагать, что этот объем можно разбить на элементы 4-объема, характеризующиеся собственным временем τ . Такое допущение не совсем тривиально, оно неявно содержит допущение, что существует некий элемент 3-объема dV , для которого $d\tau = 0$.

В дальнейшем, чтобы совместить эти определения с более распространенными, будем называть адронные флуктуации вакуума элементами или партонами. Здесь вводится новый термин — элемент адронного вещества (элементарное возбуждение). На наш взгляд, это понятие имеет несколько более общий характер, чем партоны (кварки).

Партоновая (кварковая) концепция есть пока лишь некое конкретное проявление возможности разбиения «черного ящика» на элементарные возбуждения. Элемент может содержать несколько партонов, обладающих некоторыми общими характеристиками. Конкретная реализация более общего определения элемента осуществляется в гидродинамической модели (см. гл. 6).

Для наглядности партон или элемент можно представлять как одну частицу или некую совокупность частиц, заключенную в микрообъем, малый сравнительно с полным 4-объемом «черного ящика». Для уяснения физической картины сделаем упрощающее предположение об одномерности движения вторичных частиц, которое тем лучше выполняется, чем больше значение отношения \sqrt{s}/M (M — характерная масса адрона). Тогда в любой системе отсчета (движущейся вдоль оси соударения) состояние элемента (или партона) будет определяться координатами x , t , массой m и лоренц-фактором γ элемента: связь между собственными и единичными координатами имеет простую форму

$$t = \tau\gamma, \quad \tau^2 = t^2 - x^2. \quad (5.34)$$

Дальнейший анализ зависит от предположения, что существует гиперповерхность $\tau = \tau_0$ в 4-пространстве, на которой физические характеристики элементов (партонов) имеют определенное фиксированное

значение. Хотя такое допущение и позволяет иногда сделать явной релятивистскую инвариантность начальных условий, тем не менее оно не обязательно. Существуют физически выделенные системы координат, например \mathcal{C} -система. В принципе, можно допустить, что в \mathcal{C} -системе начальные условия имеют существенно более простую форму (или более простую физическую интерпретацию), и целесообразно рассматривать процесс в \mathcal{C} -системе, а затем трансформировать (при необходимости) решение в любую другую систему. Последующий анализ существенно зависит от определения двух условий: начального и конечного. Начальное условие в инвариантной форме определяется выбором поверхности $\tau = \tau_0$; конечное — моментом превращения флуктуации (элемента) в реальные частицы. Последнее нуждается в пояснении. Очевидно, что элементы не следует считать реальными адронами; в «пространстве», занимаемом одной (или двумя) частицей, не может уместиться много частиц, каждая из которых занимает тот же объем, что и первичные, поэтому необходим промежуточный агент, который мы и назвали элементом или партоном.

Остановимся далее на условии существования постоянства физических параметров на поверхности $\tau = \tau_0^*$. Это условие нетривиально и нуждается в пояснении. Вообще говоря, начальные условия для гидродинамического разлета не обязательно формируются в начальный момент соударения. Можно представить ситуацию, когда после начала соударения проходит какое-то конечное время, в течение которого отсутствует локальное равновесие. Лишь по истечении этого времени взаимодействие между элементами (партонами) реализует условия, которые мы полагаем начальными для решения задачи о гидродинамическом разлете адронного вещества.

Таким образом, весь процесс можно условно разбить на следующие фазы:

- а) формирование некоторого распределения элементов (партонов) по физическим величинам (импульсам) на поверхности $\tau = \tau_0$ (или, в более общем случае, в пределах некоторого 4-объема);
- б) движение элементов (партонов) в интервале $\tau_f - \tau_0$;
- в) превращение элементов (партонов) в реальные частицы при $\tau = \tau_f$.

Начальная стадия задается физической моделью. Продолжительность второй стадии в собственной системе координат равна $\tau = \tau_f - \tau_0$ (часто без ограничения общности можно положить $\tau_0 = 0$). Однако важный момент — продолжительность этой фазы (или величина пробега элементов) в избранной системе:

$$t \sim \tau \gamma, \quad (5.35)$$

где γ — лоренц-фактор данного элемента, в принципе различный для разных элементов. Для адронов характеристическими массами являются массы пиона, нуклона и, может быть, ρ -мезона, поэтому

$$m_N^{-1} \lesssim \tau \lesssim m_\pi^{-1}. \quad (5.36)$$

* Это условие в связи с гидродинамической теорией было выдвинуто в работе [100].

Отсюда следует фундаментальный вывод: пробег элементов (партонов) при достаточно больших энергиях ($\gamma \gg 1$) может превосходить размеры ядра-мишени (см. также гл. 7). Именно то обстоятельство, что формирование реальных частиц происходит на расстояниях, сравнимых и превосходящих размеры ядра, является основным источником интереса к изучению aA -соударений. Ядро выступает как анализатор пространственно-временных характеристик процесса взаимодействия. Хотя, как обычно полагают, время превращения элементов в адроны и, следовательно, время τ_f фиксировано, в действительности мы очень мало знаем об этом процессе. Можно лишь сказать, что в основных моделях $\Delta\tau_f \ll \tau$; в общем же случае имеется некоторое распределение по времени τ_f . Заметим, что не всегда можно задать инвариантное соотношение $Z(\tau_0)$, где Z — некоторая характеристика процесса. Из определения (5.34) следует, что в принципе, могут быть физические ограничения на величины x_0 и t_0 .

На опыте измеряется полное собственное время процесса

$$\tau_{\text{tot}} \approx \tau = \tau_f - \tau_0. \quad (5.37)$$

§ 5.5. Квантовополевые иллюстрации пространственно-временной картины взаимодействия частиц высоких энергий

Формулы (5.34) и (5.35) имеют общие основы, не зависящие от типа взаимодействия, связанные с релятивистским растяжением времени. Для иллюстрации этого тезиса напомним физический смысл эффекта Ландау — Померанчука, обусловленного электромагнитным взаимодействием. Этот эффект сводится к увеличению радиационной длины после испускания электроном фотона с малой энергией E_γ (в L -системе). Характеристической длиной формирования свободного фотона в собственной системе электрона будет расстояние $\sim (E_e/m_e)^2 E_\gamma^{-1}$ (E_e — энергия электрона после испускания кванта). Тогда соответственно в L -системе характеристическое расстояние (или время) формирования свободного фотона из-за релятивистского эффекта равно $(E_e/m_e)^2 E_\gamma^{-1}$. Это расстояние при больших значениях отношения E_e/m_e или малых E_γ может достигать в конденсированных средах макроскопических расстояний, превышающих десятки сантиметров.

Релятивистский эффект был более детально прослежен в работах [101, 102] на примере процесса тормозного излучения быстрого электрона при рассеянии на большие углы, где удастся строго изучить изменение структуры электромагнитного поля электрона в течение всего времени взаимодействия. Было показано, что в течение некоторого времени, называемого временем регенерации, электрон, мгновенно изменивший направление своего движения, оказывается как бы частично «раздетым» или «полуголым». Эти образные термины означают, что в электромагнитном поле рассеянного электрона какое-то время виртуальные фотоны в некотором интервале частот отсутствуют. Требуется конечное время, чтобы собственное поле электрона восстановилось до нормального и электрон оказался способен излучать фотоны из этого интервала частот в новом направлении движения. Суть

этого эффекта заключается в том, что перестройка поля рассеянного электрона не может произойти мгновенно. В поперечном относительно нового значения импульса электрона \mathbf{P} направлении на расстоянии $r_{\perp} \gg k_{\perp}^{-1} \gg m_{\perp}^{-1}$ поле отсутствует в течение времени $t_{\text{пер}} \sim P/m_e k_{\perp}$, k_{\perp} — поперечный импульс тормозного γ -кванта, излученного в конус углов вдоль направления \mathbf{P} . Если время, протекшее после рассеяния $t < t_{\text{пер}}$, то собственное поле электрона и поле тормозного излучения вдоль \mathbf{P} еще пространственно не разделяются и в некотором интервале частот деструктивно интерферируют. Лишь при $t \gtrsim t_{\text{пер}}$ эта неравновесная система распадается на тормозной фотон и «нормально одетый» собственным полем электрон. Очевидно, что в моменты времени $t \leq t_{\text{пер}}$ «полуголый» электрон не может испускать тормозные фотоны в некотором интервале импульсов, даже если в эти моменты времени он опять испытывает рассеяние. Такие тормозные фотоны будут испускаться только спустя время $t_{\text{пер}}$.

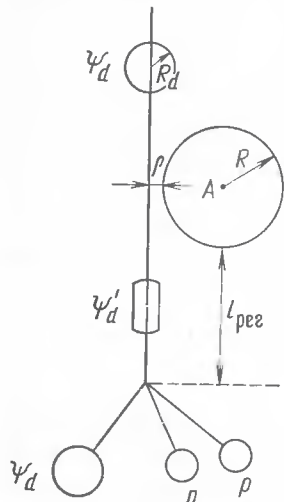


Рис. 5.8. Схема дифракционной генерации дейтона с волновой функцией Ψ_d на ядре A :

ρ — прицельный параметр; R_a — радиус дейтона; Ψ_d — усеченная волновая функция дейтона после рассеяния; $l_{\text{рег}}$ — длина регенерации

Этот пример позволяет понять на качественном уровне, что может происходить с адронами, родившимися внутри ядра. Наблюдаемый эффект уменьшения сечения взаимодействия адронов в ядре может быть обусловлен теми же причинами — растяжением во времени процесса восстановления мезонного поля адронов. В течение некоторого времени родившиеся в ядре адроны оказываются «голыми» или «полуголыми» и взаимодействуют с нуклонами ядра существенно слабее, чем адроны со сформировавшимся собственным полем.

Однако ситуация с количественным анализом адрон-ядерных взаимодействий усложняется из-за отсутствия последовательной теории, позволяющей проследить развитие процесса взаимодействия во времени, поэтому приходится обращаться к моделям и качественным аналогиям. В работах [101, 102] приводится пример, поясняющий явление регенерации адронных полей при взаимодействии адронных систем. Это дифракционная диссоциация дейтона на абсолютно поглощающем ядре с резким краем. На рис. 5.8 условно изображен процесс соударения дейтона d с ядром A . Пусть дейтон пролетает на расстоянии $\rho < R_d$ от края ядра (R_d — радиус дейтона) и известно, что ядро осталось невозбужденным. Ясно, что для этого необходимо, чтобы нейтрон и протон в дейтоне подошли близко друг к другу. Следовательно, волновая функция конечного состояния дейтона Ψ'_d отличается от нормальной тем, что вероятность обнаружить протон и нейтрон на близком расстоянии $r < R_d$ друг от друга в конечном состоянии выше, чем в начальном. Таким образом, конечное состояние оказывается не-

равновесным и его можно представить в виде суперпозиции нормального состояния дейтона и состояний, отвечающих свободному движению протона и нейтрона Ψ_f :

$$\Psi'_d = C_0 \Psi_d + \sum_f C_f \Psi_f, \quad |C_0|^2 + \sum_f |C_f|^2 = 1. \quad (5.38)$$

Однако пространственно эти волновые функции в первый момент после рассеяния не разделены — нуклоны могут разойтись в поперечном направлении на расстояние $r > R_d$ не ранее, чем через время $t \gtrsim R_d/v$, где v — относительная скорость нуклонов в дейтоне ($v \sim 0,15$). В L -системе за это время «усеченный» дейтон с волновой функцией Ψ'_d пройдет расстояние $l \sim E_d R_d / (m_d v)$, где E_d — начальная энергия дейтона, m_d — его масса. Если следующая ядерная мишень расположена на расстоянии $r \leq l$ от первой, то естественно, что сечение взаимодействия «усеченного» дейтона с ядром окажется не больше, а, вероятнее всего, несколько меньше нормального.

Рассмотрим теперь процесс дифракционной диссоциации нуклона (см. § 4.7), допуская, что «нормальные» размеры адронов $\sim m_{\pi}^{-1}$. После соударения с ядром волновая функция состояния, описывающая вторичный возбужденный нуклон Ψ'_N , имеет вид

$$\Psi'_N = C_0 \Psi_N + \sum_{N^*} C_{N^*} \Psi_{N^*} + \sum_{\pi N} C_{\pi N} \Psi_{\pi N} + \sum_{\bar{K}KN} C_{\bar{K}KN} \Psi_{\bar{K}KN} - \dots, \quad (5.39)$$

где $\Psi_N, \Psi_{N^*}, \Psi_{\pi N}, \Psi_{\bar{K}KN}$ — волновые функции нормальных состояний нуклона, изобары, систем $\pi N, \bar{K}KN$ и т. д. Коэффициенты C_c определяют вероятности распада состояния Ψ'_N на соответствующие адронные состояния. Пространственно эти адронные состояния разойдутся друг от друга в поперечном направлении на расстояния $\sim m_{\pi}^{-1}$ только через время $t_{\text{рег}} \sim E_d / m_{\pi} m_b$, где m_b — масса образовавшейся адронной системы. Это означает, что в течение времени $t < t_{\text{рег}}$ после соударения размеры адронной системы, а следовательно, и ее сечение взаимодействия с нуклонами ядра могут оказаться меньше, чем у начального адрона. В работе [102] была высказана еще одна далеко идущая гипотеза о том, что образование адронной системы с большей массой сопровождается большей деформацией поля начальной частицы. Если эта гипотеза верна, то последующее взаимодействие более тяжелых ступков адронов с нуклонами ядра будет характеризоваться меньшим сечением, чем у легких ступков.

Оценим время регенерации для случая, когда эффективная масса 3π -системы, образовавшейся в процессе когерентной генерации, составляет $m_{3\pi} \approx 2$ ГэВ при начальной энергии пиона 15 ГэВ: $t_{\text{рег}} \sim 7,5 m_{\pi}^{-1}$.

Это означает, что у системы, рассматриваемой как некий единый ступок вещества, пробег взаимодействия с внутриядерными нуклонами будет в три раза превышать «нормальный» пробег (пробег в ядре адрона a , имеющего сечение взаимодействия с нуклоном $\sigma_{aN} \approx 20$ мб, составляет $l_a \sim (\rho_A \sigma_{aN})^{-1} \sim 2m_{\pi}^{-1}$).

В процессе движения адронного ступка внутри ядра сечение его взаимодействия должно возрастать из-за процесса формирования и

разлета нормальных адронов, на которые распадается первоначальный сгусток.

Отметим некоторую неадекватность использования понятия сечения (пробега) применительно к комплексам частиц или прохождению частицы через ядро, когда во взаимодействии участвует много элементов. Строго говоря, понятие сечения определено для взаимодействия двух свободных частиц, и его нельзя безоговорочно распространить на случай взаимодействия многих частиц.

Здесь же, по существу, идет речь о временной характеристике $t_{\text{пер}}$, которую можно вычислить лишь в рамках определенных теоретических построений (например, квантовой электродинамики). С этой оговоркой мы и будем далее использовать термины сечение или пробег.

§ 5.6. Экспериментальные подходы к определению характеристик пространственно-временной картины aA -взаимодействий

До сих пор мы иногда использовали весьма неопределенный термин — сгусток ядерной материи. В литературе гораздо чаще применяется понятие кластера. К сожалению, этот термин также недостаточно определен (о трудностях с определением понятия кластера см. [40, 103]). Можно дать весьма общее определение: кластеризацией называют динамику взаимодействия вторичных частиц в виртуальной фазе, не сводящуюся к тривиальным эффектам — влиянию лидирующей частицы, законам сохранения энергии — импульса и образованию резонансов. Обычно допускается, что в виртуальной фазе лидирующая частица и все остальные частицы, которые и составляют кластер, относительно слабо коррелированы между собой. Некоторым аналогом такой картины является электромагнитное взаимодействие, когда в течение времени $t_{\text{пер}}$ электрон и его поле существуют раздельно (см. § 5.5). В указанном предположении прохождение лидирующей частицы и кластера через ядро можно рассматривать порознь.

В этом параграфе мы укажем некоторые подходы к определению пространственно-временных характеристик процесса, базирующиеся на определении непосредственных характеристик пространственно-временной области взаимодействия.

Начнем с анализа прохождения лидирующей частицы через ядро.

Отмечалось [104], что очень слабая зависимость коэффициента неупругости от энергии $K(E_a)$ свидетельствует о деструктивности поля первичной частицы при прохождении его через ядро. В работах [102, 105] был предложен метод определения времени регенерации (восстановления) поля лидирующей частицы. В первом приближении можно полагать, что ядро является черным бесструктурным шаром*. Первичный адрон вырезает в этом шаре цилиндр; путь адронов в цилиндре ядерного вещества можно характеризовать величиной z , выраженной в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$. Для характеристики взаимодействия лидирующей час-

* Подобное приближение является предельной идеализацией. Противоположная идеализация — допущение, что ядро состоит из квазинезависимых нуклонов.

тицы в ядре целесообразно использовать три величины: λ_{aN} — пробег взаимодействия свободного адрона со свободным нуклоном; λ'_{aN} — пробег взаимодействия усеченного (испытавшего взаимодействия в ядре) адрона и λ_{aA} — средний пробег взаимодействия адрона внутри ядерного вещества. Пробег λ_{aN} измеряется непосредственно при исследовании взаимодействий с нуклонами, а λ_{aA} определяется по поглощению лидирующей частицы с заданным значением параметра x в веществах с различными атомными массами A . Можно ввести и понятие сечения σ_{aA}^{In} неупругого взаимодействия адрона внутри ядра. Это понятие имеет условный характер, поскольку строгое определение сечения соответствует столкновению двух свободных частиц. С такой оговоркой можно положить $\sigma^{\text{In}} = (\lambda\rho)^{-1}$, ρ — средняя плотность ядерного вещества, а λ выражена в см. Естественно допустить, что при $z \rightarrow 0$, $\lambda_{aA} \rightarrow \lambda_{aN}$, а при $z \rightarrow \infty$, $\lambda_{aA} \rightarrow \lambda'_{aN}$. Поэтому можно написать соотношение

$$\frac{1}{\lambda_{aA}} = \frac{1}{\lambda_{aN}} \exp(-zE'_a/t_{\text{пер}}M'_a) + \frac{1}{\lambda'_{aN}} [1 - \exp(-zE'_a/t_{\text{пер}}M'_a)]. \quad (5.40)$$

Исследуя на основе соотношения (5.40) зависимость λ_{aA} от A , можно получить представление о сечении взаимодействия адронов в ядре после соударения с внутриядерным нуклоном. При энергии $E_a \sim 100$ ГэВ оно оказалось равным $(1/4 - 1/5) \sigma_{aN}^{\text{In}}$ [соответственно $\lambda_{aA} \approx (4 \div 5) \lambda_{aN}$]. Отметим неоднозначность подобного определения параметра λ_{aA} , поскольку не вполне ясен физический смысл величин M'_a и E'_a в соотношении (5.40). По существу, отношение E'_a/M'_a является эмпирическим параметром, зависящим от эволюции адрона в ядерном веществе.

Можно, учитывая реальное распределение ядерной материи в ядре, подойти к определению характеристик прохождения лидирующих частиц более четко [96, 106]. Пусть $\rho(r)$ — плотность ядерного вещества на расстоянии r от центра ядра, которое считаем сферически-симметричным. Тогда вероятность P_{aA} того, что адрон a прошел через ядро A , не испытав при этом соударения, равна

$$P_{aA} = \frac{2\pi}{R^2} \int_0^{\infty} \exp[-z(b)/\lambda_{aN}] b db, \quad (5.41)$$

b — параметр удара; $z(b) = \frac{2}{\rho_0} \int_0^{\infty} \frac{\rho(r) r dr}{\sqrt{r^2 - b^2}}$ — эффективная толщина, соответствующая параметру соударения b ; ρ_0 — плотность вещества в центре ядра. Необходимо подчеркнуть, что в соотношении (5.41) все величины, имеющие размерность длины (в том числе и радиус R ядра), выражаются в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$.

Чтобы перейти к обычному определению сечения, выраженного в см^2 , нужно сделать замену $R/\rho_0 \rightarrow RA \approx A^{1/3} m_{\text{п}}^{-1}$, в результате чего

все длины будут выражены в см. Тогда сечение неупругого взаимодействия первичного адрона с ядром A

$$\sigma_{pA}^{\text{in}} = \pi R_A^2 (1 - P_{aA}). \quad (5.42)$$

Рассматривая ядро как непрерывную среду, характеристики которой определяют прохождение лидирующей частицы, можно анализировать ее дифференциальные характеристики [96, 106]. Этот подход является обобщением соотношений (5.40) и (5.42). Используя представления о первичном взаимодействии, характеризуемом пробегом λ_0 (сечением σ_0), и вторичном взаимодействии (пробег λ_1), можно оценить вклад последнего. Первичному взаимодействию соответствует дифференциальное распределение $(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aN}$, вторичному $(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aA}$. На опыте измеряются распределения $(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aA}$ и $(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aA}$ — дифференциальный спектр после aA -взаимодействия. Используя экспериментальные результаты [96, 106], можно определить отношение

$$R(\lambda_0, \lambda_1) = \frac{(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aA}}{\sigma_{aA}} \bigg/ \frac{\sigma_{aN}}{(d^2\sigma/d\Omega dp)_{aN}}, \quad (5.43)$$

которое зависит от параметров λ_0 и λ_1 . Полагая, что все возможные последующие соударения характеризуются также пробегами λ_1 , можно оценить вклад третьего и четвертого соударений в ядре. Этот вклад оказывается относительно малым.

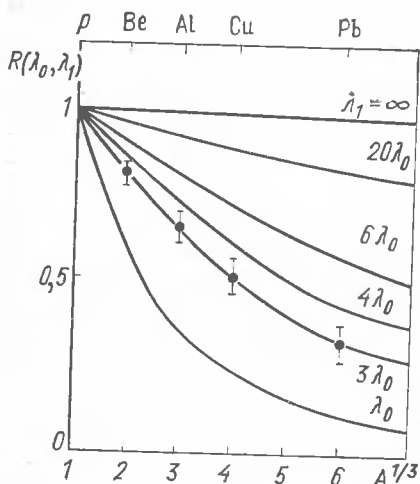


Рис. 5.9. Зависимость пробега λ_1 от размеров ядра [$\sim A^{1/3}$]. Первичный налетающий адрон — протон [96]

Отметим также, что в основе подобного анализа лежит допущение о возможности разделения aA -столкновения на отдельные взаимодействия. Так, первое взаимодействие влияет на второе (изменение λ_0), но второе никак не влияет на первое. В действительности возможна взаимная интерференция обоих взаимодействий, запрещающая, в принципе, подобное четкое разделение. Однако влияние подобной интер-

ференции, возможно, невелико, и параметры λ_1 и $t_{\text{пер}}$ характеризуют, по порядку величины, деструктивность поля первичной частицы. Поэтому полезно, на наш взгляд, продолжение анализа [96, 106] при больших энергиях E_a во всем интервале углов Φ_L и значений χ_L лидирующих частиц*. Представляется весьма правдоподобным, что с ростом χ_L и E_a параметры λ_1 и $t_{\text{пер}}$ должны увеличиваться в связи с «растяжением» временного масштаба.

Здесь нужен квантовомеханический расчет. Тем не менее использование простых и наглядных характеристик процесса взаимодействия λ и $t_{\text{пер}}$ представляется на нынешней стадии целесообразным. Однако для оправдания введения этих классических характеристик необходимо существенно увеличить экспериментальный материал. В частности, провести измерения в широком интервале энергий E_a , E , углов Φ и для различных ядер A .

Возможно, что в последующем анализе потребуется дополнительное уточнение распределения вещества в ядрах.

До сих пор в этом разделе обсуждались характеристики лидирующих частиц. Для того чтобы оценить пространственно-временные характеристики совокупности вторичных частиц (кластера), можно использовать метод, основанный на изучении корреляции тождественных частиц [107—110]. Поясним кратко этот метод. Пусть для двух ультрарелятивистских частиц выполняется условие

$$\theta \leq \lambda/r, \quad (5.44)$$

где θ — угол между направлениями движения частиц; λ — длина волны частицы; r — расстояние между излучателями. Из общих квантовомеханических принципов следует, что свойства симметрии амплитуд связаны с тождественностью частиц. Для тождественных бозонов (пионов с одинаковым зарядом или фотонов) волновые функции должны быть симметричны при перестановке частиц, входящих в систему. Это обстоятельство оказывает существенное влияние на корреляцию импульсных распределений пионов одного знака. В дальнейшем приводятся результаты некоторых оценок этого эффекта. Допустим, что излучение происходит в некотором определенном объеме, а излучаемые частицы (будем говорить для определенности о пионах с одинаковым зарядом) тождественны. Тогда вероятность W_{12} того, что будут зарегистрированы пионы с импульсами p_1 и p_2 , пропорционально выражению

$$W_{12} \sim |M_\eta(p_1)M_\mu(p_2) + M_\eta(p_2)M_\mu(p_1)|^2, \quad (5.45)$$

где η, μ — индексы, характеризующие состояния излучателей, в частности их положение, интенсивности и т. п.; $M_\eta(p_1), M_\mu(p_2)$ — соответственно амплитуды испускания пионов с 4-импульсами p_1, p_2 -источниками η и μ .

* Пока подобный анализ проводился в весьма ограниченных интервалах углов и импульсов.

Если использовать допущение о независимости источников, то

$$W_{12} \sim \left[1 + \frac{|b(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)|^2}{b(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_1)b(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_2)} \right]; \quad (5.46)$$

$$b(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \langle M_\eta(\mathbf{p}_1) M_\eta(\mathbf{p}_2) \rangle. \quad (5.47)$$

Усреднение производится по всем параметрам излучателей. Вообще говоря, корреляционная функция W_{12} зависит от характеристик источников (импульсов, времени включения, времени жизни и т. п.), а также от свойств излучаемых частиц (например, импульсов). Поэтому, чтобы оценить корреляции тождественных частиц, нужно задать все эти параметры, т. е. модель множественных процессов. Однако подобный подход весьма усложняет вычисление корреляционной функции. Вот почему, как правило, ограничиваются простыми моделями конфигураций и свойств источников. В частности, до конца проведен анализ модели, основанной на следующих допущениях:

- а) источники независимы, т. е. зависят от случайных параметров;
- б) источники распределены равномерно по некоторому объему;
- в) объем имеет эллипсоидальную форму;
- г) источники неподвижны.

Длинные вычисления (см. [107]) привели к результату

$$d^2\sigma/dq d\Omega \sim [1 + I^2(u)/(1 + (z')^2)], \quad (5.48)$$

где

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2; \quad Q = E_1 - E_2; \quad z' = Qt; \quad I(u) = 3(\sin u - u \cos u)/u^3;$$

в первом приближении можно полагать, что t характеризует время жизни источников; $u = (q_x A)^2 + (q_y B)^2 + (q_z C)^2$; A, B, C — полуоси эллипсоида в декартовых координатах. Если эллипсоид вырождается в шар радиусом R , то

$$u \approx qR \approx pR\theta. \quad (5.49)$$

Следовательно, параметр R характеризует пространственные размеры области испускания вторичных частиц. Определяя двумерную зависимость дифференциального сечения от параметров q и θ , можно определить пространственно-временные характеристики R и t множественных процессов. Было продемонстрировано [110], что число пионов с одинаковым зарядом и близкими импульсами (малое значение q) существенно превосходит число пар с разными зарядами и теми же значениями q . Это обстоятельство, согласующееся с соотношением (5.48), доказывает наличие эффекта, обусловленного эффектом тождественности. Предложенный в работах [107—110] метод представляется нам весьма перспективным для изучения характеристик виртуальной стадии (кластера). Следует, однако, подчеркнуть, что он еще недостаточно завершен; в частности, надо принимать во внимание адекватность параметров моделей излучающих областей [107—110] и картины множественных процессов, какой она нам сейчас представляется (см. § 5.3 и 5.4). Простые формулы (5.47) и (5.49) были получены при допущениях

а) — г). Однако, по-видимому, действительная картина виртуальной фазы значительно сложнее: источники (элементы, партоны) движутся, возможно, взаимодействуют между собой, а характеристический объем имеет более сложную форму в 4-пространстве. В работе [108] приведены общие выражения для интерференции излучений движущихся источников, хотя здесь отсутствуют окончательные выражения для конкретных моделей. Представляется весьма вероятным, что эффективные расстояния и времена зависят от энергии вторичных частиц [см. (5.35) и гл. 2]. При сопоставлении расчетных выражений с данными опыта отмеченные обстоятельства следует принимать во внимание. Возможно, то, что указанные детали не учитывались, объясняет по крайней мере частично некоторые количественные расхождения в оценках радиуса R области взаимодействия, полученные интерференционным методом (см. табл. 5.1, заимствованную из работы [110]).

Таблица 5.1

Реакция	P_a , ГэВ	R , ферми	Реакция	P_a , ГэВ	R , ферми
$K^+ p \rightarrow K^+ p 2\pi^+ 2\pi^-$	8,25	$0,8 \pm 0,08$	$\pi^- p \rightarrow p N \pi^+ \dots$	11,2	$1,04 \pm 0,1$
$pp \rightarrow p \pi \pi + \dots$	28,5	$1,3 \pm 0,1$	$\bar{p} p \rightarrow \pi \pi + \dots$	22,4	$3,1 \pm 0,4$
$\pi^\pm p \rightarrow \begin{cases} \pi^\pm p 2\pi^+ 2\pi^- \\ \pi^\pm p 3\pi^+ 3\pi^- \end{cases}$	4—25	$1,0^{+0,4}_{-0,2}$	$\pi^- C \rightarrow N \pi^+ \dots$	40	$5,1 \pm 0,5$
$\pi^- p \rightarrow \pi \pi^+ + \dots$	40	$1,3 \pm 0,3$	$\pi^- C \rightarrow p N \pi^+ \dots$	3,7	$2,6 \pm 1,2$

Из табл. 5.1 можно сделать следующие выводы: 1) для адронных соударений $R \sim 1$ ферми, хотя эта цифра определена с большим разбросом; 2) эффективный радиус сильно возрастает при переходе от ap -к aC -соударениям (C — ядро углерода).

Несомненно, метод исследований корреляции в распределениях тождественных частиц весьма перспективен для определения параметров излучающей области. Однако при сопоставлении результатов расчетов и экспериментальных исследований нужно обращать внимание на адекватность теоретических и опытных параметров.

Глава 6. НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛИ aA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

§ 6.1. Классификация моделей взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами

На современном уровне понимания процессов, происходящих при взаимодействии частиц с ядрами, полезно установить хотя бы грубую классификацию существующих крайних точек зрения.

Иногда говорят об одноступенчатом или двухступенчатом развитии процессов aA -взаимодействия [111]. К первому относят, например,

мультипериферическую модель, ко второму — образование и распад адронных кластеров. Подобная классификация представляется не вполне удовлетворительной. Действительно, мультипериферическая модель, а также ее партоновая трактовка (см. [40] и гл. 2, 3, 7) не имеют одноступенчатого характера: в этой модели четко проявляется пространственно-временное развитие процесса: распад адрона на виртуальные (или реальные) группы партонов (адронов); взаимодействия медленных частиц этой группы с ядром; образование вторичных адронов в результате собирания или фрагментации виртуальных частиц (партонов).

В общем случае кластерный механизм (см. определение кластера в § 5.6) нельзя свести к двухступенчатому процессу; по существу образование и распад кластера — единый непрерывный процесс, развивающийся в различных точках пространства — времени «черного ящика» обособленно. Неточно разделение процессов на «мгновенные» и «протяженные» в пространстве — времени. Большое число протяженных частиц, участвующих в aA -взаимодействиях, приводит с необходимостью к протяженной пространственно-временной трактовке.

По-видимому, более целесообразна классификация по степени использования представления о коллективном характере процессов взаимодействия с ядрами [84]. Крайние точки зрения в подобном подходе можно сформулировать следующим образом: 1) все явления взаимодействия с ядрами можно свести к двухчастичным взаимодействиям (трехчастичным вершинам); 2) процесс взаимодействия с ядром невозможно разделить на пары последовательных соударений, взаимодействия осуществляются группами частиц (элементами). Хотя подобная классификация, на наш взгляд, и более адекватна физике процессов взаимодействия с ядрами, тем не менее и она не отражает полностью всей сложности ситуации. Действительно, сейчас широко используются представления об обмене комплексами частиц («лестницами»-реджеонами и т. п., см. гл. 3, 4), которые можно трактовать с позиций и двухчастичных, и коллективных взаимодействий.

Представляется наиболее «прозрачным» разделение процесса взаимодействия по степени «реалистичности» (наблюдаемости) вещества, заполняющего «черный ящик», на два типа: 1) aA -соударения сводятся исключительно к соударениям реальных частиц; 2) «черный ящик» заполнен виртуальными частицами или элементами, которые за малые времена (сравнительно с характеристическим временем всего процесса) превращаются в наблюдаемые частицы.

«Классическим» примером первого подхода является модель, которую мы будем называть простейшим вариантом внутриядерных каскадов. В этой модели вторичные частицы, возникшие при первом соударении адрона с нуклоном ядра, взаимодействуют с остальными нуклонами ядра как наблюдаемые частицы; частицы, возникающие во вторичных соударениях, взаимодействуют снова как наблюдаемые и т. д. Иначе говоря, весь процесс сводится ко многим взаимодействиям двух наблюдаемых частиц. Процесс заканчивается либо когда исчерпается кинетическая энергия первичного адрона, либо когда частицы покинут ядро.

Примером второго подхода (и, одновременно, коллективного взаимодействия) является кластерная модель [112]. В этой модели пренебрегается вторичными взаимодействиями лидирующей частицы. Остальные элементы, возникшие в результате первого взаимодействия, образуют единую систему — кластер, сосредоточенный вначале в малом (лоренц-сжатом) объеме. Затем эта система расширяется со скоростью, близкой к световой, двигаясь при этом в ядерном веществе. Задавая ad hoc параметры кластера и его взаимодействия с ядерным веществом, можно оценить характеристики взаимодействия на основе данных опыта. Хотя авторам [112] удалось добиться относительно хорошего согласия с опытом по целому ряду параметров, мы не будем подробно останавливаться на модели [112], потому что, во-первых, образ единого объекта, расширяющегося с почти световой скоростью, трудно согласовать с теорией относительности, во-вторых, в этой модели слишком много эмпирических и полуэмпирических параметров.

§ 6.2. Модель внутриядерных каскадов

Выше отмечалась прозрачность простейшего варианта внутриядерной каскадной модели. К сожалению, этот вариант при высоких энергиях, которые нас интересуют ($E_a > 10 \div 20$ ГэВ), дает настолько сильные зависимости характеристик aA -соударений от A , что уже давно [99] высказывалось недоверие к этой модели. Тщательные вычисления [92] продемонстрировали, что эта модель может быть использована для оценки характеристик aA -столкновений лишь при $E_a \leq 5 \div 10$ ГэВ. Противоречие между расчетами и опытом при $E_a > 5 \div 10$ ГэВ вначале проявляется при анализе характеристик медленных частиц, а при $E_a \gtrsim 20$ ГэВ — и при интерпретации свойств быстрых вторичных частиц.

Необходимо подчеркнуть, что это расхождение имеет качественный характер. Асимптотический режим и, в частности, независимость числа медленных частиц (N_g, N_b) от энергии E_a уже при $E_a \gtrsim 50$ ГэВ (см., например, [113]) явно противоречит простейшей модели внутриядерных каскадов. Простейшая модель при больших энергиях также противоречит слабой зависимости многих характеристик ($\langle N_s \rangle$; $\langle K \rangle$; $\langle p_{\perp} \rangle$) от A и т. д.). По всем этим соображениям во многих работах отмечалась недостаточность этой модели для объяснения совокупности экспериментальных данных уже при энергиях E_a , превышающих несколько десятков ГэВ (см. обзоры [85, 114]).

Отметим, что в расчетах по простейшей модели при малых энергиях в основном учитывалось взаимодействие лидирующей частицы. Главные причины расхождения между расчетами по простейшей модели внутриядерного каскада и экспериментальными данными определяются относительно малыми потерями энергии лидирующих частиц и каскадным размножением вторичных частиц. Вывод о неадекватности простейшей каскадной модели имеет большое принципиальное значение*. Подобное заключение демонстрирует необходимость

* Разумеется, никакие экспериментальные данные не могут противоречить относительно небольшому вкладу в наблюдаемые распределения каскадов реальных частиц.

введения виртуальной фазы для описания aA -соударений в том смысле, что эти процессы нельзя свести исключительно к парным взаимодействиям реальных частиц. Чтобы уменьшить расхождение между теоретическими и экспериментальными данными в рамках модели внутриядерных каскадов, были постулированы многочастичные взаимодействия [92], т. е. одновременное взаимодействие нескольких образующихся в первых столкновениях частиц с нуклонами ядра. Схема такой модели представлена на рис. 6.1. Введение многочастичных взаимодействий улучшило согласие между результатами расчета и данными опыта, однако уже при энергиях $E_a > 10$ ГэВ (по фотоэмульсионным данным) расчет приводит к значению $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,9 \pm 0,1$ ГэВ, в то время как опыт дает величину $\langle p_{\perp} \rangle \sim 0,4$ ГэВ. Расхождение проявляется также и при сопоставлении других характеристик aA -взаимодействий с каскадной моделью. Однако, на наш взгляд, основная трудность схемы внутриядерных каскадов с учетом многочастичных взаимодействий состоит не в отмеченном расхождении. Сложнее понять само представление об одновременном взаимодействии нескольких реальных частиц с одним протяженным нуклоном (см. рис. 6.1). Реальные частицы не могут одновременно коснуться поверхности протяженного объекта. Более того, из принципа неопределенности бессмысленно говорить о точной локализации положения

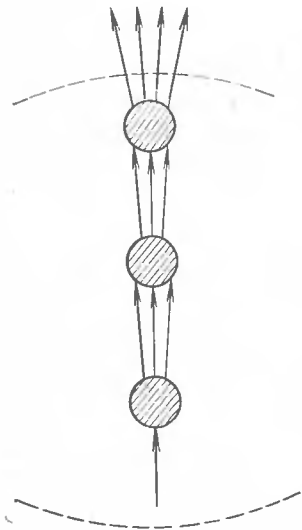


Рис. 6.1. Схема многочастичных взаимодействий [92]

реальных частиц. Эта проблема, разумеется, снимается для виртуальных частиц, поэтому схема, в которой существенную роль играют многочастичные взаимодействия, должна включать виртуальные частицы; подобные объекты и нужно вводить непосредственно. Коллективные взаимодействия — привилегия виртуальных частиц.

Второе допущение, призванное уменьшить редуцирование вторичных частиц в рамках модели внутриядерных каскадов, эквивалентно предположению об уменьшении плотности нуклонов в ядре по мере прохождения адронной лавины [115, 116]. Конкретно полагалось, что лидирующая частица выбивает нуклон во время столкновения и тем самым уменьшает эффективное число нуклонов, способных взаимодействовать. Однако и это допущение позволяет согласовать расчеты с данными опыта лишь до энергий $E_a < 70$ ГэВ. При больших энергиях снова наблюдается расхождение с опытом (см., например, [117]). Отметим, что введение указанного эффекта эквивалентно допущению об уменьшении сечения взаимодействия вторичных частиц по сравнению с сечениями для тех же частиц, находящихся в свободном состоянии; к этому следствию приводит также представление о «раздетом» адроне или о партонах (см. гл. 2, 5, 7).

Таким образом, оба допущения, улучшающие согласие модели внутриядерного каскада с опытом, в известном смысле идентичны введению протяженной во времени и пространстве виртуальной фазы.

§ 6.3. Модель когерентной трубки

Из общих соображений (см. гл. 5) следует: а) эффективная длина взаимодействия может и, по-видимому, должна превышать средние размеры ядра ($\sim R$); б) взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами, обуславливающее порождение новых частиц (продольное взаимодействие), осуществляется в пределах цилиндра, вырезаемого падающей частицей (ядерная трубка).

К сожалению, этих общих соображений недостаточно, чтобы построить модель aA -взаимодействий исключительно из теоретических соображений. Необходимо задать (или понять), как замена нуклона на трубку ядерного вещества влияет на виртуальную фазу, а следовательно, и на характеристики реальных вторичных частиц.

Наиболее простым допущением является предположение о том, что в начальной фазе столкновения трубка состоит из бесструктурного (однородного) ядерного вещества. Однако и это допущение без дальнейшей конкретизации не приводит к сколь-нибудь однозначным выводам. Нужны дополнительные физические соображения относительно свойств этого вещества. Можно, однако, поступить и по-другому: не прибегая к физическим аргументам, принять наиболее простое предположение о том, что трубка ядерного вещества является единой частицей с массой νm_N (ν — число нуклонов в трубке, которое, вообще говоря, может быть дробным; m_N — масса нуклона). Далее, допускается, что если столкновение произошло, то его характеристики не зависят от типа сталкивающихся частиц (и, в частности, от параметра ν), а определяются исключительно энергией, выделившейся в Π -системе. Эта модель, получившая название модели когерентной трубки, была выдвинута в работах [118—120].

Очевидно, что квадрат полной энергии налетающей частицы и трубки в Π -системе

$$s(\nu) \approx 2\nu m_N E_a = \nu s(1). \quad (6.1)$$

Из сделанных допущений и (6.1) следует, что все характеристики процесса, зависящие исключительно от s , определяются через параметры столкновения двух элементарных частиц ($\nu = 1$) следующим образом:

$$P(\nu, s) = P(1, \nu s), \quad (6.2)$$

где $P(\nu, s)$ — условное обозначение какой-либо характеристики множественных процессов (например, множественности вторичных частиц, среднего поперечного импульса и т. п.). Естественно допустить, что энергия E^* и продольный импульс вторичной частицы p_{\parallel}^* в Π -системе, имеющие размерность $s^{1/2}$ и изменяющиеся при релятивистских преобразованиях (в отличие от p_{\perp}), связаны соотношением ($u = E^*$ или p_{\parallel}^*):

$$u(\nu) = \nu^{1/2} u(1). \quad (6.3)$$

Тогда быстрота вторичной частицы y^* изменяется по закону:

$$y^*(v) = y^*(1) + \frac{1}{2} \ln v. \quad (6.4)$$

Следовательно, инвариантное дифференциальное распределение $Ed^3\sigma/d^3p = f(s, y^*, p_\perp)$ имеет трансформационные свойства:

$$f(v, s, y, p_\perp) = f\left(1, vs, y + \frac{1}{2} \ln v, p_\perp\right), \quad (6.5)$$

а

$$\frac{dN}{dy^*}(v, s, y^*) = \frac{dN}{dy^*}\left(1, vs, y^* + \frac{1}{2} \ln v\right). \quad (6.6)$$

К сожалению, величина v на опыте не фиксируется. Равенство $v \sim N_g$ весьма приближенно (см. § 5.2). Поэтому целесообразно получить выражения, усредненные по всему ядру.

Пусть $\mathcal{P}(v, A)$ — вероятность того, что налетающий адрон a испытывает v соударений в ядре A и пусть вероятность образования N частиц в одном соударении составляет $P_N(1, s)$. Тогда вероятность образования N частиц в v соударениях $P_N(v, s)$, согласно сделанным выше допущениям [см. формулу (6.2)], составит

$$P_N(v, s) = P_N(1, vs). \quad (6.7)$$

Учитывая, что $1 \leq v \leq A$, находим выражение для вероятности образования N частиц при aA -соударении:

$$P_N(aA) = \sum_{v=1}^A \mathcal{P}(v, A) P_N(1, vs). \quad (6.8)$$

Средняя множественность равна

$$\begin{aligned} \langle N(aA) \rangle &= \sum_{N=1}^{N_{\max}} N P_N(aA) = \sum_{N=1}^{N_{\max}} \sum_{v=1}^A N P_N(1, vs) \mathcal{P}(v, A) = \\ &= \sum_{v=1}^A \mathcal{P}(v, A) \sum_{N=1}^{N_{\max}} N P_N(1, vs). \end{aligned} \quad (6.9)$$

Вторая сумма в (6.9) есть средняя множественность вторичных частиц в aN -соударении при значении квадрата полной энергии в Π -системе vs :

$$\langle N_{aN}(vs) \rangle = \sum_{N=1}^{N_{\max}} N P_N(1, vs). \quad (6.10)$$

Если $\langle N_{aN}(s) \rangle \sim s^\delta$ (где $\delta > 0$), то

$$\langle N_{aN}(vs) \rangle \sim (vs)^\delta. \quad (6.11)$$

Подставляя зависимость (6.11) в формулу (6.9), находим

$$\langle N(aA) \rangle \sim s^\delta \sum_{v=1}^A v^\delta \mathcal{P}(v, A). \quad (6.12)$$

Следовательно,

$$R_A = \langle N(aA) \rangle / \langle N(aN) \rangle = \langle v^\delta \rangle. \quad (6.13)$$

Если выбрать $\delta = 1/4$, что неплохо согласуется с экспериментальными данными при $E_a \gtrsim 100$ ГэВ (см., например, [40]), то

$$R_A = \langle v^{1/4} \rangle. \quad (6.14)$$

На рис. 6.2 представлены экспериментальные данные и значение R_A , рассчитанное по формуле (6.14) [118] в рамках оптической модели aA -соударения [92]. Отметим, что в работе [118] получено близкое соотношение. Согласие также получается и для инклюзивных распределений в области больших $p_\perp \gtrsim 1$ ГэВ. Из соотношения (6.6) следует, что распределение по быстротам dN/dy^* при соударении с ядром смещается в сторону отрицательных значений y^* ; центр распределения смещается на $-\ln \frac{\langle v \rangle}{2}$. После усреднения по параметру соударения зависимость $dN/dy^*(A)$ также неплохо согласуется с опытом, однако расчетное распределение качественно противоречит экспериментальным данным [117], а именно: оценка дисперсии σ^2 распределения (6.6) показала, что $\sigma^2(aA)$ является возрастающей функцией A , в то время как опыт свидетельствует, скорее, в пользу уменьшения зависимости $\sigma^2(aA)$ от A .

Если отвлечься от некоторой неоднозначности такого вывода (число нуклонов в трубке на опыте определяется по числу N_g в фотоэмульсии), то представляется, что расхождение предсказаний моделей с опытом в некоторых деталях не будет решающим доводом против данной конкретной модели. Нельзя исключить, что, так же как в теориях ядра и ядерных реакций, различные модели описывают разные аспекты рассматриваемых процессов. В этой связи приобретают особую важность имманентные особенности модели: общность, логическая замкнутость и ясное понимание физических основ данной теории. К сожалению, эти пункты недостаточно анализировались в работах [119, 120]. В частности, модель когерентной трубки лишь объясняет переход от взаимодействия элементарных частиц к взаимодействиям со сложными ядрами. Взаимодействие между элементарными частицами остается вне рамок этой модели. Даже те частные особенности взаимодействий элементарных объектов, которые можно было бы интерпретировать на основе данной модели, остались (насколько нам известно) вне поля зрения ее авторов. Мы имеем в виду сопостав-

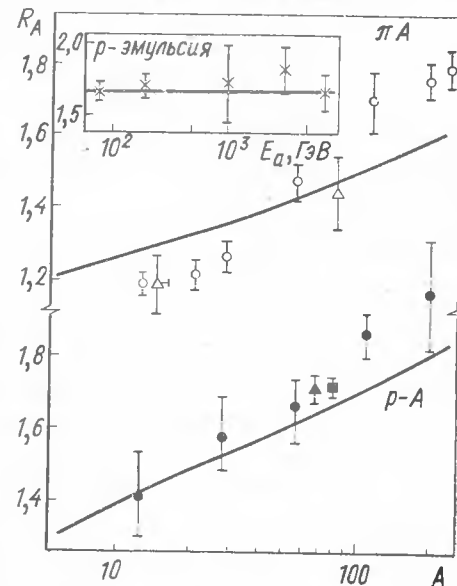


Рис. 6.2. Зависимость $R_A(A)$ для pA -столкновений. В прямоугольнике представлена зависимость $R_A(E_a)$ для столкновений протонов с эмульсией [88]

ление характеристик множественных процессов соударений элементарных частиц с разными массами (например, πp - и pp -соударений и aA -столкновений). Столкновения πp и pA при одинаковых v и s (v должны иметь (в том числе и при $v = 1$) одинаковые характеристики.

§ 6.4. Гидродинамическая модель

Основные постулаты модели. Основное допущение гидродинамической интерпретации множественных процессов — существование локального термодинамического равновесия адронной материи на всех стадиях взаимодействий частиц высоких энергий. В рамках классической физики достижение локального термодинамического равновесия возможно, если свободный пробег элементов системы меньше ее характеристического размера; это достаточное условие применения гидродинамики.

Идея гидродинамического описания множественных процессов была независимо выдвинута в работах [121, 122]. В статье [122] отмечено, что ударные волны, возникающие при соударении двух частиц, должны приводить к возрастанию энтропии, а следовательно, и к возрастанию множественности N . В работе [121] было развито последовательное приложение релятивистской гидродинамики к множественным процессам, которому в значительной степени мы и будем следовать.

В рамках гидродинамической модели можно четко разделить процесс взаимодействия на три стадии.

1. Образование сгустка адронной материи (системы) в некотором конечном объеме V_a . В момент завершения первой стадии в некоторой системе отсчета «адронная жидкость» в объеме V_0 покоится как целое.

2. Гидродинамическое расширение «адронной жидкости» в вакуум.

3. Образование и свободный разлет физических частиц после окончания взаимодействия между элементами адронной жидкости. Подчеркнем соответствие между этими тремя стадиями и тремя степенями эволюции виртуальной фазы («черного ящика», см. гл. 5).

С самого начала возникает фундаментальный вопрос: что составляет гидродинамическое вещество? Не конкретизируя это понятие, будем пока полагать, что вещество состоит из элементов, которым можно в соответствии с нашим разбиением на стадии сопоставить три собственных времени: τ_0 (первая стадия), $\tau_f - \tau_0$ (вторая стадия) и τ_f (третья стадия).

Первая стадия (образование начального объема). Рассмотрим подробнее первую стадию гидродинамического описания aA -взаимодействия. Эта стадия опирается на понятие трубки ядерного вещества, введенное в § 6.3. Начальный этап можно свести к следующим положениям.

1. Взаимодействие налетающего адрона осуществляется коллективно с нуклонами ядра, расположенными вдоль пути адрона в ядерном веществе. Первичный адрон как бы вырезает внутри ядра трубку в виде цилиндра с радиусом порядка m_π^{-1} (m_π^{-1} — эффективный

размер области взаимодействия в поперечном направлении) и высотой, равной продольному размеру ядра в той системе отсчета, где рассматривается соударение адрона с трубкой.

2. Трубка ядерного вещества считается бесструктурной и в этом смысле принимается за отдельную частицу с массой, равной суммарной массе нуклонов в трубке.

3. В начальный момент соударения адрон и трубка представляют собой сжатые диски в соответствии с лоренцевым сокращением продольных размеров в движущихся относительно L -системы системах отсчета.

4. Соударение адрона и трубки рассматривается в системе, где скорости адрона и трубки направлены навстречу и равны друг другу по абсолютной величине (система равных скоростей, C -система).

5. В начальный момент времени оба диска соприкасаются (рис. 6.3), затем в обе стороны от плоскости соприкосновения со скоростью D по адронной жидкости начнут распространяться ударные волны. Вещество между этими волнами покоится (заштрихованная часть рис. 6.3, б). Через некоторое время $t \approx r_0/D\gamma$ ($r_0 \sim m_\pi^{-1}$ — размер адрона в системе покоя, γ — лоренц-фактор) ударная волна достигнет «границы» адрона (см. рис. 6.3, в). В этот момент начнется истечение адронного вещества из левой части системы в вакуум, и по ядерному веществу пойдет простая волна разрежения (см. рис. 6.3, г) со скоростью звука $c_{зв} = \sqrt{D}$. Если $c_{зв} > D$ и число нуклонов в трубке $v > 1 + c_{зв}$, то простая волна догонит ударную и, отразившись от нее, создаст первую отраженную волну. Ударная волна, движущаяся вправо, дойдет до края трубки, и в этот момент начнется истечение вещества в вакуум, а влево пойдет волна разрежения. На этом первая стадия заканчивается и начинается стадия гидродинамического разлета.

Подчеркнем, что положения 1 — 5 не являются системой независимых постулатов гидродинамической модели. Кроме гипотезы о соударении с трубкой ядерного вещества эти положения являются следствием двух гипотез. Одна из них упоминалась: это — установление локального статистического равновесия на всем протяжении гидродинамического разлета, в том числе и на начальной стадии. Вторая — существование лоренц-сжатого объема, в котором жидкость покоится (в собственной системе каждого элемента существуют частицы, которые движутся хаотически). Этот постулат имеет двоякое обоснование. Одно из них имеет чисто кинематическое происхождение: сферический объем нуклона в собственной системе координат превращается в ква-

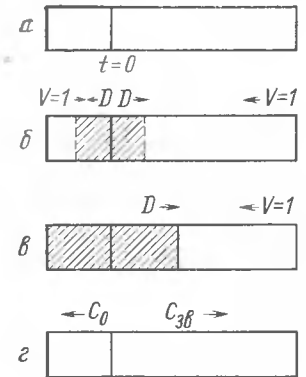


Рис. 6.3. Схема взаимодействия в гидродинамической интерпретации:

a — начальный момент столкновения адрона с трубкой; b — распространение ударных волн в адронной жидкости; v — начало истечения адронного вещества в вакуум; g — движение волны разрежения в пределах трубки

зилиндрический в \mathcal{C} - или \mathcal{S} -системе. Другое имеет динамическое происхождение; предполагается, что существует «неподвижная стенка», совпадающая с плоскостью первоначального соприкосновения адронов* и трубки. Эта стенка является причиной возникновения ударных волн, между которыми (как упоминалось) в \mathcal{S} -системе жидкость покоится. По окончании движения ударных волн формируется объем, совпадающий с цилиндрическим лоренц-сжатым объемом.

Эти два обоснования не вполне тривиальны. Наличие неподвижной стенки следует интерпретировать как следствие существования сильного взаимодействия на малых расстояниях, что не очень хорошо согласуется с концепцией асимптотической свободы.

По-видимому, в рамках этой концепции представление о неподвижной стенке реализуется не при очень больших энергиях: $E_a \lesssim 10^{14}$ эВ [198].

С другой стороны, использование гидродинамики на малых расстояниях лишь очень грубо согласуется с принципом неопределенности [123, 124]. Именно если на начальной стадии разбить в продольном направлении сжатый диск на n изолированных слоев, то число n , согласующееся с принципом неопределенности, удовлетворяет неравенству

$$n^2 < m_N/m_\pi \approx 7 \text{ или } n < 3. \quad (6.15)$$

Заметим, что в aA -соударении ситуация лучше. Неравенство (6.15) облегчается:

$$n^2 < \langle v \rangle m_N/m_\pi \text{ или } n \lesssim 2,6 \langle v \rangle^{1/2}.$$

Буквально этот вывод приводит к следующим альтернативам.

1. Использование классических представлений на начальной стадии имеет очень грубый характер.

2. Классические представления совершенно неприменимы к начальной стадии.

3. Расхождение с принципом неопределенности не вносит существенных корректив в те количественные характеристики, которые определяются выбором начального объема V_0 . Будущая правильная теория должна оправдать сделанное приближение.

4. Рассуждения, основанные на представлении об изолированных слоях адронного вещества, не имеют доказательной силы вследствие сильного взаимодействия между слоями [125].

Если принять вторую альтернативу, то необходимо изменить начальные условия. В частности, можно допустить, что гидродинамический разлет начинается при $\tau = \tau_0$, когда на гиперповерхности $\tau_0 = \text{const}$ задаются определенные термодинамические величины (например, $\epsilon_0 = \text{const}$) [100, 126, 199]. Как уже отмечалось (см. § 5.4), такое условие релятивистски инвариантно. Подобные начальные условия существенно нетривиальны. Они означают, что на самой начальной стадии, предшествующей установлению статистического равновесия, взаимодействие между элементами (партонами) таково, что

* Для однозначной трактовки гидродинамической картины нужно допустить, что плотности адрона и трубки совпадают.

выполняется условие $\epsilon_0 = \text{const}$ при $\tau_0 = \text{const}$. Однако, на наш взгляд, это условие приближается по существу к мультипериферизму. В пользу такой точки зрения свидетельствует неизменность числа элементов адронной жидкости при задании начальных условий в подобной форме. Неясно, как эти условия однозначно обобщить на случай pA -столкновений.

Задание начальных условий в виде лоренц-сжатого объема, заполненного однородной покоящейся жидкостью, позволяет при весьма общих предположениях получить зависимость $\langle N(s) \rangle$. Определим уравнение состояния адронной жидкости в форме

$$p_g = a\epsilon, \quad (6.16)$$

p_g — давление, ϵ — плотность энергии, a — квадрат скорости звука в ядерной материи. Из общих термодинамических соображений следует, что (см., например, [127]):

$$s_g \sim T^{1/a}; \quad \epsilon \sim T^{(1+a)/a}, \quad (6.17)$$

где s_g — плотность энтропии. Начальная плотность энергии

$$\epsilon_0 = E_{\text{tot}}/V, \quad (6.18)$$

где E_{tot} — полная энергия соударения, V — объем системы в момент соударения. В \mathcal{S} -системе

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}}^{\mathcal{C}} &= (m_a + M) \sqrt{(E_a + m_a)/2m_a}; \\ V &= V_0 \gamma_C^{-1}; \\ \gamma_C &= \sqrt{(E_a + m_a)/2m_a}, \end{aligned} \quad (6.19)$$

E_a — энергия налетающего адрона в \mathcal{L} -системе; m_a — масса адрона a ; M — масса мишени; V_0 — объем мишени (нуклона, трубки) в \mathcal{L} -системе; γ_C — лоренц-фактор \mathcal{S} -системы.

Из соотношений (6.17), (6.18) следует, что полная энтропия системы $S_g = s_g V$ при $E_a \gg m_a$

$$S_g \sim E_{\text{tot}}^{1/(1+a)} V^{a/(1+a)}. \quad (6.20)$$

Напомним, что если предположить жидкость идеальной, то $\langle N \rangle \sim S_g$. Такое предположение означает пренебрежение диссипативными процессами. Дискуссию о возможной роли диссипативных процессов см. в [128, 129].

Уравнение (6.20) удобно переписать в форме, позволяющей сравнивать энтропию S_g (а следовательно, и среднюю множественность $\langle N \rangle$) при одинаковых значениях энергии E_a :

$$\langle N \rangle \sim S_g \sim (m_a + M)^{1/(1+a)} V_0^{a/(1+a)} (E_a/2m_a)^{(1-a)/2(1+a)}. \quad (6.21)$$

Полагая $M = \nu m_a$, $V_0 = (1 + \nu) V_{N_0}$ (V_{N_0} — объем нуклона в собственной системе), получаем

$$\langle N \rangle \sim (1 + \nu) (E_a/2m_a)^{(1-a)/2(1+a)}. \quad (6.22)$$

Из соотношения (6.22) можно заключить, что энергетическая зависимость $\langle N(E_a) \rangle$ не связана с длиной трубки. Из (6.22) следует

$$\langle N(E_a, \nu) \rangle = (1 + \nu) \langle N(E_a, 1) \rangle. \quad (6.23)$$

Используя соотношение $s = 2ME_a$, можно написать

$$\langle N(s, \nu) \rangle \sim (1 + \nu) \langle N[(1 + \nu)s, 1] \rangle. \quad (6.24)$$

Следовательно, если при aA -столкновениях параметр s в $i + \nu$ раз больше, чем в aN -столкновениях, то средние множественности для обоих классов соударений связаны соотношением (6.24). Если выразить зависимость (6.22) через полную энергию \sqrt{s} в C -системе, то

$$\langle N \rangle \sim (1 + \nu)^{(1+3a)/2(1+a)} (s/4m_a^2)^{(1-a)/2(1+a)}. \quad (6.25)$$

Напомним, что в показателе (6.25) a — характеристика уравнения состояния (6.16). Отметим, что соотношения (6.21)—(6.25) можно непосредственно использовать, если частица a — нуклон.

В соотношениях (6.2) и (6.22), (6.23) содержится различие в выводах модели когерентной трубки и гидродинамической модели.

Уже отмечалась неоднозначность связи числа N_g и параметра ν . Поэтому целесообразно провести усреднение по параметру в пределах ядра A . К сожалению, подобная процедура неоднозначна и зависит от модели ядерного вещества. Наиболее простой и грубый способ — подставить в (6.22)—(6.25) $\langle \nu \rangle \sim A^{1/3}$ [99]. По-видимому, более оправдана процедура усреднения в соответствии с оптической моделью непрерывного распределения ядерного вещества в ядре или использование геометрической модели ядра в форме шара с радиусом $R = A^{1/3} r_0$ ($r_0 \approx 1,1 \div 1,2$ ферми) [130]. Однако оба подхода (в особенности последний) хотя и кажутся более последовательными, чем простая подстановка $\langle \nu \rangle \sim A^{1/3}$, тем не менее содержат неопределенность, обусловленную неясностью понятия столкновения с трубкой, длина которой $\nu < 1$ (краевой эффект). Усреднение (6.22) в соответствии с моделью черного шара [130] привело к зависимости

$$R_A = d + fA^{1/3}, \quad (6.26)$$

где d и f — константы.

Выражение (6.26) аппроксимируется степенной функцией [130]:

$$R_A = A^\alpha, \quad \alpha = 0,19. \quad (6.27)$$

Вследствие неопределенностей, связанных с усреднением, физическая точность этой формулы завышена. Более оправдан диапазон значений $\alpha \approx 0,15 \div 0,20$ (α может слабо меняться с энергией, см. гл. 5). Именно это значение и нужно использовать при сопоставлении теории и эксперимента. Следует также иметь в виду, что использование модели трубки в чистом виде оправдано лишь при очень высоких энергиях (по-видимому, если $E_a \gtrsim 100$ ГэВ). При меньших энергиях (когда какая-то доля вторичных реальных частиц образуется внутри ядра) возможны частичные взаимодействия каскадного типа, которые могут привести к небольшому увеличению R_A [90].

Гидродинамический разлет. Из начальных условий в рассматриваемой модели (весьма сжатый цилиндрический объем) следует, что гидродинамический разлет будет иметь квазиодномерный характер [25]. Это значит, что гидродинамический разлет, т. е. гидродинамическое движение, имеет одномерный характер; поправки на трехмерную стадию разлета становятся существенными при достаточно больших временах $t(\tau)$. В поперечном направлении разлет в основном определяется тепловым движением элементов жидкости. Для идеальной жидкости релятивистская гидродинамика заключена в системе уравнений:

$$\partial T^{ik} / \partial x^k = 0, \quad (6.28)$$

$$T^{ik} = p_g g^{ik} + (\varepsilon + p_g) u^i u^k, \quad (6.29)$$

g^{ik} — метрический тензор, u^i — 4-скорость элементов жидкости ($i = 1, 2, 3, 4$). Система (6.28) не имеет однозначного решения, поскольку в пяти уравнениях [система (6.25)] и уравнении $\sum_{i=1}^4 (u^i)^2 = 1$ содержится

шесть неизвестных ε, p_g, u^i . Поэтому, чтобы получить однозначное решение, нужно задать уравнение состояния. Обычно принимают уравнение состояния в форме (6.16), однако в уравнение (6.16) входит параметр a , который нужно определить из дополнительных соображений. Не вдаваясь подробно в дискуссию об уравнении состояния (параметре a) [127], отметим здесь следующее. В предельном случае $s \rightarrow \infty$, по-видимому, есть три выделенных значения параметра a : $a = 0$ — предельно сильное притяжение; $a = 1/3$ — умеренное или слабое взаимодействие; $a = 1$ — предельно сильное отталкивание. Значение $a = 0$ приводит к слишком большому значению $\langle N \rangle$ (так как $\langle N \rangle \sim s^{1/2}$), которое противоречит опыту. Значение $a \rightarrow 1$ приводит к картине, сходной с физикой мультипериферической (партонной) модели (см. гл. 2, 7). Поэтому мы примем значение $a = 1/3^*$.

Рассмотрим кратко физику гидродинамического разлета. После образования сжатого диска начинается истечение адронной жидкости в вакуум. Вначале оно имеет автомодельный и одномерный характер. Автомодельность здесь означает, что характеристики движущейся жидкости определяются исключительно ее скоростью

$$x/t = f(\nu). \quad (6.30)$$

Соотношение (6.30) отражает основное свойство автомодельного движения — его масштабную инвариантность. Если изменить одинаково масштабы пространства и времени, то картина движения останется неизменной. Автомодельность — следствие однородности начальных условий внутри сжатого диска. По мере расширения вследствие взаимодействия между элементами жидкости автомодельность будет нарушаться. Часть элементов не будет удовлетворять условию (6.30); возникнет так называемая нетривиальная область (нетривиальное решение). Вначале эта область включает области заднего фронта; дальше

* По-видимому, это уравнение состояния соответствует перенормируемым теориям и, в частности, концепции асимптотической свободы.

остальных сохранит автомодельный характер передний фронт разлетающейся жидкости.

Таким образом, жидкость переходит из области автомодельного решения в нетривиальную область. Если бы движение продолжалось во времени неограниченно, то размеры автомодельной области обратились бы в нуль. Однако гидродинамическая стадия заканчивается при некоторой конечной температуре $T = T_f$ ($\tau = \tau_f$), и с этого момента общее решение будет состоять из суммы автомодельного и нетривиального решений. Первая область содержит мало энтропии (частиц), но зато значительную долю энергии. Нетривиальная область в конце разлета содержит много медленных частиц.

Отметим, что полная скорость (импульс) частиц определяется суммой гидродинамической скорости элемента и тепловой скорости частиц внутри элемента. Поэтому, например, если векторы $v_{теп}$ и $v_{гид}$ имеют одинаковое направление, то полная быстрота

$$y = y_{гид} + y_{теп}. \quad (6.31)$$

Тепловое движение играет малую роль в продольном направлении, и в первом приближении при вычислении продольных компонент скоростей (импульсов) им можно пренебречь. Характер разлета при aA -столкновениях существенно зависит от соотношения между длиной v трубки и скоростью звука $c_{зв} = \sqrt{a}$ [см. (6.16)]. Действительно, при

$$v > v_k = (1 + c_{зв}) / (1 - c_{зв}) = (1 + \sqrt{a}) / (1 - \sqrt{a})$$

нужно учитывать вторую волну разрежения, возникшую при отражении от ударной волны. В этом случае решение задачи весьма сложно и требует на определенном этапе численного интегрирования. Мы здесь не имеем возможности более детально остановиться на сложных решениях уравнений гидродинамики и вынуждены рекомендовать обратиться к специальным работам, посвященным этой теме (см., например, [40, 90, 130, 131]).

Для $a = 1/3$ приближенный численный расчет привел к результату [132]:

$$dN/dy^* = \langle N \rangle / \sqrt{2\pi L} \exp(-y^{*2}/2L), \quad (6.32)$$

$$L = 0,56 \ln [E_a/m_N] + 1,6 \ln [2/(v + 1)] + 1,6, \quad (6.33)$$

где y^* — гидродинамическая быстрота в Π -системе. Приближенность выражения (6.32) сказывается прежде всего в симметрии распределения dN/dy^* в Π -системе относительно значения $y^* = 0$. В действительности из-за несимметрии начальных условий в Π -системе относительно плоскости соприкосновения нуклона и трубки следует ожидать некоторую асимметрию в распределении dN/dy^* . Эта асимметрия и была продемонстрирована в более точной работе [133]:

$$\frac{dN}{dy^*} = \frac{\langle N \rangle^2}{\sqrt{2\pi L}} \exp\left(-\frac{(y^* + y_{\pi})^2}{2L}\right), \quad (6.34)$$

где

$$L = \frac{2}{1-a} |\beta_k|; \quad \beta_k = \ln(T_f/T_0); \quad y_{\Pi} = \text{Arth } v_{\Pi};$$

$$v_{\Pi} = \text{th} \left[\frac{v-1}{(v+1)(1-a)} - \text{Arth} \frac{v-1}{v+1} \right].$$

Здесь T_0 — начальная температура, которую можно определить из соотношений (6.17), (6.18).

Распределение (6.34) асимметрично в Π -системе относительно значения $y^* = 0$, но симметрично относительно $y^* = -y_{\Pi}$, т. е. смещено в заднюю полусферу. Для $v > v_k$ уравнения существенно усложняются и поэтому величина сдвига y_{Π} не имеет простой аналитической формы [133]. Если аппроксимировать распределение dN/dy^* функцией Гаусса (6.34), то сдвиг y_{Π} представляется таблицей чисел.

Таблица 6.1

\sqrt{a}	0,5	$1/\sqrt{3}$	0,6	0,7	0,8
y_{Π}	0,25	0,24	0,24	0,48	0,96

В частности, в табл. 6.1 приводятся величины сдвигов y_{Π} для $v = 4$ и различных значений $c_{зв} =$

$= \sqrt{a}$. Решение (6.34) так же, как и данные табл. 6.1, получено в квазиодномерном приближении. Учет трехмерного расширения при $E_a = 200$ ГэВ увеличивает значения y_{Π} менее чем на 10%.

Наиболее щекотливым при сопоставлении расчетных и экспериментальных значений является процесс усреднения распределений типа (6.34) по различным длинам ядерной трубки. Здесь есть несколько причин, которые содержат источники погрешностей при подобном сопоставлении: 1) сложность состава ядер мишени, поскольку сейчас основной экспериментальный материал получен в фотоэмульсиях; 2) определенные вычислительные трудности при получении сдвигов y_{Π} для произвольных v и E_a ; 3) некоторая неопределенность процедуры усреднения по параметру соударения в пределах объема ядра с фиксированным атомным весом A . Поэтому на данном этапе, быть может, оправдано использование формул типа (6.34) для средних длин $\langle v \rangle$ в конкретных экспериментальных условиях. Например, для фотоэмульсии принимается иногда $\langle v \rangle \sim 4/3\sigma_{in}(aN) \langle R \rangle \sim 3,2$ [90]. Вероятно, в рамках необходимых приближений достаточна оценка $\langle v \rangle \sim 4A^{1/3}/3 \sim 3$.

Последняя стадия (свободный разлет). В гидродинамической модели принимается, что в среднем существует температура $T = T_f = \text{const}$, когда взаимодействие, воплощенное в гидродинамическом течении, заканчивается*. Иначе говоря, при $T > T_f$ существует взаимодействие между элементами (частицами); при $T < T_f$ это взаимодействие отсутствует. Разрывность физических характеристик (напоминающая в данном случае фазовый переход) всегда является определенной идеализацией. Правильнее говорить о некотором распреде-

* Подобная картина моделирует переход от партонов (кварков) к наблюдаемым адронам.

лении температур T_f с полушириной $\Delta T_f \neq 0$. Однако в пределах точности всей гидродинамической теории разумно положить $T_f = \text{const}$. Очень существенно допущение, что T_f не зависит от начальных условий (E_a , сорта сталкивающихся частиц и т. п.), а определяется исключительно свойствами адронного вещества. Введение параметра T_f [121] весьма нетривиально; на современном языке этот параметр характеризует превращение виртуальных элементов (кварков, партонов) в реальные.

При анализе перехода от виртуальной к реальной фазе, возникает фундаментальный вопрос: что определяет этот переход? Реальные или виртуальные частицы? В рамках канонической версии гидродинамической теории полагается, что этот переход обуславливается характеристиками реальных частиц. Тогда в нашем распоряжении имеется единственная характеристическая величина, имеющая размерность температуры T_f , — масса μ реальных адронов: $T_f \sim \mu^*$, или, соответственно, в момент $T = T_f$ плотность адронного вещества $\rho \sim \mu^4$. Численное значение μ целесообразно выбрать исходя из того факта, что основная доля вторичных частиц ($\geq 80\%$) — пионы, т. е. следует положить $T_f = m_\pi$. В последнее время были получены экспериментальные данные (см., например, [134]), из которых следует, что значительная доля вторичных пионов образуется в результате распада векторных резонансов (в частности, ρ -, ω -мезонов). В этом случае надо полагать, что T_f — эмпирическая константа, близкая по своему значению к m_π . Иногда полагают $T_f \approx 160 \div 170$ МэВ. Мы в дальнейшем будем иметь в виду это значение. Из нарисованной выше картины сразу же можно сделать заключения о составе вторичных частиц (см., например, [135]). При $a = 1/3$:

$$\frac{\langle n_i \rangle}{\langle n_\pi \rangle} = \frac{g_i}{3} \frac{F(m_i/T_f)}{E(m_\pi/T_f)}, \quad (6.35)$$

g_i — статистический вес (число спиновых и изоспиновых состояний) частицы i -го сорта; для пионов $g_\pi = 3$:

$$F(z) = z^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp(z\sqrt{1+x^2}) \pm 1}. \quad (6.36)$$

Знак $+$ ($-$) относится к фермионам (бозонам).

Функция (6.36) есть распределение типа Бозе—Эйнштейна или Ферми—Дирака для энергетических спектров бозонов или фермионов в системе, где элемент распадающегося адронного вещества покоится.

При $m_i \gg T_f \sim m_\pi$:

$$\frac{\langle n_i \rangle}{\langle n_\pi \rangle} \sim \frac{g_i}{3} \frac{1}{F(1)} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{m_i}{m_\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i}{m_\pi}\right). \quad (6.37)$$

Здесь появляется характерный множитель $\exp(-m_i/m_\pi)$, который подавляет образование тяжелых частиц.

* Константа Больцмана $k = 1$.

В квазиодномерном приближении распределение по поперечным импульсам dN/dp_\perp определяется исключительно тепловым движением [91]:

$$\frac{dN}{p_\perp dp_\perp} \sim \sum_{r=1}^{\infty} (\mp 1)^{r-1} K_1 \left(r \frac{m_i}{T_f} \sqrt{\left(\frac{p_\perp}{m_i}\right)^2 + 1} \right), \quad (6.38)$$

K_1 — функция Бесселя мнимого аргумента. Для пионов ($T_f = m_\pi$):

$$dN/(p_\perp dp_\perp) \sim \sum_{r=1}^{\infty} (\mp 1)^{r-1} K_1 [r \sqrt{1 + (p_\perp/m_\pi)^2}]. \quad (6.39)$$

При $p_\perp \gg m_\pi$:

$$dN/d^2p_\perp \sim \exp(-p_\perp/m_\pi). \quad (6.40)$$

Выражения (6.38), (6.39) получаются интегрированием распределений Бозе—Эйнштейна или Ферми—Дирака по продольным импульсам. При достаточно больших энергиях E_a начинает сказываться боковое гидродинамическое движение, что приводит к возрастанию $\langle p_\perp \rangle$ с увеличением s [129, 132]. Именно:

$$\langle p_\perp \rangle \sim s^\delta, \quad \delta \sim 1/12 \div 1/14. \quad (6.41)$$

Отметим, что заключения о dN/dp_\perp относятся к основной доле вторичных частиц, имеющих $p_\perp \leq 1$ ГэВ. В последние годы было проведено много исследований распределений с большими $p_\perp > 1$ ГэВ. В этой области относительно редких событий средние статистические распределения становятся неприменимыми. Для анализа распределений с большими p_\perp в рамках статистически-гидродинамической концепции введено понятие об испарении реальных частиц при температурах, несколько превышающих T_f [136—138]. Эта картина эквивалентна допущению о небольших флуктуациях характеристик адронного вещества, и в частности значения T_f .

В заключение подчеркнем обстоятельство, важнейшее для понимания гидродинамической теории. Различные характеристики множественных процессов чувствительны к разным стадиям гидродинамического процесса. Так, множественность $\langle N(s) \rangle$ определяется начальной стадией; распределение dN/dy и зависимость $\langle p_\perp(s) \rangle$ — гидродинамической, а состав и распределение dN/dp_\perp (при $p_\perp \leq 1$ ГэВ) — заключительной стадией.

Лидирующие частицы. Среди других вторичных адронов лидирующие нуклоны выделяются очень сильно; едва ли можно полагать, что они входят в составную гидродинамическую систему. Это свойство в рамках гидродинамической модели качественно объясняется действием принципа Паули. Влияние тождественности фермионов приводит к тому, что нуклоны выталкиваются на периферию объема, который занимает адронное вещество [139]. Приведенные соображения носят качественный характер; их скорее можно считать дополнительным по-

стутатом теории, что является, пожалуй, слабым местом гидродинамической модели*.

Таким образом, в рамках этой теории адронная система распадается на два адронных кластера, движущихся в \mathcal{C} -системе в противоположные стороны, и лидирующие частицы. Развитие кластеров описывается законами гидродинамики. Характеристики лидирующей частицы (в \mathcal{L} -системе) являются свободными параметрами теории.

Сопоставление выводов гидродинамической модели с экспериментом. Важный тест: зависимость $\langle N(A) \rangle$, предсказанная гидродинамической теорией при значении $a = 1/3$ [см. (6.23), (6.24)], согласуется с экспериментальными данными (см. § 5.2 и рис. 5.2). Распределение dN/dy (или соответственно $dN/d\eta$) хорошо согласуется с выводами модели трубки [90, 133] (см. § 5.2 и рис. 5.3, 5.5). Даже более тонкая зависимость $R_A(\eta)$ описывается в рамках модели [85] (см. рис. 5.4).

Наблюденная асимметрия вылета вторичных адронов (и, в частности, сдвиг распределения dN/dy при возрастании A) также согласуется с теоретическими предсказаниями.

Независимость распределения по p_{\perp} (при $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ) и состава от энергии E_a и типа налетающих частиц, предсказанная моделью, не противоречит существующим данным (см. § 5.2). К сожалению, до сих пор нет экспериментальных результатов по aA -соударениям относительно слабого роста $\langle p_{\perp}(E_a) \rangle$ с энергией E_a [см. (6.41)].

Хотя гидродинамическая теория и описывает дифференциальное инвариантное сечение при больших $p_{\perp} > 1$ ГэВ (в pp -соударениях), едва ли модель трубки может объяснить сильную зависимость этого сечения от A (см. § 5.2). По-видимому, этот эффект связан с вторичными перерассеяниями в ядерном веществе и, следовательно, находится вне пределов применимости модели (см. § 6.7). В рамках гидродинамической модели трубки число вторичных нуклонов N_h определяется полным поперечным импульсом, передаваемым ядру, и свойствами ядерного вещества. Поскольку $\langle v \rangle$ не зависит от E_a (при $E_a \gtrsim 20$ ГэВ), то и число N_h не должно зависеть от E_a , что согласуется с наступлением асимптотического режима для N_h (см. § 5.2). Несмотря на хорошее согласие модели трубки с экспериментальными данными, едва ли его можно считать окончательным подтверждением модели. Дело в том, что точность этого сопоставления невелика и, вероятно, не превышает 15—20%. Уже отмечались возможные источники ошибок: 1) неоднородность состава ядер мишени; 2) неоднородности, связанные с процедурой усреднения распределений по длинам v ; 3) некоторые неточности расчетов распределений при взаимодействии с трубкой; 4) неопределенность, обусловленная существованием лидирующих частиц. Поэтому вывод о том, что для области энергий $E_a \approx 10^{11} \div 10^{12}$ эВ гидродинамическая модель описывает экспериментальные данные при значении параметра $a = 1/3$, является предварительным.

* Отметим, что из этих рассуждений следует важный качественный вывод: в реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi + X$ спектр вторичных частиц будет более жестким, чем в реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi + X$ [140].

§ 6.5. Модель Готфрида

В работе [141] была предложена своеобразная модель адрон-ядерного соударения гидродинамического типа. В этой модели в качестве исходных данных используются экспериментальные закономерности поведения $\langle N(E_a) \rangle$, dN/dy , обнаруженные при взаимодействии элементарных частиц, в предположении, что при высоких энергиях $\langle N \rangle \sim \ln(s/m_N^2)$ и $dN/dy = \text{const}$. Гидродинамический подход в этой модели используется для восстановления развития процесса соударения с ядром во времени. Далее допускается, что элементы адронной жидкости движутся по классическим траекториям в соответствии с уравнениями релятивистской гидродинамики. Начальные условия выбираются так, чтобы удовлетворить отмеченному выше поведению $\langle N(E_a) \rangle$ и dN/dy .

Основные постулаты модели можно сформулировать следующим образом. В результате первого соударения адрона с нуклоном ядра образуется вещество, состоящее из нескольких элементов. Эти элементы распределены по быстротам так же, как при столкновении адрона со свободным нуклоном (в первом приближении $dN/dy = \text{const}$). Возникшие после первого соударения элементы не тождественны реальным частицам; скорее, здесь можно говорить о системах, сходных с элементами жидкости в гидродинамической модели. Далее эти элементы взаимодействуют с остальными нуклонами с сечением, равным сечению соударения адронов и свободных нуклонов.

Характеристическим параметром разлета является лоренц-фактор элемента (эквивалент гидродинамической скорости): отношение его времени жизни τ в \mathcal{C} -системе к времени жизни τ_0 в собственной системе координат. Число элементов возрастает с увеличением отношения τ/τ_0 , но всегда остается меньше, чем число реальных адронов. Затем элементы образовавшейся системы взаимодействуют со вторым, третьим и последующими нуклонами трубки. Окончательный итог получается в результате суперпозиции столкновений в трубке и усреднения по всем хордам ядра. В результате подобной процедуры была получена зависимость $\langle N(s, A) \rangle$ от аргумента A :

$$\langle N(s, A) \rangle = \langle N(s, 1) \rangle [1 + (\langle v \rangle - 1)/3], \quad (6.42)$$

где $\langle N(s, 1) \rangle$ — средняя множественность в адрон-нуклонном соударении; $\langle v \rangle \approx A^{1/3}$ — среднее число столкновений в ядре A . Зависимость (6.42) согласуется с экспериментальными данными (см. § 5.2).

Заметим, что модель Готфрида была создана ad hoc для объяснения зависимости $\langle N(s, A) \rangle$. Однако автор модели основывался на доводе, что традиционная гидродинамическая теория неправильно описывает результаты опыта. Это заключение базировалось на неверном соотношении $\langle N(s, A) \rangle = \langle N(1, sv) \rangle$, не учитывающем возрастание массы трубки при изменении A , которое следует принять во внимание в рамках гидродинамической модели. Правильное соотношение для этой теории представлено в уравнении (6.23), откуда получена зависимость (6.24) вместо неверной $\langle N \rangle \sim A^{1/12}$, которая привела Готфрида к заключению о противоречии гидродинамической теории

с опытом. Вот почему отпадает основная предпосылка Готфрида о необходимости модификации апробированного варианта гидродинамической модели, изложенной в § 6.4. Поскольку же модель Готфрида не объясняет адрон-нуклонных соударений, а берет их характеристики из опыта или других теоретических соображений, то и в этом она имеет существенно более частный характер, чем гидродинамическая модель Ландау*.

§ 6.6. Гидродинамическая интерпретация взаимодействия фотонов и лептонов высоких энергий с ядрами

Гидродинамическая теория была успешно использована для интерпретации процесса $e^+e^- \rightarrow h + \dots$ (см. [142, 143]). Поэтому возникает естественное стремление обобщить гидродинамический подход на случай столкновений лептонов l и фотонов γ с ядрами:

$$\gamma + A \rightarrow h + X, \quad (6.43)$$

$$l + A \rightarrow l + h + X, \quad (6.44)$$

где X — система недетектируемых адронов; h — детектируемый адрон. Подобный подход основан на эквивалентности реального фотона γ или виртуального фотона γ^* в некотором смысле адрону. Действительно [144], в результате виртуальных переходов фотон γ (или γ^*) некоторое время проводит в форме адронов. Время жизни адронных состояний фотона можно оценить из принципа неопределенности:

$$\tau \Delta E \sim 1, \quad (6.45)$$

ΔE — разность энергий фотона и адронной системы при одинаковых импульсах. При высоких энергиях

$$\Delta E_\gamma = \sqrt{E_\gamma^2 + m^2} - E_\gamma \approx m^2/2E_\gamma; \quad (6.46)$$

$$\Delta E_{\gamma^*} = \sqrt{(E_{\gamma^*})^2 + m^2 + Q^2} - E_{\gamma^*} \approx (m^2 + Q^2)/2E_{\gamma^*}, \quad (6.47)$$

где $Q^2 = -q^2 > 0$ — квадрат переданного ядру (трубке) 4-импульса; m — масса виртуального адронного состояния.

Время, в течение которого фотон ведет себя как адрон (или адроны), растет с увеличением энергии:

$$\tau_\gamma \sim 2E_\gamma/m^2, \quad (6.48)$$

$$\tau_{\gamma^*} \sim 2E_{\gamma^*}/(m^2 + Q^2). \quad (6.49)$$

Если пробег виртуальных адронов, на которые распался фотон γ (γ^*), больше пробега адрона относительно взаимодействия в ядерном веществе, то фотон γ (или γ^*) эффективно взаимодействует с ядром через свое адронное поле. Иначе говоря, взаимодействие фотона γ (или γ^*)

* Отметим, что, по-видимому, модель Готфрида противоречит экспериментальным данным о зависимости $R_A(\langle \nu \rangle)$ [113].

можно трактовать в терминах взаимодействий адронов. Условия применимости подобного подхода сводятся к неравенствам:

$$E_\gamma \gtrsim m^2/m_\pi; \quad (6.50)$$

$$E_{\gamma^*} \sim (m^2 + Q^2)/m_\pi. \quad (6.51)$$

Тогда процесс соударения γ (или γ^*) с ядром можно рассматривать как столкновение с трубкой с поперечными размерами $\sim m_\pi^{-1}$. За ось столкновения следует принять направление P_γ (или P_{γ^*}).

Будем вначале говорить о реальных фотонах. Наиболее «щекотливый» вопрос возникает при выборе начального объема. Эта проблема обусловлена тем обстоятельством, что в случае γA (или $\gamma^* A$)-соударения у налетающей частицы (γ , l , μ) отсутствует характеристический объем (для квантов даже отсутствует система равных скоростей).

Мы примем два возможных допущения относительно начального объема [145]:

а) начальный объем совпадает со сжатым объемом трубки в C -системе (так же как и для hA -столкновений при $v \leq 4$);

б) начальный объем совпадает с несжатым объемом трубки в L -системе: $V \sim \nu m_\pi^3$. На такую возможность указывают некоторые сугубо модельные оценки [146]*.

Обсудим далее неоднозначность в выборе начального объема, который в основном определяет зависимость $\langle N(s, A) \rangle$. Наименее чувствительной характеристикой к выбору начального объема является состав вторичных адронов, который определяется лишь конечной температурой T_f . Для первого варианта можно использовать все выражения, полученные ранее для hA -столкновения (зависимость $\langle N(s, A) \rangle$; $\langle p_\perp(s, A) \rangle$ и др.).

Иные зависимости для функции $\langle N(s, A) \rangle$ и $\langle p_\perp(s, A) \rangle$ получаются в варианте б):

$$\langle N \rangle \sim s^{3/8} A^{1/12}, \quad (6.52)$$

$$\langle p_\perp \rangle \sim s^{1/8} A^{-1/12}, \quad (6.53)$$

$s \sim 2m_p v E_\gamma$. Важно, что здесь значения $\langle p_\perp \rangle$ существенно зависят от величины s . Предсказания модели относительно lA -соударений при $Q^2 \leq m_p^2$ совпадают с предсказаниями для γA -соударений при условии замены $E_\gamma \rightarrow E_{\gamma^*}$ и $P_\gamma \rightarrow P_{\gamma^*}$. По-видимому, имеющиеся сейчас довольно скудные данные относительно взаимодействий фотонов и лептонов высоких энергий с протонами, дейтонами и ядрами (см. [84]) указывают на то, что $\langle p_\perp \rangle$ не зависит от s , а численное значение $\langle p_\perp \rangle \sim 350$ МэВ совпадает со значением, измеренным в hN - и hA -соударениях. Следовательно, если гидродинамическую модель и можно использовать для описания lA - и γA -столкновений, то лишь в первом варианте.

Для проверки общности всей концепции первостепенное значение имеет проверка универсальности функциональных зависимостей

* В статье [147] указывалось, что в области глубокой неупругости продольные размеры области взаимодействия даже возрастают с увеличением энергии.

$\langle N(s, A) \rangle; \frac{dN}{dy}(s); \frac{aN}{dp_{\perp}}(s)$, а также состава и т. п. В этой связи представляет большой интерес сопоставление νp ($\bar{\nu} p$)- и νA ($\bar{\nu} A$)-взаимодействий. Можно ожидать, что и в этом случае дифференциальные распределения в области пионизации (в отличие от полных сечений) имеют те же характерные особенности, что и в случае взаимодействий адронов, лептонов и фотонов с адронами и ядрами. Предварительное сопоставление ν ($\bar{\nu}$)Ne-взаимодействий с ν ($\bar{\nu}$)p-взаимодействиями продемонстрировало в согласии с подобными представлениями слабое возрастание множественности при переходе от протонов к ядрам неона при неизменности $\langle p_{\perp} \rangle$ [148].

Отметим, что рассчитывать на успех использования гидродинамической теории для анализа IA - и νA -соударений можно лишь в области пионизации. Для лидирующих частиц и вблизи кинематического предела гидродинамическое описание непригодно.

§ 6.7. Кумулятивный эффект и ядерный скейлинг

Кумулятивный эффект — это образование в pA -соударениях вторичных пионов (и других адронов) с энергией, превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон первичного ядра A (в антилабораторной системе координат) [149].

Ядерным скейлингом называют масштабно-инвариантные свойства процесса образования вторичных барионов (в основном, нуклонов) с импульсами, превышающими в антилабораторной системе импульс, приходящийся на один нуклон первичного ядра [150].

Иногда область ядерного скейлинга ограничивают барионами, вылетающими назад в L -системе. Соответственно кумулятивная область иногда ограничивается снизу кинематическим пределом, соответствующим столкновению одного из нуклонов ядра с ядром-мишенью [151]. Ясно, что оба определения границы ядерного скейлинга не вполне эквивалентны и зависят от системы координат, в которой производится анализ. Подобное же замечание можно отнести и к кумулятивному эффекту. Это обстоятельство представляется существенным при сопоставлении теоретических моделей с экспериментальными данными.

Основные экспериментальные данные, относящиеся к кумулятивному эффекту и ядерному скейлингу, были получены при энергии $E_a < 10$ ГэВ, и поэтому, строго говоря, обсуждение этой темы выходит за рамки настоящей монографии. Однако ввиду того интереса, который был вызван открытием отмеченных явлений, целесообразен компромисс — их краткое обсуждение.

Перечислим основные экспериментальные данные о кумулятивном эффекте [151]. В кумулятивной области, т. е. в интервале энергий пионов, превышающих кинематическую границу, которая соответствует столкновению с одним из нуклонов ядра A , существуют следующие закономерности.

1. Энергетический спектр пионов, образованных в pA -соударениях в антилабораторной системе координат (протон покоится), имеет вид

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C \exp(-T/T_c), \quad (6.54)$$

T — кинетическая энергия пиона; параметр C зависит от атомного номера A , но не зависит от T ; $T_c = \text{const}(T, A, E_a)$.

2. Параметр

$$C \sim A^n \quad (6.55)$$

показатель степени $n \sim 1$ в кумулятивной области.

3. Инвариантное сечение, нормированное на один нуклон:

$$\frac{E}{A} \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \text{const}(A). \quad (6.56)$$

При энергии $E_a > 5$ ГэВ это сечение приблизительно постоянно:

$$\frac{E}{A} \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \text{const}(E_a).$$

Данные по ядерному скейлингу имеют сходный характер [152].

1. Инвариантное сечение

$$\frac{E d^3 \sigma}{d^3 p} \sim C \exp(-T/T_c), \quad T_c \sim 60 \text{ МэВ}. \quad (6.57)$$

2. $C \sim A^{1/3} = \text{const}(E_a)$. (6.58)

Отметим, что соотношения (6.54), (6.57) имеют в определенном смысле масштабно-инвариантный характер, а именно: при изменении масштабов величин, имеющих размерность энергии (импульсов), инвариантные сечения в кумулятивной области не изменяются, хотя граница области зависит от значения первичной энергии и системы координат, в которой производится анализ.

Весьма примечателен тот факт, что оба явления наступают при относительно малых энергиях $E_a < 10$ ГэВ. Другой особенностью эффектов является относительно малое сечение процессов, происходящих в кумулятивной области. Обычно [150—152] приводятся данные, относящиеся к фиксированному углу вылета вторичных частиц. Для оценки порядка этих величин приведем относительные выходы кумулятивных пионов в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- (180^\circ) + X$ при энергии ядра ${}^{12}\text{C} \sim 8,4$ МэВ/нуклон. Относительный выход таких пионов $\sim 5\%$. Это значение — верхний предел, поскольку при углах вылета $\theta < 180^\circ$ число быстрых частиц, возникших в области фрагментации ядра, будет меньше. Такой же вывод следует также и из экспоненциальной формы дифференциальных сечений (6.54), (6.57).

Таким образом, образование кумулятивных частиц — относительно редкое явление, которое нельзя объяснить взаимодействием с одним квазисвободным нуклоном ядра (ядерный скейлинг) или фрагментацией одного нуклона (кумулятивный эффект) даже при учете ферми-импульса ядерного нуклона. Естественно общее объяснение: оба эф-