

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ, ФОТОНОВ И ЛЕПТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ

*Н. Н. Николаев*

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР, Москва

Дан обзор современного состояния ядерной физики высоких энергий. Основное внимание уделяется эффектам, связанным с ростом масштабов продольных расстояний и времен взаимодействия при высоких энергиях, и проявления составной кварковой структуры адронов в процессах множественного рождения.

A status review of interactions of high energy particles with atomic nuclei is presented. A particular emphasis is on the phenomena connected with growth of formation lengths of secondary particles and on the manifestations of the quark-gluon structure of hadrons in collisions with complex targets.

## ВВЕДЕНИЕ

Обзор посвящен ядерной физике высоких энергий — быстро развивающейся в последнее время области физики элементарных частиц. Автор обзора преследует две цели. Первая из них — изложение современного состояния физики взаимодействия адронов, фотонов и лептонов высоких энергий с атомными ядрами. Решение этой задачи традиционное. Пояснено, почему указанная область интересна и почему она интересна именно в настоящее время; что нового о механизме взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях и о структуре частиц может дать и уже дало изучение столкновений с ядрами; в каком соотношении с экспериментом находятся наши теоретические представления о взаимодействиях частиц с ядрами; каковы перспективы развития рассматриваемой области физики высоких энергий. В решении этой задачи мы тесно следуем современным представлениям о кварк-партоновой структуре адронов и мультипериферическом характере неупругих взаимодействий адронов при высоких энергиях.

В теории адрон-ядерных взаимодействий за последние годы были неоднократно «переоткрыты» многие старые, и потому основательно забытые, результаты, полученные зачастую более чет-

верти века тому назад. Автору представляется уместным вернуться к истории вопроса и напомнить читателям об этих классических работах, поэтому вторая цель, которую он преследует, — указать, по возможности полнее, на истоки современной теории адрон-ядерных и лептон-ядерных взаимодействий.

Хотя ядерные мишени широко использовались и используются в физике высоких энергий, до сравнительно недавнего времени интерес к происходящим собственно внутри ядра процессам был невелик. Ядра представляют собой протяженные мишени для вторичных частиц толщиной до нескольких длин взаимодействия. Считалось, что взаимодействия вторичных частиц внутри такой толстой мишени будут только искажать, как это и происходит в случае реальных толстых мишеней, картину фундаментального взаимодействия с одним нуклоном ядра (или одним ядром в случае реальных толстых мишеней). Такая точка зрения небезосновательна. Действительно, процессы в ядрах сходны с процессами в толстых мишенях. Интересно, однако, не это сходство, а то, что при высоких энергиях взаимодействия вторичных частиц внутри ядра становятся принципиально отличными от взаимодействий вторичных частиц в толстой мишени. Сформулируем это отличие более детально.

Физика взаимодействия адронов высоких энергий в толстых мишенях сводится к двум уравнениям:

$$w_{\text{abs}} = 1 - \exp(-\nu_{\text{abs}}) \quad (1)$$

для вероятности поглощения налетающей частицы в мишени, и к каскадному уравнению переноса:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dN_s(\epsilon, t)}{d\epsilon} \right) = -\frac{dN_s(\epsilon, t)}{dt} + \int_{\epsilon}^E d\omega \frac{dN_s(\omega, t)}{d\omega} \frac{dN_s(\omega \rightarrow \epsilon)}{d\epsilon} \quad (2)$$

для энергетического спектра  $dN_s(\epsilon, t)/d\epsilon$  вторичных частиц на глубине  $t$  от точки поглощения падающей частицы. Здесь толщина мишени  $\nu_{\text{abs}}$  и  $t$  взяты в единицах длины поглощения

$$l_{\text{abs}} = 1/\sigma_{\text{in}}\rho \quad (3)$$

и граничное условие при  $t = 0$  имеет вид

$$dN_s(\epsilon, 0)/d\epsilon = dN_s(E \rightarrow \epsilon)/d\epsilon, \quad (4)$$

где  $dN_s(E \rightarrow \epsilon)/d\epsilon$  — энергетический спектр вторичных частиц для первичной частицы с энергией  $E$ . Зависимость  $dN_s(\epsilon, t)/d\epsilon$  от  $t$  очевидная: быстрые частицы поглощаются, а множественность медленных частиц растет с увеличением  $t$  вследствие процессов каскадного размножения.

Зафиксируем  $\nu_{\text{abs}}$  и будем сжимать мишень, увеличивая ее плотность  $\rho$  вплоть до ядерной  $\rho_A$ . Уравнение (1) остается в силе

с небольшими, но принципиально важными поправками и для ядерных плотностей. Наблюдаемая на опыте зависимость ядерных спектров от толщины ядра  $v_{\text{abs}}$  качественно такая же, как и для толстых мишеней. Количественно, однако, описываемая уравнением (2) простая каскадная модель резко противоречит эксперименту уже при энергиях выше 10—20 ГэВ.

Объяснение этому простое. В (2) неявно считалось, что длины формирования  $l_f$  вторичных частиц много меньше длины поглощения  $l_{\text{abs}}$ . При высоких энергиях комптоновские длины волн  $\lambda = 1/k$  малы и, казалось бы, именно длина волны и дает естественный масштаб для  $l_f$ . Ситуация, однако, противоположна наивной классической: в рождении частиц высоких энергий  $l \sim 1/\lambda$  [1], и в случае ядер  $l_f$  для быстрых вторичных частиц оказывается много больше и  $l_{\text{abs}}$ , и радиуса ядра  $R_A$ . Недостаток толстых мишеней превращается в случае ядер в важное достоинство: характер внутриядерных взаимодействий дает уникальную информацию о пространственно-временном развитии процесса множественного рождения. Именно последнее обстоятельство и стимулировало рост интереса к неупругим взаимодействиям с ядрами при высоких энергиях.

Подобная ситуация с  $l_f > l_{\text{abs}}$  и, вообще, с ростом характерных масштабов продольных расстояний при высоких энергиях не нова. Впервые, насколько известно автору, большая длина формирования появилась в работе И. М. Франка 1942 г. [2], в которой показано, что ускоренный электрон излучает не из точки, а с отрезка  $\lambda/(1-v) \approx (E_e/m_e)^2 \lambda$  (здесь  $\lambda$  — длина волны фотона,  $v$  — скорость электрона). Влияние длин формирования на процессы тормозного излучения и рождения пар в веществе было обнаружено Тер-Микаэляном в 1952 г. [3] и Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком в 1953 г. [4] для когерентных и некогерентных процессов соответственно. Эффект Ландау—Померанчука является особенно близкой аналогией к процессам рождения частиц в ядрах.

В адронной физике роль больших продольных масштабов была отмечена впервые И. Я. Померанчуком и Е. Л. Фейнбергом в 1954 г. [5]. Они заметили, что в так называемой дифракционной генерации частиц на ядрах  $hA \rightarrow h^*A$  важны продольные расстояния  $L \approx E/(m^{*2} - m^2)$ , которые в процессе когерентной генерации на ядре превышают размеры ядра:  $L > R_A$ . Заметим, что последнее условие содержалось неявно уже в работе Е. Л. Фейнберга [6] 1941 г. (вариант этой статьи на русском языке не вышел в свет, поскольку соответствующий том «Журн. эксперим. и теорет. физ.» пропал в блокадном Ленинграде). Более новая история вопроса обсуждается подробнее ниже.

Большие продольные размеры ядер позволяют использовать их как пространственно-временной анализатор процесса рожде-

ния, как своеобразную миниатюрную сверхплотную пузырьковую камеру. Большие поперечные размеры ядер делают столкновения с ядрами чувствительными и к структуре адронов. Поясним это на примере  $dN$ - и  $dA$ -взаимодействий. В первом случае справедливо с высокой точностью импульсное приближение, т. е. быстрый дейтрон взаимодействует с нуклоном-мишенью только одним из своих нуклонов. Поэтому процессы рождения частиц в  $dN$ - и  $NN$ -столкновениях будут одинаковы, хотя нуклоны и дейтроны и отличаются своей структурой. Однако в  $dA$ -столкновениях при малых прицельных параметрах практически всегда будут поглощаться оба нуклона, т. е. появляется зависимость процесса рождения на ядре от числа составных частей налетающей частицы. Согласно современным представлениям быстрые адроны представляют собой кварк-партоновые системы, и взаимодействия с ядрами дают уникальную возможность проверить наши представления о кварк-партоновой структуре адронов. Эта возможность особо актуальна в связи с успехами квантовой хромодинамики — теории цветных кварков и глюонов, существование которых считается уже несомненным, — в применении к глубоконеупругим процессам [7] и к физике тяжелых частиц [8]. Ценна любая информация о том, как адроны составлены из кварков и глюонов и как эта составная структура адронов сказывается на их сильных взаимодействиях. Оказывается, что наиболее успешна аддитивная кварковая модель, сформулированная в 1965 г. Е. М. Левиным и Л. Л. Франкфуртом [9] и примененная к взаимодействиям с ядрами впервые В. В. Анисовичем [10].

В разд. 1 приведена сводка основных экспериментальных данных по взаимодействиям с ядрами. В разд. 2 обсуждены различные проявления роста масштабов продольных расстояний при высоких энергиях. В разд. 3 рассмотрены полные сечения и эффекты неупругой экранировки в полных сечениях и в дифракционной диссоциации, а также проблема измерения сечений взаимодействия дифракционно рожденных состояний. Разд. 4 посвящен обсуждению фоторождения и глубоконеупругого рассеяния на ядрах с критическим анализом применимости модели векторной доминантности к глубоконеупругому рассеянию.

Обсуждение процессов множественного рождения начинается с разд. 5, в котором проанализированы данные по одночастичным инклюзивным спектрам и изложены кратко основные модели взаимодействия с ядрами, предложенные в большинстве именно для описания инклюзивных спектров. Здесь же кратко обсуждена связь полных сечений с процессами рождения. Разд. 6 посвящен обсуждению корреляционных явлений во множественном рождении на ядрах. Рассмотрены корреляции между быстрыми частицами и фрагментами ядра, и зависимости от фрагментации ядра корреляций между быстрыми частицами и распределений по мно-

жественности быстрых частиц. Ряд моделей, успешно описывающих одночастичные спектры, оказываются отвергнутыми корреляционными данными. В разд. 7 обсуждаются жесткие процессы: рождение массивных лептонных пар,  $\psi$ -частиц, частиц с большими поперечными импульсами.

Детальное обсуждение всех предложенных до сих пор моделей неупругих взаимодействий с ядрами в рамках одного обзора невозможно. Изложение субъективно в том смысле, что предпочтение отдано моделям, основанным на мультипериферической картине сильных взаимодействий. Именно такие и, по-существу, только такие модели позволяют описать с единой точки зрения все основные черты столкновений адронов с ядрами. Кроме того, многие другие модели, выходящие в своих исходных предположениях далеко за рамки квантовой теории поля, оказываются просто несостоятельными в сравнении с экспериментом.

## 1. СВОДКА ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Эта сводка приводится в основном для ориентации при чтении обзора. Подробнее данные опыта обсуждаются при сопоставлении с теорией в соответствующих разделах.

1.1. Полные сечения и сечения поглощения. Для заряженных частиц обычным методом выбывания из пучка можно измерить только сечения поглощения  $\sigma_{\text{abs}}$ . Наблюдаемые сечения  $\sigma_{\text{abs}}$  неплохо описываются обобщением формулы (1) [11]:

$$\sigma_{\text{abs}}^A = \int_0^{\infty} db 2\pi b \{1 - \exp[-v_{\text{abs}}(b)]\}, \quad (5)$$

где  $b$  — прицельный параметр и

$$v_{\text{abs}}(b) = \sigma_{\text{abs}}^N \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(z, b) = \sigma_{\text{abs}}^N T(b). \quad (6)$$

При больших  $\sigma_{\text{abs}}^N$ , когда  $v_{\text{abs}}(b) \gg 1$ , (5) дает  $\sigma_{\text{abs}}^A = \pi R_A^2 \sim A^{2/3}$  (черное ядро), а при  $v_{\text{abs}}(b) \ll 1$  имеем  $\sigma_{\text{abs}}^A = A \sigma_{\text{abs}}^N$ . На опыте [12] показатель  $\alpha$  в параметризации  $\sigma_{\text{abs}}^A = \sigma_0 A^\alpha$  действительно близок к  $\alpha = 2/3$  при больших  $\sigma_{\text{abs}}^N$  (рис. 1).

Заметим, что формулу (1) можно переписать в виде

$$w = \sum_n w_n = \sum_n v^n \exp(-v)/n! \quad (7)$$

Можно интерпретировать  $w_n = v^n \exp(-v)/n!$  как вероятность  $n$ -кратного неупругого взаимодействия налетающей частицы, считая, что неупругие взаимодействия происходят без поглощения

(что, конечно, неправильно) налетающей частицы. Однако параметр  $\bar{\nu} = \langle n \rangle = (\sum_n n w_n) / w$  является очень удобной характеристикой толщины мишени для налетающей частицы. В случае ядер из (5) следует, что

$$\bar{\nu} = A \sigma_{\text{abs}}^N / \sigma_{\text{abs}}^A. \quad (8)$$

Для фотонов  $\sigma_{\text{abs}}^{\gamma N} T(b) \ll 1$ , но на опыте  $\alpha_{\gamma A} \sim 0,9$  [13]. Интерпретация: при высоких энергиях фотоны переходят вначале

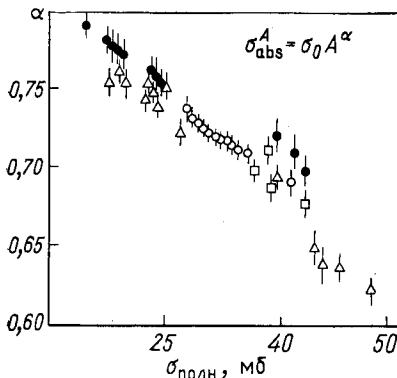


Рис. 1. Компиляция данных (В. В. Бобченко и др. [12]) по зависимости показателя  $\alpha$  в параметризации  $\sigma_{\text{abs}}^A = \sigma_0 A^\alpha$  от  $\sigma_{\text{полн}}^N$

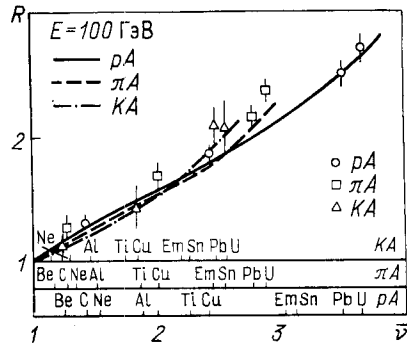


Рис. 2. Зависимость  $R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N$  от толщины ядра  $\nu$  в  $KN$ -,  $\pi N$ - и  $pN$ -взаимодействиях [16]

в адронную систему типа векторных мезонов, которые и взаимодействуют с ядром [14]. В глубоконеупругом рассеянии, т. е. для виртуальных фотонов, на опыте  $\alpha_{\gamma^* A} \sim 1$ , но наблюдаются важные систематические отклонения от единицы [15] (см. об этом ниже).

1.2. Средние множественности вторичных частиц. На ядрах средние множественности  $\langle N_s \rangle$  вторичных частиц выше, чем на свободных нуклонах. Для адронов при энергиях выше 50 ГэВ имеет место приближенная универсальная формула [16] (рис. 2):

$$R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N \approx a + b \bar{\nu}, \quad (9)$$

где  $a \approx 0,4$ ;  $b \approx (0,6 \div 0,7)$ . Для нейтрино и виртуальных фотонов (8) дает  $\bar{\nu} \equiv 1$ . Тем не менее на опыте  $R_{\gamma^* A} > 1$  [17] и  $R_{\nu A} > 1$  [18]. Данных по фоторождению на ядрах не имеется. Согласно (9) для  $pPb$ -взаимодействий  $R \approx 2,5$ . Простая каскад-

ная модель давала бы при энергиях  $\approx 100$  ГэВ в несколько раз большие значения  $R$  [19].

Заметим, что малость ядерной множественности отмечалась уже давно, после первых же экспериментов в космических лучах

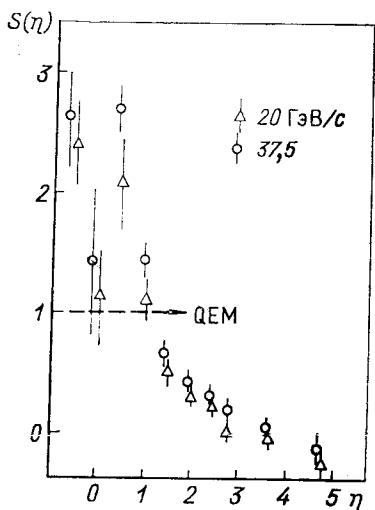


Рис. 3. Зависимость от псевдобыстроты  $\eta$  наклона  $S(\eta)$  [21].

Эквивалентной модели (QEM) отвечает (см. разд. 5.7)  $S(\eta) = 1$

в начале 50-х годов, хотя для сделанного тогда вывода [20] о противоречии каскадной модели эксперименту статистически обеспеченных данных и не имелось.

**1.3. Ядерные инклюзивные спектры.** Относительные ядерные инклюзивные спектры  $R_\eta = (dN_s/d\eta)_A / (dN_s/d\eta)_N$  показывают, какие области псевдобыстрот  $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta_\eta/2)$  (или быстрот  $y = (1/2) \ln[(\epsilon + k_z)/(\epsilon - k_z)]$ ) дают вклад во множественность на ядрах, избыточную по сравнению с множественностью на нуклонах ( $\theta_\eta$  — лабораторный угол вылета,  $\epsilon$  — энергия и  $k_z$  — продольный импульс вторичных частиц). Для первичных адронов установлено, что:

а) в области фрагментации пучка  $R_\eta < 1$  и убывает с ростом  $\bar{v}$  (см. например, рис. 3);

б) в области фрагментации ядра  $R_\eta$  растет с ростом  $\bar{v}$  по приближенному закону [21]

$$R_\eta = 1 + S(\eta)(\bar{v} - 1), \quad S(\eta) \approx (2,5 \div 3). \quad (10)$$

В этом рождении частиц на ядрах и в толстых мишенях сходны. Качественное отличие проявляется в:

в) независимости  $R_\eta$  в области фрагментации ядра от энергии [22] (рис. 4);

г) указании на появление при высоких энергиях плато в  $R_\eta$ , разделяющего область фрагментации пучка и каскадную область [22, 23] (см. рис. 4).

Количественно простая каскадная модель дает для  $\eta \approx 0$  значения  $R_\eta$  в десятки раз выше наблюдаемой на опыте [19]. Напротив, многие модели, в которых каскадами пренебрегают (см. ниже), для малых  $\eta$  предсказывают  $S(\eta) = 1$  (далее см. разд. 5.2, 5.7).

Данных по лешторожению на ядрах крайне мало, но они однозначно указывают на то, что в области больших псевдобыстр-

рот  $R_\eta \approx 1$  и что вся избыточная множественность обязана каскадной области малых  $\eta$  [17, 18] (рис. 5).

**1.4. Распределения по множественности.** Наблюдается практическая независимость от размеров ядра и энергии отношений  $D/\langle N_s \rangle$  ( $D^2 = \langle N_s^2 \rangle - \langle N_s \rangle^2$ ) [16, 21, 24] (рис. 6.7).

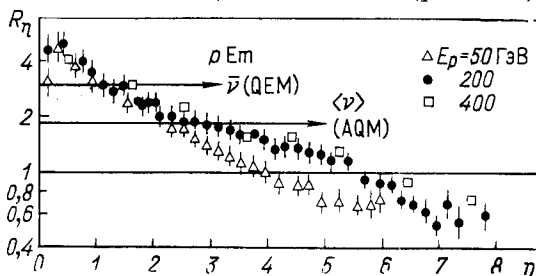


Рис. 4. Зависимость  $R_\eta$  от энергии псевдобыстроты во взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмульсии [23].

$R_\eta = \bar{\nu}$  отвечает эйкональной модели, а  $R_\eta = \langle \nu \rangle$  — высоте плато, ожидаемого в аддитивной кварковой модели [97].

**1.5. Корреляции между вторичными частицами.** Вторичные частицы со скоростями  $0,3 < v/c < 0,7$  (или в фотоэмульсиях серые следы) являются преимущественно протонами отдачи. Чем выше

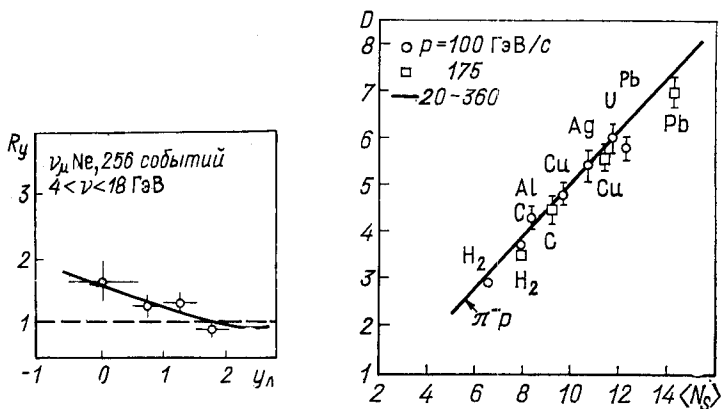


Рис. 5. Зависимость отношения спектров в  $\nu$ Ne- и  $\nu N$ -взаимодействиях от быстроты [18]

Рис. 6. Сравнение зависимости дисперсии  $D$  от  $\langle N_s \rangle$  в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-A$ -взаимодействиях [16]

их число  $N_g$ , тем выше число внутриядерных взаимодействий. На опыте зависимости  $\langle N_s \rangle_A$  и  $dN_s/d\eta$  от  $\bar{\nu}$  и  $N_g$  подобны (рис. 8). Имеется одно принципиальное отличие:  $D/\langle N_s \rangle$  от  $\bar{\nu}$  не зависит, но убывает с ростом  $N_g$  [21, 24] (см. рис. 7). С ростом  $N_g$  убывает



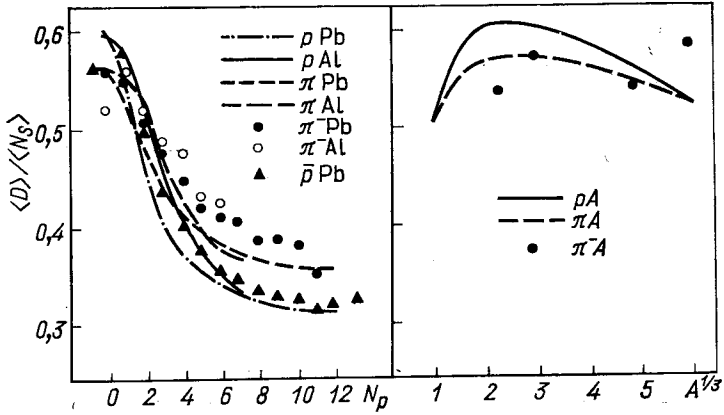


Рис. 7. Зависимости отношения Врублевского  $D/\langle N_s \rangle$  от числа серых следов  $N_p$  и атомного номера ядра  $A$  в  $\pi^-$ -Al-,  $\pi^-$ -Pb- и  $\rho$ -Pb-взаимодействиях при энергии 37,5 ГэВ [21].

Кривые — расчет по аддитивной кварковой модели [97]

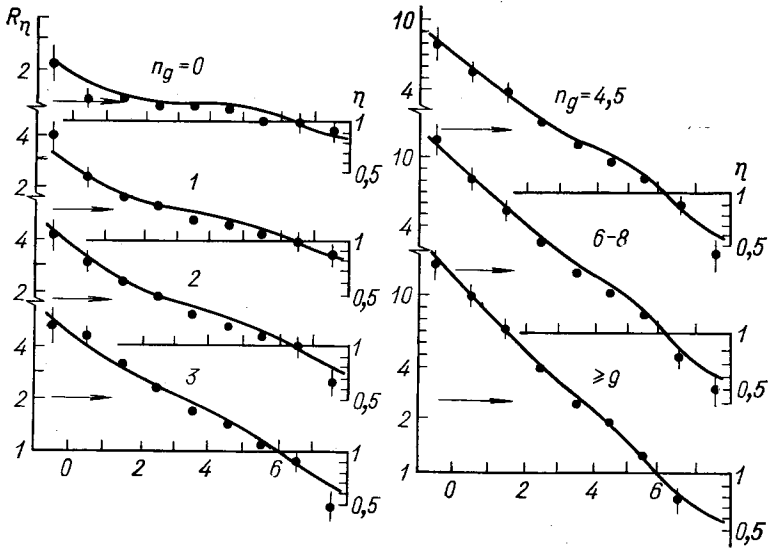


Рис. 8. Зависимость  $R_n$  от числа серых следов во взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмульсии при энергии 400 ГэВ [23].

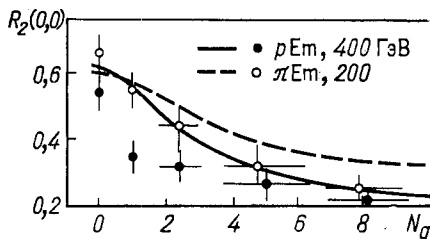
Кривые — расчет по аддитивной кварковой модели [97]. Стрелки указывают высоту плато, ожидаемую в кварковой модели

также и двухчастичная корреляционная функция  $R_2(\eta_1, \eta_2) = (d^2N_s/d\eta_1 d\eta_2) / ((dN_s/d\eta_1)(dN_s/d\eta_2)) - 1$  в центральной области [24, 25] (рис. 9).

Большинство из перечисленных выше общих свойств рождения частиц на ядрах были замечены в экспериментах с космическим излучением. Подробный обзор этих данных дан Е. Л. Фейнбергом [26]. Специфические проблемы указанных экспериментов — малая статистика, неопределенности в энергии первичной частицы,

Рис. 9. Зависимость корреляции быстрот в пионизационной области  $R_2^A(0, 0)$  от числа серых следов  $N_g$  во взаимодействиях пионов и протонов с ядрами фотоэмульсии [24, 25].

Кривые — расчет по аддитивной кварковой модели



отсутствие идентификации первичной частицы — были причиной отсутствия должного доверия к их результатам. Нельзя не подчеркнуть, однако, что из анализа этих данных уже давно делались выводы, остающиеся в общих чертах в силе и сегодня. Рекомендуем обратиться к обзорным статьям [20, 26, 27] и сравнить их выводы с выводами данного обзора.

## 2. МАСШТАБЫ ВРЕМЕН И ПРОДОЛЬНЫХ РАССТОЯНИЙ И ДЛИНЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

2.1. Эффект Ландау — Померанчука [4]. Изучение мягких фотонов описывается классическим уравнением

$$\frac{dn}{d^3k} \approx \left| \int [d\mathbf{r}\mathbf{n}] \exp \{i\omega [t - \mathbf{n}\mathbf{r}(t)]\} \right|^2, \quad (11)$$

где  $\omega$  — частота фотона;  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/\omega$ , интегрирование ведется вдоль классической траектории электрона. Для двукратного рассеяния  $\mathbf{v}_1 \rightarrow \mathbf{v}_2 \rightarrow \mathbf{v}_3$  имеем

$$\begin{aligned} \frac{dn}{d^3k} \sim \frac{1}{\omega^2} & \left[ \left[ \frac{[\mathbf{v}_1\mathbf{n}]}{1-\mathbf{v}_1\mathbf{n}} - \frac{[\mathbf{v}_2\mathbf{n}]}{1-\mathbf{v}_2\mathbf{n}} \right] + \right. \\ & \left. + \left[ \frac{[\mathbf{v}_2\mathbf{n}]}{1-\mathbf{v}_2\mathbf{n}} - \frac{[\mathbf{v}_3\mathbf{n}]}{1-\mathbf{v}_3\mathbf{n}} \right] \exp(i l_{12}/l_f) \right]^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $v_i$  — скорость электрона, и введена длина формирования

$$l_f = 1/\omega(1 - \mathbf{n}\mathbf{v}_2). \quad (13)$$

Если расстояние  $l_{12}$  между точками рассеяния велико,  $l_{12} \gg l_f$ , то усреднение по  $l_{12}$  в аморфной среде приводит к классической

картине сложения интенсивностей (члены в квадратных скобках в (12) есть амплитуды излучения на отдельных центрах). Но при  $l_2 \ll l_1$  в (12) остается излучение только начальным и конечным электронами, а излучение промежуточным электроном не успевает сформироваться на расстояниях, много меньших  $l_1$ . Можно сказать, следуя Е. Л. Фейнбергу, что после первого рассеяния электрон «страхивает» свое поле и пока это поле не восстановлено, рассеяние во внешнем поле происходит без излучения [28, 29]. Эта интерпретация имеет глубокую аналогию в адронных процессах. Изыщное точное решение проблемы Ландау — Померанчука дано А. Б. Мигдалом [30], а физически очень прозрачное обсуждение эффекта можно найти в работе В. М. Галицкого и И. И. Гуревича [31].

Формула (13) имеет радикальные следствия для, например, переходного излучения. В практически интересных случаях в оптическом диапазоне  $l_1$  имеет порядок размеров лабораторий, и усилить слабую интенсивность излучения увеличением числа радиаторов невозможно [32].

**2.2. Масштабы продольных расстояний в сильных взаимодействиях. Метод Грибова — Иоффе — Померанчука.** Проведенный Е. Л. Фейнбергом [28, 29] анализ показывает, что аналог эффекта Ландау — Померанчука может иметь место и в сильных взаимодействиях. Тем не менее апелляция к электродинамике не строга. Более строгий подход был предложен В. Н. Грибовым, Б. Л. Иоффе и И. Я. Померанчуком в 1965 г. [33].

Абсорбционную часть амплитуды адрон-адронного рассеяния  $k + p \rightarrow k + p$  можно записать через коммутатор токов:

$$\text{Abs } F(s, 0) = \frac{1}{2} \int d^4x \times \exp(ikx) \langle p | [J(x), J(0)] | p \rangle. \quad [14]$$

Рассмотрим (14) как функцию  $k^2$ . При высоких энергиях

$$kx = \varepsilon(t - z) + (k^2/2\varepsilon)z. \quad (15)$$

В (14) 4-вектор  $x$  можно интерпретировать как разность между точками поглощения падающей частицы и рождения рассеянной частицы. Зависимость  $F(s, 0)$  от  $k^2$  означала бы, что в упругом рассеянии существенны растущие с ростом энергии продольные расстояния:

$$\Delta z \sim \varepsilon/m^2. \quad (16)$$

В рассеянии адронов внешние массы фиксированы. Использовать для контроля зависимости от  $k^2$  амплитуды  $F(s, 0)$  сход с массовой поверхности при тормозном излучении, как было предложено первоначально в [33], оказывается невозможным. Первое строгое доказательство пропорциональности продольных расстояний энергии было дано Б. Л. Иоффе [34] для глубоконеупругого рассеяния, где квадрат массы фотона  $Q^2$  можно менять. В этом случае из

скейлингового поведения полного сечения следует

$$\Delta z \sim \varepsilon/Q^2. \tag{17}$$

**2.3. Кратные упругие перерасеяния в мультипериферическом подходе.** Мультипериферическая модель (МПМ) основана на мотивированной экспериментом гипотезе убывания адронных амплитуд при сходе с массовой поверхности. Естественно (см. разд. 2.2), что в МПМ возникают большие продольные расстояния. В простейшем варианте МПМ упругое рассеяние описывается

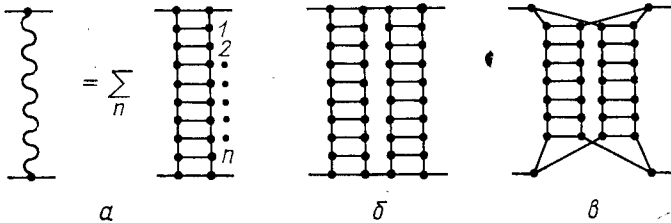


Рис. 10. Мультипериферические диаграммы для полюсной амплитуды упругого рассеяния (а), планарная амплитуда двукратного рассеяния (б) и мандельштамовская непланарная амплитуда двукратного рассеяния (в)

диаграммой рис. 10, а. Время взаимодействия с мишенью мало:  $\Delta t \sim 1/\mu$ . Поэтому указанную диаграмму можно интерпретировать и следующим образом. Налетающий адрон, распадаясь последовательно, образует партонную флуктуацию\* и с мишенью взаимодействует медленный партон флуктуации. Время, за которое возможен распад, определяется принципом неопределенности:  $\tau \sim 1/\Delta E$ . Для релятивистских частиц при переходе  $1 \rightarrow 2 + 3$ :

$$\Delta E \sim (m^2 + \mathbf{k}_\perp^2)/E, \tag{18}$$

что и дает  $\tau \sim E$ .

Наряду с однократным возможно двукратное рассеяние. Очевидно, что в пределе  $E \rightarrow \infty$  планарная диаграмма рис. 10, б дает исчезающий вклад, поскольку образование за время  $\Delta t \sim 1/\mu$  двух последовательных флуктуаций со временами жизни  $\tau \sim E/\mu^2$  невозможно\*\*. Возможны, однако, две параллельные флуктуации, приводящие уже к непланарной диаграмме рис. 10, в. В пределе высоких энергий адрон можно представлять вообще как суперпозицию партонных лесенок, вводя представление о партон-

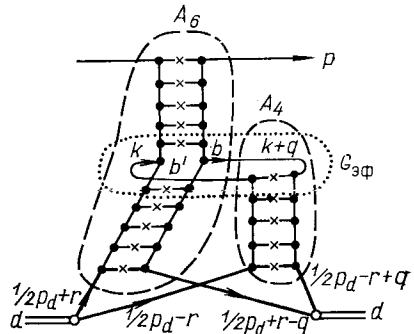
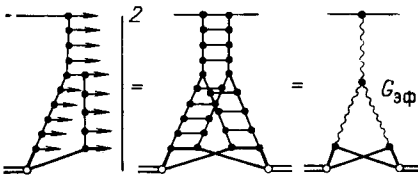
\* Уместно напомнить известный метод Вайцекера — Вильямса в электродинамике: эквивалентные фотоны суть партоны.

\*\* Этот результат принадлежит Мандельштаму [35], а его обсуждение на пространственно-временном языке дано В. Н. Грибовым [36] и А. А. Ансельмом [37].

ной волновой функции [36, 38]. Важно то, что адрон превращается в партонную флуктуацию не только в преддверии взаимодействия с мишенью (вероятность такого угадывания нужного момента времени обращалась бы с ростом энергии в нуль), а медленные партоны присутствуют в адроне, сменяя друг друга за времена  $\sim 1/\mu$  с вероятностью, близкой к единице [36, 37]. Детальное обсуждение этого вопроса, недостаточно широко освещенного в литературе, если не считать превосходных лекций В. Н. Грибова [36] и А. А. Ансельма [37] и недавних работ В. М. Левина и М. Г. Рыскина [39], Грассбергера [40, 41] и Б. З. Копелиовича и др. [42], увело бы нас слишком далеко в сторону. Поясним только, что

Рис. 11. Диаграмма неупругого взаимодействия на дейтоне с перерассеянием и ее трехмерное представление

Рис. 12. Диаграмма для сечения неупругого взаимодействия на дейтоне с перерассеянием и ее представление через сечение рождения и рассеяния вторичных частиц



можно строго убедиться в том, что образование флуктуаций происходит действительно перед мишенью.

Введем в фейнмановскую диаграмму рис. 10, в, рассматриваемую в л. с., упорядочение по времени:

$$\theta(t_1 - t_2) = \frac{i^l}{2\pi} \int \frac{d\omega}{\omega + i0} \exp[-i\omega(t_1 - t_2)], \quad (19)$$

добавляя в диаграмму шпурин [43], по энергии  $\omega$  которого надо провести интегрирование. Несложный, но довольно длинный анализ структуры особенностей показывает, что при упорядочении времен  $t_B > t_A$  диаграмма рис. 10, в дает исчезающий вклад [44]. При этом существенно используется факт убывания амплитуд при сходе с массовой поверхности. В работах [45, 46] последнее условие было упущено и был сделан прямо противоположный (и ошибочный) вывод об отсутствии временного упорядочения в мандельштамовской непланарной диаграмме.

**2.4. Временные масштабы в процессах рождения. Взаимодействие вторичных частиц, рожденных на одном нуклоне дейтона.**

со вторым нуклоном описывается диаграммой рис. 11. Полное сечение процесса с перерассеянием дается диаграммой, которая формально похожа на трехпомеронную диаграмму с некоторой эффективной константой  $G_{\text{эф}}$ . Если  $G_{\text{эф}}$  совпадает с обычной трехпомеронной константой  $G_{ppp}$ , которая мала, то вклад диаграммы рис. 11 пренебрежимо мал. Однако в  $G_{ppp}$  частицы находятся далеко от массовой поверхности. В задаче рассеяния на разнесенных мишенях частица  $b$  на рис. 12 почти реальная; точнее, или  $b$  или  $b'$  находится просто на массовой поверхности, а функция Грина второй частицы равна  $1/2(\mathbf{k}\mathbf{q})$ , где  $\mathbf{q}$  — относительный импульс нуклонов в дейтоне. При  $|\mathbf{k}\mathbf{q}| < \mu^2$  амплитуда  $A_6$  превращается в амплитуду, входящую в оптическую теорему Канчели — Мюллера для инклюзивного спектра частицы  $b$ . Используя технику В. Н. Грибова [47], для сечения с перерассеянием нетрудно получить результат [48]

$$\sigma_{RE} = \int d^3\mathbf{k} \frac{d\sigma_b}{d^3\mathbf{k}} \sigma_{\text{abs}}^{bN} \int \frac{d^3\mathbf{q} \rho_D(\mathbf{q}^2)}{(2\pi)^3 (q_z + i\epsilon)}, \quad (20)$$

где область интегрирования ограничена требованием близости промежуточных частиц к массовой поверхности  $|k_z q_z| < \mu^2$ ;  $\rho_D(\mathbf{q}^2)$  — форм-фактор дейтона. В координатном представлении (20) приобретает вид

$$\sigma_{RE} \approx \sigma_{\text{abs}}^{hd} \int d\epsilon (dn_b/d\epsilon) \sigma_{\text{abs}}^{bN} \int dr |\psi_d(r)|^2 \theta(r - \epsilon/\mu_0^2). \quad (21)$$

В (20) и (21) не требуется вообще никакая информация о реджевской структуре сечения рождения частицы  $b$  на нуклонах и сечения  $bN$ -взаимодействия. В (21) входят непосредственно измеряемые величины, а сама формула (21) имеет простой вероятностный смысл: для вторичных частиц с длиной формирования

$$l_f \approx \epsilon/\mu_0^2 < R_d, \quad (22)$$

неупругое взаимодействие со вторым] нуклоном имеет простую геометрическую вероятность

$$w_{RE} \approx \sigma_{\text{abs}}^{bN} (1/4\pi) \langle 1/r_d^2 \rangle, \quad (23)$$

а для частиц с  $l_f > R_d$  вероятность перерассеяния пренебрежимо мала.  $\theta$ -Функцию в (21) не следует понимать буквально, она лишь передает характер перехода между областями  $l_f(\epsilon) \leq R_d$ . Точный вид обрезания несуществен.

Итак, удачным образом возникает простая картина перерассеяний вторичных частиц, сформулированная в 1973 г. О. В. Канчели [1] (см. также более раннюю работу О. В. Канчели и С. Г. Матиняна [49]): вторичные адроны с энергией  $\epsilon$  имеют длины формирования  $l_f(\epsilon) \approx \epsilon/\mu_0^2$ ; на расстояниях, больших  $l_f(\epsilon)$ , движение частиц можно считать классическим (доказательство этого утверж-

дения на языке волновых пакетов было дано недавно также Готфридом и Лоу [50]), т. е. применимо вероятностное рассмотрение; вкладом областей внутри зоны формирования, в которой важна уже детальная структура амплитуд и интерференционные явления, можно пренебречь; один из вкладов этой области, отвечающий трехреджеонной диаграмме, можно рассчитать, но он дает малый вклад в сечение, который при всех реальных энергиях можно не учитывать, хотя этот вклад и будет доминирующим при сверхрелятивистических энергиях порядка массы Вселенной. Согласно приведенному выше выводу,  $\mu_0^2$  определяется скоростью убывания амплитуд при сходе с массовой поверхности или, что то же самое, средним квадратом поперечной массы так называемых прямых вторичных частиц. Естественный масштаб:  $\mu_0^2 \approx \mu_p^2$

**2.5. Длины формирования на языке партонной модели.** Формулу (13) можно переписать следующим образом:

$$l_f \approx (E_e/m_e) (1/\omega_0), \quad (24)$$

где  $\omega_0$  — частота фотона в системе покоя излучающего электрона, т. е. большое  $l_f$  отвечает просто лоренцевому растяжению времени  $T \approx 1/\omega_0$  излучения фотона медленным электроном. Аналогично (22) отвечает лоренц-преобразованному соотношению Юкавы для адронов:  $T \sim 1/\mu$ .

Рассмотрим эволюцию партонной флуктуации после неупругого взаимодействия с мишенью. Сталкивающийся с мишенью медленный партон, по определению эквивалентный медленному адрону, выбывает из флуктуации, вызывая переход в адрон (адронизацию) и выбывание из флуктуации за время  $\sim \epsilon_2/\mu_0^2$  следующего по скорости партона. Тем самым запускается адронизация следующего партона, происходящая за время  $\sim \epsilon_3/\mu_0^2$  и т. д. Возбуждение передается по шкале быстрот вверх до адронизации наиболее быстрого партона флуктуации. Этим процесс формирования конечного состояния завершается. В любой системе отсчета первыми образуются медленные вторичные частицы, а уже затем быстрые в порядке возрастания энергии. Подобная картина неупругого взаимодействия обсуждалась неоднократно также Бьеркеном [51].

**2.6. Коллективные взаимодействия вторичных частиц.** Если вторичные частицы рождаются из точки, то частицы с импульсом  $k$  выделялись бы из пучка на расстояние  $\Delta b \sim 1/\mu_\pi$  в плоскости прицельных параметров и их имело бы смысл рассматривать как отдельные частицы только на расстоянии:

$$L \approx (k/\langle k_\perp \rangle) (1/\mu_\pi), \quad (24')$$

а пучок более быстрых частиц подобен скорее одной коллективной частице. При этом уменьшается число вторичных взаимодействий. Такое рассмотрение было предложено В. С. Барашенковым и др.

[52] для улучшения согласия простой каскадной модели с опытом, которую удается таким образом распространить на область энергий в несколько десятков гигаэлектронвольт.

С точки зрения мультипериферической модели представление о рождении частиц из одной точки неверно: партоны в партонной флуктуации и рождающиеся адроны распределены в плоскости прицельных параметров по закону случайного блуждания с постоянным средним расстоянием между соседними частицами, так что все вторичные частицы рождаются уже разнесенными по прицельным параметрам [36, 37].

**2.7. Влияние ядерной среды на длины формирования.** Поглощение привело бы в (11) к члену вида  $-\gamma t$  в экспоненте в подынтегральном выражении. При  $\omega(1 - \nu v) < \gamma$  рост длин формирования прекратился бы. В случае адронов, как видно из обсуждения в разд. 2.4, этого не происходит: вновь рождающийся адрон не взаимодействует, пока он не сформировался. В серии работ Биалковского, Чиу и Тоу постулируется уменьшение длины формирования пропорционально количеству ядерного вещества, пройденному вторичной частицей [53]:

$$1/l_f(\epsilon) = 1/\gamma l_0 + \lambda \rho_A l_f(\epsilon). \quad (25)$$

Это допущение является произвольным, и не имеет теоретико-полевого обоснования.

### 3. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

**3.1. Поглощение, упругое рассеяние и дифракционная диссоциация.** Для налетающей на черное ядро элементарной частицы есть два процесса: полное поглощение при прицельных параметрах  $b \leq R_A$  и обусловленное этим поглощением дифракционное упругое рассеяние. Для составной частицы (дейтона) сечение поглощения начинает зависеть от межнуклонного расстояния  $b_d$  в плоскости прицельных параметров:

$$\sigma_{\text{abs}} = \pi (R_A + b_d)^2 \quad (26)$$

и в прошедшей волне  $|f\rangle$  доля состояний с малыми  $b_d$  выше, чем в дейтоне. После разложения по системе собственных функций

$$|f\rangle = C_d |d\rangle + \sum_i C_i |i\rangle \quad (27)$$

мы получаем состояния континуума  $|i\rangle$ , т. е. кроме упругого рассеяния возникает принципиально новый процесс: дифракционная диссоциация [5,54]:

$$dA \rightarrow (np) A. \quad (28)$$



Ядро остается в основном состоянии и процесс когерентен, если  $q_L = (m_{np}^2 - m_a^2)/2E$  мало:  $q_L R_A < 1$ . Это означает, что характерные продольные расстояния велики [5,54]:

$$L \approx 1/q_L > R_A. \quad (29)$$

**3.2. Метод собственных состояний и глауберовский формализм.** Дейтон есть диагональное состояние в спектре масс, но не оператора рассеяния. Диагональными или собственными состояниями рассеяния являются состояния, которые только поглощаются и рассеиваются упруго. В случае дейтона нет особой нужды в специальном введении собственных функций оператора рассеяния, хотя это и нетрудно сделать [54]. В случае адронов система собственных функций неизвестна, поскольку нет теории сильных взаимодействий, но сам формализм собственных состояний оказывается очень полезным.

Итак, пусть для вектора состояния  $|A\rangle$  падающей частицы имеется разложение по системе собственных функций оператора рассеяния:

$$|A\rangle = \sum_i C_i |i\rangle. \quad (30)$$

Подобное разложение имеет смысл постольку, поскольку времена жизни партоновых флуктуаций, которые будут отождествлены ниже с собственными состояниями, велики по сравнению с временем взаимодействия с мишенью (см. разд. 2.3).

При фиксированном прицельном параметре для матричного элемента  $T$ -матрицы имеем

$$\langle A | \text{Im } T | A \rangle = \sum_i |C_i|^2 t_i = \langle t \rangle. \quad (31)$$

Дифракционной диссоциации отвечает компонента

$$|D\rangle = \text{Im } T |A\rangle - \langle t | A \rangle \quad (32)$$

конечного состояния. Это дает

$$\frac{d\sigma_D}{d^2b} = \langle D | D \rangle = \sum_i |C_i|^2 t_i^2 - \langle t \rangle^2 = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2. \quad (33)$$

Здесь мы следовали недавней работе [55], хотя формулировка этого формализма содержится, по существу, уже в работах [5, 54, 56].

Обобщение на случай ядер элементарно. При малых длинах волны справедливо квазиклассическое рассмотрение, и для вероятности прохождения собственного состояния сквозь ядро без взаимодействия имеем

$$P = \exp[-\sigma_{\text{полн}} T(b)] = \exp[-v(b)]. \quad (34)$$

Для перехода к квантовой теории рассеяния отождествим  $P$  с  $|S(b)|^2$  и, считая амплитуды рассеяния чисто мнимыми, получаем:

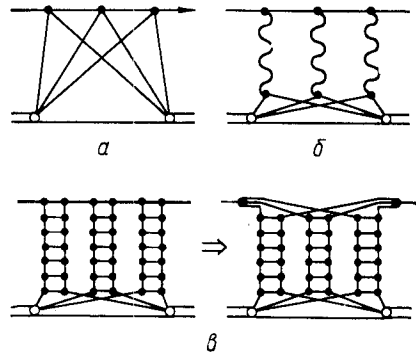
$$S(b) = \sqrt{P} = \exp[-\nu(b)/2], \quad (35)$$

т. е. [57]

$$\sigma_{\text{полн}}^A = 2 \int_0^{\infty} db 2\pi b \{1 - \langle \exp[-\nu(b)/2] \rangle\}. \quad (36)$$

Заметим, что (35) совпадает с  $S(b)$ , даваемым известным глауберовским формализмом [58]. Как соотносятся два подхода?

Рис. 13. Диаграммы многократного рассеяния Грибова для амплитуды упругого рассеяния на ядре (а), отвечающие им планарные амплитуды  $m$ -померонного обмена (б), и предполагаемая эквивалентность между планарными эйковальными диаграммами и непланарными диаграммами  $m$ -кратного рассеяния на ядре



Они тождественно совпадают. В пределе  $A \gg 1$  глауберовский подход эквивалентен оптической модели с потенциалом [59]

$$V(\mathbf{r}) = -4\pi f(0) \rho_A(\mathbf{r}). \quad (37)$$

При наличии дифракционной диссоциации  $f(0)$  следует заменить матрицей  $f_{ik}(0)$  амплитуд дифракционных процессов и решать уравнение [60]

$$(\nabla^2 + \mathbf{k}_i^2) |i, \mathbf{r}\rangle = - \sum_k 4\pi f_{ik}(0) \rho_A(\mathbf{r}) |k, \mathbf{r}\rangle. \quad (38)$$

При выполнении условия (29), т. е. в пределе  $|k_i - k_j| R_A \ll 1$ , собственными состояниями рассеяния являются состояния, диагонализующие матрицу  $f_{ik}(0)$ .

Еще один способ вывода глауберовского формализма — просуммировать, как это было сделано Грибовым [47], все диаграммы многократного рассеяния рис. 13. Формула (36) отвечает точному суммированию всех подобных диаграмм с учетом всех промежуточных состояний  $h^*$ .

3.3. Неупругая экранировка в полных сечениях. Простая оптическая модель дает

$$\sigma_{\text{полн}}^A = 2 \int_0^{\infty} db 2\pi b \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_{\text{полн}}^N T(b) \right] \right\}. \quad (39)$$

В методе собственных состояний  $\sigma_{\text{полн}}^N T(b) = \langle v(b) \rangle$ . Поскольку  $\langle \exp[-v(b)/2] \rangle \geq \exp[-\langle v(b) \rangle/2]$ , (40)

то дифракционная диссоциация уменьшает полные ядерные сечения по сравнению с ожидаемыми по простой оптической модели.

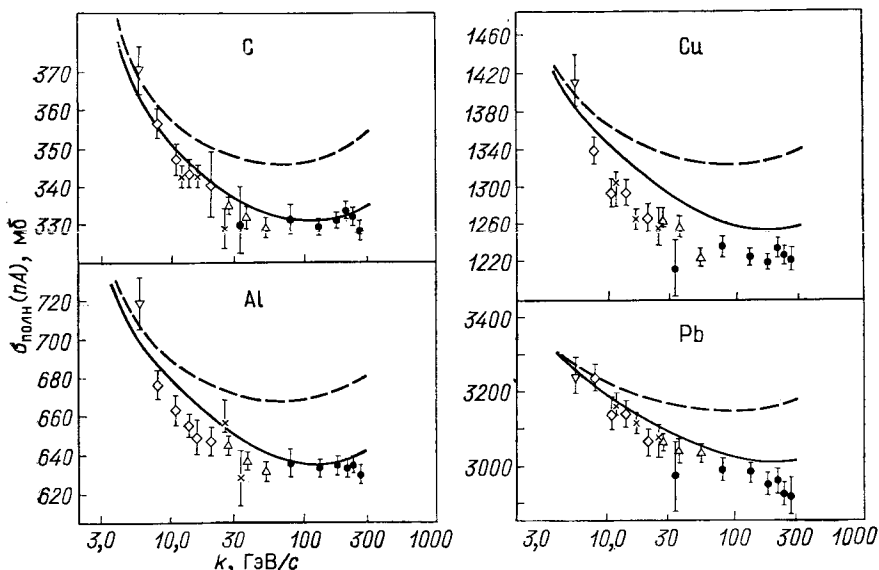


Рис. 14. Зависимость от энергии и атомного номера ядра полного сечения  $nA$ -взаимодействия [61]:

— — — расчет по простой модели Глаубера; — — — расчет с учетом поправки Карманова — Кондратюка

Это уменьшение  $\sigma_{\text{полн}}^A$  однозначно подтверждается экспериментальными данными по полным сечениям  $nA$  [61] и  $K_L A$  [62] рассеяния (рис. 14 и 15).

Для оценки вклада дифракционной диссоциации (неупругой экранировки) в  $\sigma_{\text{полн}}^A$  обычно пользуются формулой Карманова — Кондратюка [63]:

$$\Delta\sigma = -4\pi \int db 2\pi b (d\sigma_D/dt)_{t=0} T^2(b) \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_{\text{полн}}^N T(b) \right] \quad (41)$$

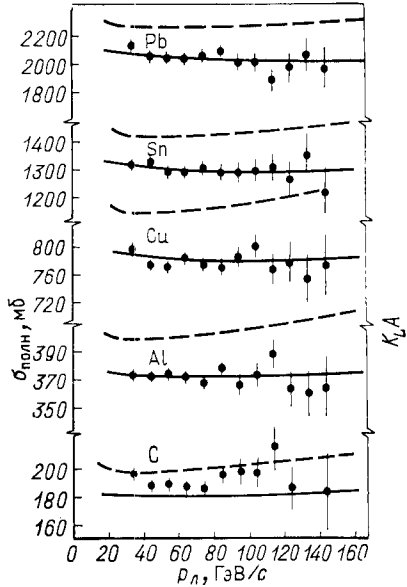
Здесь  $(d\sigma_D/dt)_{t=0}$  — полное дифференциальное сечение всех дифракционных процессов при  $t = 0$ . При выводе (41) учитывались только переходы  $h \rightarrow h^* \rightarrow h$ . Это вполне разумное приближение, так как  $|f_{hh^*}| \ll |f_{hh}|$ . Однако второе приближение

$$f_{h^*h^*} = f_{hh} \quad (42)$$

непоследовательно, поскольку дифракционная диссоциация обусловлена флуктуациями сечения. Несмотря на это формула Карманова — Кондратюка неплохо выполняется на опыте (см. рис. 14, 15).

Рис. 15. Зависимость от энергии и атомного номера ядра полного сечения  $K_{LA}$ -взаимодействия [62]:

— — — расчет по простой модели Глаубера; — — — расчет с учетом неупругой поправки в модели с пассивными состояниями кварков [78]



Объясняется это следующим [64]. Согласно (36) и (40)  $\Delta\sigma$  можно записать в виде

$$\Delta\sigma = -4\pi \int_0^\infty db b \{ \langle \exp[-\nu(b)/2] \rangle - \exp[-\langle \nu(b) \rangle / 2] \}. \quad (43)$$

Разложение в ряд дает

$$\begin{aligned} & \langle \exp[-\nu(b)/2] \rangle - \exp[-\langle \nu(b) \rangle / 2] \approx \\ & \approx (1/8) \exp[-\langle \nu(b) \rangle / 2] (\langle \nu(b)^2 \rangle - \langle \nu(b) \rangle^2). \end{aligned} \quad (44)$$

Сравнивая (44) с (43) и учитывая, что  $\langle \nu(b) \rangle = \sigma_{\text{полн}}^N T(b)$ , приходим к формуле (43).

Флуктуации сечений  $\sigma_i$  порядка самих сечений. При малых прицельных параметрах с  $\nu(b)$  больше единицы и разложение (44) незаконно. Но вклад этой области в неупругую экранировку подавлен экспоненциальным множителем  $\exp[-\nu(b)/2]$ . Поэтому плохое приближение (42) приводит к удовлетворительной количественной оценке (41).

В двухканальном приближении с  $f_{11} = f_{22}$  из (38) следует, что

$$f_{a,b} = f_{11} \pm f_{12}, \quad (45)$$

т. е. для одного из собственных состояний  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$  сечение мало. В многоканальной задаче оно может вообще оказаться равным нулю. Если учесть аналогию между партонной моделью и методом Вайцзекера — Вильямса, то не содержащее медленных партонов пассивное состояние вполне естественно. Грассбергер заметил, что в теориях с растущими полными сечениями вес  $P = |C_0|^2$  пассивного состояния растет при увеличении энергии, приближаясь к асимптотическому значению снизу [41].

На опыте  $\sigma_{\text{полн}}(nN)$  и  $\sigma_{\text{полн}}(K_L N)$  растут при увеличении энергии, что приводит к росту и  $\sigma_{\text{полн}}^A$  для легких ядер. Для тяжелых ядер ситуация иная. Для черного ядра из (36) следует, что [57]

$$\sigma_{\text{полн}}^A = (1 - P) 2\pi R_A^2, \quad (46)$$

т. е. ожидается уже *убывание*  $\sigma_{\text{полн}}^A$  с ростом энергии. Заметим, что (46) отвечает неубывающей с ростом  $R_A$  относительной неупругой поправке:

$$\Delta\sigma/\sigma_{\text{полн}}^A \approx P, \quad (47)$$

в то время как поправка Карманова — Кондратиюка (41) для тяжелых ядер убывает из-за множителя  $\exp[-\sigma_{\text{полн}}^N T(b)/2]$  в подынтегральном выражении. Это различие между (41) и (47) естественно, поскольку при наличии пассивного состояния для тяжелых ядер разложение (44) неприменимо.

Приведенные на рис. 16 и 17 данные по  $\sigma_{\text{полн}}(nA)$  и  $\sigma_{\text{полн}}(K_L A)$  подтверждают такую смену энергетической зависимости ядерных сечений при переходе от легких к тяжелым ядрам. Данные по нейтронным сечениям указывают также и на то, что

(41) занижает неупругую поправку и что на опыте  $\Delta\sigma$  с увеличением энергии растет быстрее, чем это следует из (41). Возможно, в этом проявляется пассивное состояние. Было бы очень важно продолжить прецизионное измерение нейтронных сечений в область энергий Тэватрона.

При выводе (36) и (41) все дифракционные амплитуды считались чисто мнимыми, что справедливо при  $S \rightarrow \infty$  для возбуждения любой конечной массы  $M$ , поскольку вклады невакуумных

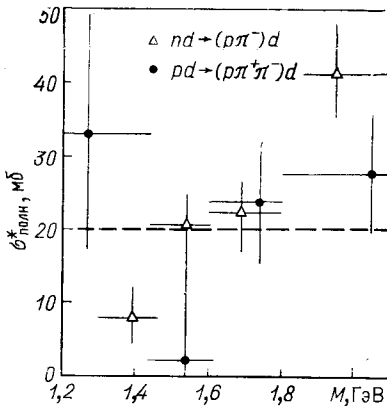


Рис. 16. Сечения  $(p\pi^-)N$ - и  $(p\pi^+\pi^-)N$ -взаимодействия, полученные глауберским анализом дифракционной диссоциации на дейтонах [67]

обменов вымирают. Это не так в рождении больших ( $M^2/s \approx \text{const}$ ) масс. В неупругую экранировку дают вклад массы  $M^2/s \ll 1/R_{AmN}$ . Как было замечено впервые В. В. Анисовичем и др. [65], рождение больших масс в результате ряда невакуумных обменов дает антиэкранировочный вклад в  $\Delta\sigma$ , относительная

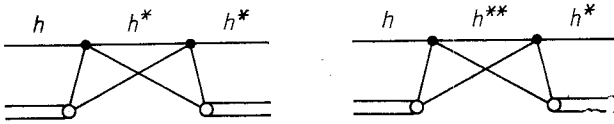


Рис. 17. Диагональные и недиагональные экранировки в дифракционной диссоциации на дейтонах

величина которого не убывает при  $S \rightarrow \infty$ . Количественно в полном сечении рассеяния на дейтонах антиэкранировочный вклад порядка 10% неупругой поправки [65]. Вопрос об их вкладе в полные ядерные сечения остается открытым.

**3.4. Дифракционная диссоциация на ядрах и сечения взаимодействия нестабильных частиц.** В двухканальном приближении из (48) следует

$$t_{12}^A(\mathbf{b}) = \frac{2f_{12}^N(0)}{\sigma_2^* - \sigma_1} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_1 T(\mathbf{b})\right] - \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_2^* T(\mathbf{b})\right] \right\}, \quad (48)$$

и по дифракционной диссоциации на ядрах можно было бы определить сечения  $\sigma_2^*$  взаимодействия дифракционно рожденных систем с нуклонами. Это стимулировало множество экспериментов по изучению дифракционной диссоциации на ядрах. Результаты оказались обескураживающими: на опыте  $\sigma_2^*$  для многочастичных систем получается меньше или порядка  $\sigma_{NN}$ , или  $\sigma_{\pi N}$  вместо наивно ожидаемой суммы сечений по всем частицам системы [66]. Пример недавнего определения  $\sigma_2^*$  для  $N\pi$ - и  $N\pi\pi$ -систем по дифракционной диссоциации нуклонов на дейтонах [67] приведен на рис. 18.

Различные интерпретации этого явления сводятся так или иначе к тому, что двухканальное приближение (48) неприменимо. Поясним это на следующем простом примере [68]. Пусть собственные состояния рассеяния  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  имеют сечения взаимодействия  $\sigma_1 = \sigma_0$ ,  $\sigma_2 = 2\sigma_0$  и  $\sigma_3 = 3\sigma_0$  и пусть физические состояния, называемые условно  $|\pi\rangle$ ,  $|3\pi\rangle$  и  $|5\pi\rangle$ , связаны с собственными состояниями разложением:

$$\left. \begin{aligned} |\pi\rangle &= (1/2)|1\rangle + (1/\sqrt{2})|2\rangle + (1/2)|3\rangle; \\ |3\pi\rangle &= -(1/2)|1\rangle + (1/\sqrt{2})|2\rangle - (1/2)|3\rangle; \\ |5\pi\rangle &= -(1/\sqrt{2})|1\rangle + (1/\sqrt{2})|3\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Согласно (49)

$$\sigma_{\pi N} = \sigma_{(3\pi)N} = 2\sigma_0; \quad \sigma_{(5\pi)N} = (5/2)\sigma_0 \quad (50)$$

и для амплитуд дифракционной диссоциации получаем выражения:

$$\left. \begin{aligned} t_{\pi \rightarrow 3\pi}^A &\sim \exp[-\sigma_0 T(b)] - \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_0 T(b)\right] - \\ &- \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{3}{2}\sigma_0 T(b)\right]; \\ t_{\pi \rightarrow 5\pi}^A &\sim \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_0 T(b)\right] - \exp\left[-\frac{3}{2}\sigma_0 T(b)\right], \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

не имеющие ничего общего с даваемыми уравнением (48) с сечениями (50). Особенно примечательна формула (51) для  $t_{\pi \rightarrow 5\pi}^A$ . Она отвечает, на языке формулы (48), распространению в ядре

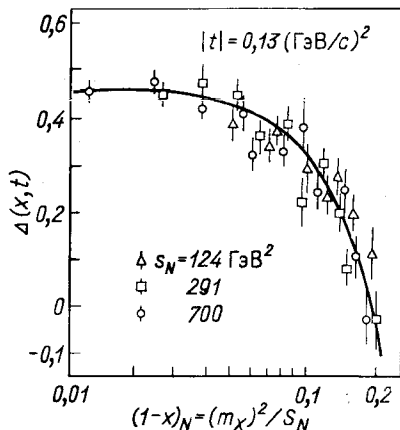


Рис. 18. Зависимость от массы  $m_X$  рожденной системы экранировочной компоненты  $\Delta(x, t)$  в сечении диссоциации  $pd \rightarrow Xd$  [70].

Убывание и смена знака  $\Delta(x, t)$  с ростом  $x$  отвечают переходу от экранировки к антиэкранировке. Кривая — расчет по партонной модели работы [70]

вначале частицы с сечением взаимодействия  $\sigma_1 = \sigma_0 = (1/2)\sigma_{\pi N}$ , переходящей в систему с сечением взаимодействия  $\sigma_2^* = 3\sigma_0 = (6/5)\sigma_{(5\pi)N}$ , т. е. если при анализе дифракционной диссоциации на ядрах считать  $\sigma_1$  также свободным параметром, то найденные  $\sigma_1$  будут отличаться от физического сечения для частицы пучка [69].

Физическая причина явления, неоднократно подчеркивавшаяся Е. Л. Фейнбергом [29], состоит в том, что образующаяся в результате дифракционной диссоциации система не есть непосредственно наблюдаемое, скажем,  $3\pi$ -состояние. Выделение компоненты  $3\pi$  из возбужденной системы происходит только после ее прохождения через ядро, в процессе которого крайне существенны недиагональные переходы типа  $\pi \rightarrow 5\pi \rightarrow 3\pi$ . Более того,

недиагональные переходы могут привести вообще к  $\sigma_2^* < 0$ . Поясним это на примере дифракционной диссоциации на дейтоне.

Неупругая экранировка к полному сечению квадратична по  $f_{hh^*}$  и знакоопределена [см. формулу (41)]. Неупругая поправка к амплитуде дифракционной диссоциации  $h \rightarrow h^*$  содержит как дающие экранировку члены  $f_{hh}f_{hh^*}$ ,  $f_{hh^*}f_{hh^*}$  (см. рис. 17, а), так и члены вида  $f_{hh^*}f_{h^{**}h^*}$  (см. рис. 17, б), знак которых модельно зависим. Так, в простой партонной модели [70] для всех недиагональных переходов  $\text{Im } f_{hh^*} < 0$  ( $\text{Im } f_{h^{**}h^*} > 0$  в силу условия унитарности), так что недиагональные неупругие поправки имеют *антиэкранировочный* знак. Относительный вклад диаграммы рис. 17, б растет с увеличением массы рожденной системы, и экранировка сменяется антиэкранировкой (см. рис. 18) [70]. Впервые возможность отличия экранировки в дифракционной диссоциации на дейтоне от даваемой простой глауберовской моделью была указана Е. М. Левиным и др. [71].

Для определения  $\sigma_2^*$  можно было бы использовать и некогерентную дифракционную диссоциацию с развалом ядра. В этом случае при низких энергиях [66]

$$\frac{d\sigma_{12}^A}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{d\sigma_{12}^N}{dt} \Big|_{t=0} \frac{1}{\sigma_2^* - \sigma_1} \int db 2\pi b \{ \exp[-\sigma_1 T(b)] - \exp[-\sigma_2^* T(b)] \}. \quad (52)$$

Общий многоканальный анализ некогерентной диссоциации еще не проведен. Можно высказать, однако, утверждение, что значения  $\sigma_2^*$  для одной и той же системы, определенные в когерентной и некогерентной диссоциациях, могут сильно отличаться [69]. На опыте в когерентной диссоциации  $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  для интервалов масс  $M_{p\pi^+\pi^-} = (1,4-1,6)$ ;  $(1,6-1,8)$  и  $(1,8-2,2)$  ГэВ/с<sup>2</sup> сечения  $\sigma_2^*$  получились равными 24, 25 и 18 мб соответственно [72], что следует сравнить с  $\sigma_2^* = 0,8$  и 7 мб ( $\sigma_2^* < 24,32$  и 10 мб на 95%-м уровне достоверности), найденными по некогерентной диссоциации [73].

Таким образом, использовать дифракционную диссоциацию для определения  $\sigma_2^*$ , используя двухканальные формулы (48) и (52), нельзя. Неверно интерпретировать это как неприменимость глауберовского подхода вообще [55]; напротив, метод собственных состояний и глауберовский подход совпадают [58]. Но обе формулировки неполны: неизвестны явная система полных функций в одном случае и амплитуды  $f_{h^*h^*}$  и  $f_{h^{**}h^*}$  в другом. В последнее время намечился, однако, прогресс в построении кварк-партоновых моделей для собственных функций рассеяния [42].

Заметим в заключение, что возражений против применения аналога формулы (52) к недифракционным процессам типа  $\pi \rightarrow \rho$ ,  $N \rightarrow \Delta$  на ядрах при невысоких энергиях не имеется. Поэ-



тому определенные таким образом сечения  $\rho N$ -,  $\Delta N$ - (и т. п.) взаимодействий должны совпадать с физическими сечениями (ссылки на экспериментальные работы см., например, в обзорах [66, 74]).

**3.5. Регенерация  $K_L \rightarrow K_S$  на ядрах.** Регенерация  $K_S$ -мезонов на ядрах является уникальным примером когерентного недифракционного процесса. В экспериментах группы Телегди [75] было обнаружено, что ни величина амплитуды регенерации  $f_{LS}^A$ , ни ее фаза  $\varphi_{LS}^A$ , ни ее энергетическая зависимость не совпадают с даваемыми глауберовским приближением (рис. 19). В частности, было найдено, что для эффективной  $\omega$ -траектории в  $f_{LS}^A$

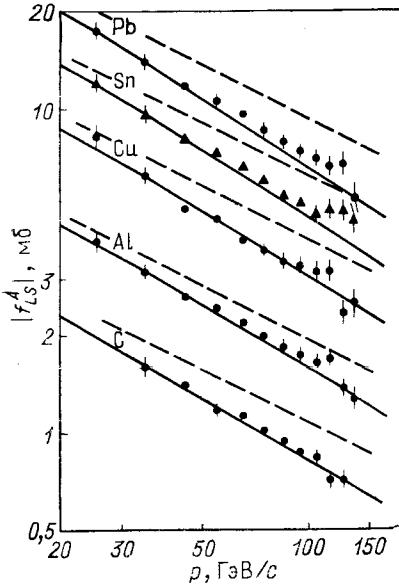


Рис. 19. Зависимость амплитуды регенерации  $K_L A \rightarrow K_S A$  от энергии и атомного номера ядра [75].

Расчет по глауберовской модели без учета (— — —) [75], с учетом неупругой экранировки — [78]

было обнаружено, что ни величина амплитуды регенерации  $f_{LS}^A$ , ни ее фаза  $\varphi_{LS}^A$ , ни ее энергетическая зависимость не совпадают с даваемыми глауберовским приближением (рис. 19). В частности, было найдено, что для эффективной  $\omega$ -траектории в  $f_{LS}^A$

$$\alpha_\omega(0) = 0,39 \pm 0,01, \quad (53)$$

в то время как из данных по  $KN$ -,  $\bar{K}N$ -взаимодействиям следует

$$\alpha_\omega(0) = 0,44 \pm 0,01. \quad (54)$$

Берточки и Трелеани первыми заметили [76], что при расчетах  $f_{LS}^A$  следует учитывать недиагональные переходы  $h \rightarrow h^*$  при обмене как помероном, так и  $\omega$ -траекторией. Введение таких переходов позволяет воспроизвести измеренные амплитуды  $f_{LS}^A$  [77].

Проще всего проанализировать роль неупругих поправок в рамках метода собственных состояний. Для разности сечений  $K^0 A$ - и  $\bar{K}^0 A$ -взаимодействий, определяющей  $\text{Im } f_{LS}^A$ , имеем [78]:

$$\Delta\sigma_A = \int db 2\pi b T(b) \sum_n |C_n|^2 \Delta\sigma_n \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_n T(b)\right]. \quad (55)$$

В квантовой хромодинамике померону отвечает, по-видимому, чисто глюонная партонная флуктуация [79]. Невакуумные обмены возможны только вследствие флуктуаций, в которых одним из медленных партонов является именно валентный кварк. Поэтому

регенерация дает уникальную возможность изучить экспериментально структуру таких флуктуаций.

Так как вес  $P$  пассивного состояния растет с увеличением энергии, то среднее сечение взаимодействия активного состояния

$$\langle \sigma \rangle_{\text{акт}} = \sigma_{hN} / (1 - P) \quad (56)$$

растет с увеличением энергии быстрее, чем  $\sigma_{hN}$ . Этот рост приводит к дополнительному убыванию  $\Delta \sigma_A$  с ростом энергии:

$$\exp [ - (1/2) \sigma_n T (b) ] \approx \exp [ - (1/2) \sigma_n (Y_0) T (b) ] s^{-\delta_n}, \quad (57)$$

где

$$\delta_n = (1/2) T (b) d\sigma_n / d \ln s, \quad (58)$$

что дает правильный знак наблюдаемой перенормировки  $\alpha_\omega (0)$  и позволяет [78] количественно описать данные по  $f_{LS}^A$  (см. рис. 19).

#### 4. ФОТОРОЖДЕНИЕ, ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ И НЕЙТРИННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ

**4.1. Адронные свойства фотонов.** В силу принципа неопределенности фотон высокой энергии  $\nu$  может перейти в адронную систему с массой  $M$  на расстоянии  $\Delta z = \nu/M^2$  от ядра, и с ядром взаимодействует уже эта адронная система. Впервые подобная картина взаимодействия фотонов с ядрами была сформулирована в 1954 г. И. Я. Померанчуком [80] на примере фоторождения  $\pi^+\pi^-$ -пар на ядрах. Простое обобщение указанной работы приводит к выводу об экранировке и в полных сечениях фоторождения.

Работа Померанчука была забыта и новая история вопроса началась спустя десятилетие с работ Белла [81] и Стодольского [14]. Соотношение Адлера [82]

$$d^2\sigma_{\nu A} / dq_0 dq^2 = K (q_0, q^2) \sigma_{\pi A} (E_\pi = q_0) \quad (59)$$

связывает сечение рассеяния нейтрино в коллинеарной кинематике с переданным импульсом  $q$ , пропорциональным импульсу нейтрино, и с  $|q^2| \ll m_\pi^2$  с сечением взаимодействия пиона (здесь  $K (q_0, q^2)$  — кинематический множитель). Белл заметил, что, хотя  $\sigma_{\nu N}$  и пренебрежимо мало, из (59) следует, что в этой кинематической области  $\sigma_{\nu A} \sim \sigma_{\pi A} \sim A^{2/3}$ . Стодольский [14] интерпретировал (59) как  $\pi$ -доминантность взаимодействий нейтрино при  $|q^2| \ll m_\pi^2$ , и перенес эту интерпретацию на фотоны, сформулировав модель векторной доминантности (МВД) в применении к взаимодействиям фотонов высоких энергий.

В простейшем случае МВД дает (рис. 20)

$$\sigma_{\nu^*N} = \Gamma_{\nu\rho} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \sigma_{\rho N} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \Gamma_{\nu\rho}, \quad (60)$$

где  $Q^2 = -q^2$ . Если учесть все адронные состояния  $V$ , в которые может перейти фотон, и также недиагональные переходы  $V_1 \rightarrow V_2$ , то обобщением (60) является дисперсионное представление В. Н. Грибова [83]:

$$f_{\gamma^*A} = \int \frac{dM^2 M^2}{M^2 + Q^2} \frac{dM'^2 M'^2}{M'^2 + Q^2} \Gamma_{\gamma^*V} f_{VV} \Gamma_{V^*V}. \quad (61)$$

Входящие в (61) вершины  $\Gamma_{\gamma^*V}$  можно измерить в принципе в аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow V \rightarrow$  адроны.

**4.2. Парадокс Бьеркена и критика векторной доминантности.** Для адронов неупругая экранировка количественно была мала,

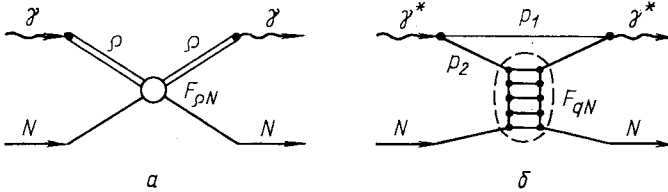


Рис. 20. Амплитуда фотон-адронного взаимодействия в модели векторной доминантности (а) и мультипериферическая диаграмма глубоконеупругого рассеяния (б)

и по аналогии ограничимся в (61) диагональным приближением

$$\sigma_{\gamma^*A} \sim \int \frac{dM^2 M^4}{(M^2 + Q^2)^2} \sigma_{VA} \sigma_{e^+e^-}(M^2). \quad (62)$$

Используя

$$\sigma_{e^+e^-}(M^2) \sim \alpha/M^2 \quad (63)$$

и

$$\sigma_{VA} \sim \pi R_A^2, \quad (64)$$

получаем [84]

$$\sigma_{\gamma^*A} \sim \alpha \pi R_A^2 \ln(\nu/Q^2) \quad (65)$$

в резком противоречии со скейлинговым поведением:

$$\sigma_{\gamma^*A} \sim 1/Q^2. \quad (66)$$

В рамках диагональной МВД парадокс разрешается, если [85]

$$\sigma_{VA} \sim 1/M_V^2 \quad (67)$$

Это отвечает отсутствию ядерной экранировки в сечении электро-рождения при больших  $Q^2$ .

Иное решение дают теоретико-полевые рассмотрения [85, 87]. Как в скейлинговой, так и в более современной хромодинамической партонных моделях основной вклад в амплитуду фотон-адрон-

ного рассеяния дают диаграммы мультипериферического типа (см. рис. 20, б) [88]. Входящая в эту диаграмму амплитуда  $f_{qN}$  не мала, если кварк близок к массовой поверхности:  $|p_2|^2 \ll \ll m^2$ . Это условие ведет к резкой асимметрии  $q\bar{q}$ -пары:  $p_1 \approx v$ ,  $p_2 \approx \approx vm^2/Q^2$ . Причем с мишенью взаимодействует только и только медленный кварк пары [86]. Виртуальный фотон взаимодействует как один кварк, и это отлично от МВД, в которой векторные состояния  $V$  состоят из симметричных  $q\bar{q}$ -пар. Учет указанной асимметрии вводит в (62) дополнительное обрезание по поперечным импульсам кварков пары  $|p_{\perp}^2| \ll m^2$ , устраняющее противоречие со скейлингом [87].

Разумеется амплитуду, отвечающую диаграмме рис. 20, б, можно записать в виде дисперсионного интеграла Грибова, который имеет вид [89]:

$$f_{\nu^*N} \sim \int \frac{dM^2}{Q^2+M^2} \frac{dM'^2}{Q^2+M'^2} \times \\ \times \left\{ \delta(M^2 - M'^2) \left[ M^2 + \theta(M^2 - \Lambda^2) (M^2 - \Lambda^2 \ln \frac{eM^2}{\Lambda^2}) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\Lambda^2}{(M^2 - M'^2)^2} [M^2 \theta(M'^2 - M^2 - \Lambda^2) + M'^2 \theta(M^2 - M'^2 - \Lambda^2)] \right] \right\}, \quad (68)$$

где  $\Lambda$  — параметр, определяющий скорость убывания амплитуды  $f_{qN}$  при сходе с массовой поверхности. Диагональный член в (68) отвечает в точности нескейлинговому сечению (65). Недиагональный член приводит к точно такому же нескейлинговому вкладу, но противоположного знака. После их компенсации (68) отвечает, естественно, скейлинговому сечению  $\sim 1/Q^2$ .

Итак, обобщенную МВД можно спасти только ценой такой компенсации, крайне искусственной с точки зрения адронной физики. Причина проста: промежуточные состояния массы  $M$  в электророждении не совпадают с состояниями той же массы, рождающимися в аннигиляции, поскольку за время  $v/Q^2$  успевает адронизоваться только медленный партон пары. Итак, МВД к описанию сечений электророждения неприменима.

**4.3. Экранировка и антиэкранировка в глубоконеупругом рассеянии.** Согласно разд. 4.2 ядерная экранировка виртуального фотона подобна экранировке в сечении взаимодействия одного кварка. В терминах структурных функций экранировка означает, что при  $x = Q^2/2m v \ll (m_{\pi}/m_N) A^{-1/3}$ :

$$F_2^A(x) < AF_2^N(x). \quad (69)$$

В то же время имеется правило сумм [87]

$$\int_0^1 F_2^A(x) dx = A \int_0^1 F_2^N(x) dx, \quad (70)$$

означающее, что полный импульс кварков в ядре равен сумме импульсов кварков в составляющих ядро нуклонах. При  $x \gg m_\pi/m_N$  имеем  $F_2^A(x) = AF_2^N(x)$  (некогерентное рассеяние), и (69) и (70) совместимы, если имеется область антиэкранировки, в которой [87]

$$F_2^A(x) > AF_2^N(x). \quad (71)$$

Конкретный механизм появления антиэкранировки — слияние партонных облаков нуклонов в ядре — подробно обсужден в [87]. Антиэкранировка ожидается при  $x \sim m_\pi/m_N$ . Экспериментальные

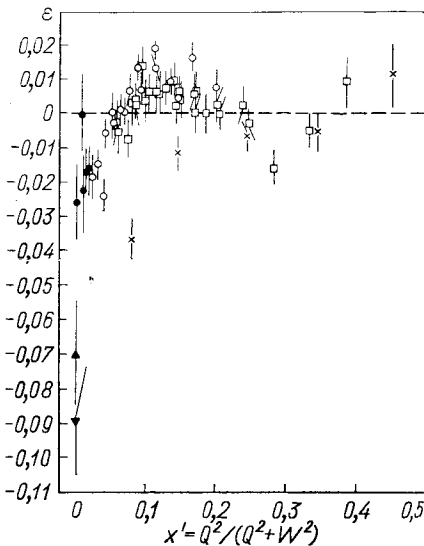


Рис. 21. Компиляция [85] данных [15] по показателю  $\varepsilon(x)$  в параметризации  $\sigma_{\gamma^*A}(x) = A^{1+\varepsilon(x)}\sigma_{\gamma^*N}(x)$

ривка полных сечений:  $\sigma_{\gamma A} \sim A^{0,9}$ . Удивительна, и до сих пор не объяснена теоретически, скорость исчезновения экранировки с ростом  $Q^2$ . Пример зависимости  $A_{\text{эф}}/A = \sigma_{\gamma^*A}/A\sigma_{\gamma^*N}$  от  $Q^2$ , измеренной в недавнем эксперименте [93], приведен на рис. 22. Сплошной кривой указана зависимость от  $Q^2$ , даваемая МВД [92]. На опыте экранировка исчезает на интервале  $|Q^2| \lesssim 0,2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Подобная или даже более быстрая зависимость экранировки от  $Q^2$  возможна в нейтринных реакциях, где в силу теоремы Адлера при  $Q^2 \lesssim m_\pi^2$  ожидается  $A_{\text{эф}} \approx A^{0,75}$  (см. разд. 4.1). Но в электророждении трудно представить масштаб, резко отличающийся от масс векторных мезонов.

данные [15] по показателю  $\varepsilon$  в параметризации  $F_2^A(x) = A^{1+\varepsilon}F_2^N(x)$  приведены на рис. 21. Они дают слабое указание на антиэкранировку ( $\varepsilon > 0$ ) при  $x \sim 0,1$  и на переход к экранировке ( $\varepsilon < 0$ ) при меньших  $x$ .

В работе Бродского и др. [90, 91] обсуждался вариант партонной модели, соответствующий МВД с условием [67]. В такой модели при  $Q^2 \gg m^2$  должны отсутствовать и экранировка, и антиэкранировка. Введением усиленных недиагональных переходов можно получить удовлетворительное описание электророждения на ядрах и в рамках МВД [92]. Ценность такого описания, впрочем, сомнительна.

**4.4. Связь фоторождения с электророждением.** В фоторождении при  $Q^2 = 0$  наблюдается значительная ядерная экрани-

Простая МВД с  $\rho$ -,  $\omega$ - и  $\phi$ -доминантностью завышает, в резком противоречии с экспериментом, степень экранировки. Правда, она воспроизводит только 80% полного сечения фотопоглощения на нуклонах (см. подробное обсуждение в недавних обзорах [85]). Противоречие с опытом не устраняется, хотя и уменьшается, даже если произвольно принять, что остальные 20%  $\sigma_{\gamma N}$  отвечают неэкранируемой, «точечной», компоненте фотона [85]. Согласно лучше с новыми данными [94] по  $\sigma_{\gamma A}$  при энергиях до 150 ГэВ, которые указывают на рост степени экранировки при увеличении

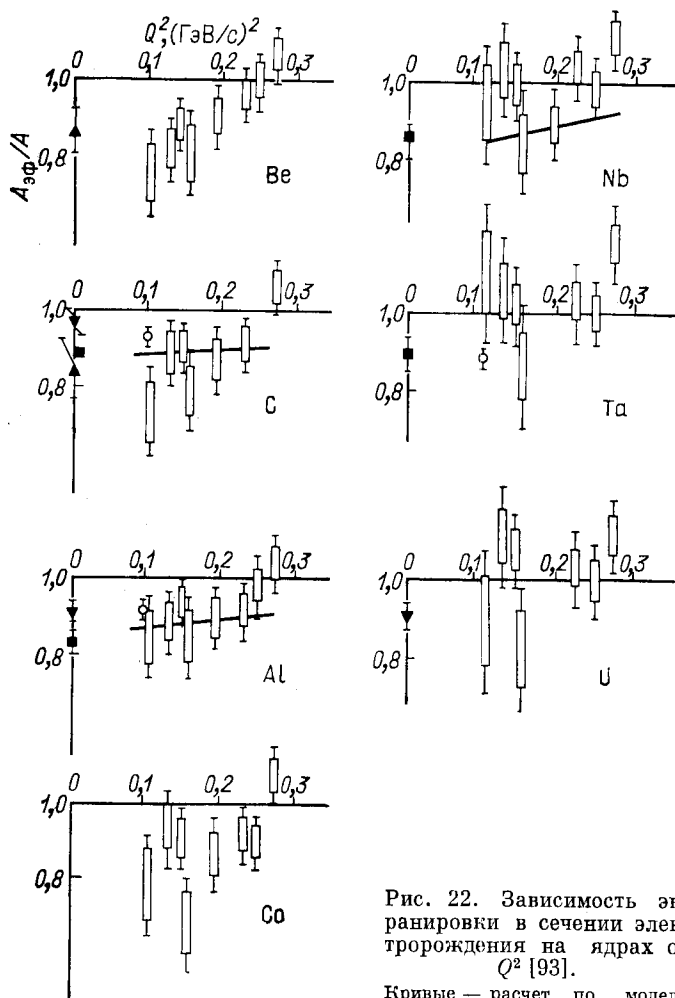


Рис. 22. Зависимость экранировки в сечении электроорождения на ядрах от  $Q^2$  [93].

Кривые — расчет по модели векторной доминантности [92]

энергии (рис. 23). На этом же рисунке указаны два варианта описания  $A_{эф}/A$  для ядра Cu в рамках МВД. В целом вопрос

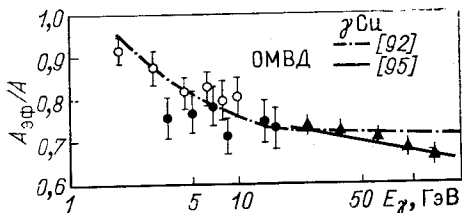


Рис. 23. Сравнение экранировки в сечении фотопоглощения на ядре меди [94] с расчетами по модели векторной доминантности

о применимости МВД к количественному описанию тонких эффектов в фоторождении остается открытым.

## 5. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

**5.1. Ядерное каскадное уравнение.** Обобщение уравнения (2) с учетом длин формирования приобретает в интегральной форме вид [96] (см. разд. 2.4):

$$\frac{dN_s(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} = \frac{dN_s(E \rightarrow \varepsilon)}{d\varepsilon} \theta(t - l_f(\varepsilon)) \exp[-(t - l_f(\varepsilon))] + \int_0^{t - l_f(\varepsilon)} d\tau \exp[-(t - \tau - l_f(\varepsilon))] \int_{\varepsilon}^E d\omega \frac{dN_s(\tau, \omega)}{d\omega} \frac{dN_s(\omega \rightarrow \varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (72)$$

В пределе  $l_f(\varepsilon) \ll 1$  (72) переходит в (2). Если налетающая частица составная, то (72) следует применять к описанию взаимодействий составляющих частиц (кварков в кварковой модели) [97].

Уравнение (72) отвечает картине взаимодействия, аналогичной картине взаимодействия с толстой мишенью: налетающая на ядро быстрая частица поглощается, взаимодействуя неупруго с одним из нуклонов ядра, а далее в ядре распространяются вторичные частицы, взаимодействия которых, согласно разд. 2.4, можно описать вероятностными законами.

**5.2. Сколько раз неупруго взаимодействует с ядром налетающая частица?** Сохранив аналог уравнения (1) для полных ядерных сечений [см. (34)–(36) в разд. 3.2] и заменив (2) уравнением (72), мы неявно допустили, что перерассеяния вторичных частиц в неупругих взаимодействиях не влияют на полное сечение. Основание для этого: вероятностный характер взаимодействий вторичных частиц в процессах рождения на протяженных мишенях (разд. 2.4). В адрон-адронных столкновениях реджевский вид амплитуды упругого рассеяния диктуется через условие унитарности доминантностью мультипериферических процессов

рождения частиц. Строго говоря, следовало бы и в адрон-ядерных взаимодействиях найти вначале все существенные процессы рождения, и восстановить амплитуду упругого рассеяния как решение условия унитарности. Эта программа в полном виде не реализована.

В литературе широко обсуждается, однако, решение указанной задачи «наоборот». Оно сводится результативно, к интерпретации

$$w_n = (v_{\text{abs}}^n / n!) \exp(-v_{\text{abs}}) \quad (73)$$

в разложении формулы (1)

$$w_{\text{abs}} = \exp(-v_{\text{abs}}) [\exp(v_{\text{abs}}) - 1] = \sum_n \frac{v_{\text{abs}}^n}{n!} \exp(-v_{\text{abs}}) \quad (74)$$

как вероятности  $n$ -кратного неупругого взаимодействия налетающей частицы. Это неверно, поскольку по самому определению первое и единственное неупругое взаимодействие означает исчезновение налетающей частицы. Ссылки на эффект лидирующей частицы несостоятельны, поскольку, например, в случае налетающих дейтронов конечные состояния в неупругих столкновениях вообще не содержат дейтронов в сколько-нибудь заметном количестве.

Обсудим теперь более «строгий» вывод (73). Запишем в нормировке  $\text{Im } f_{hN} = \sigma_{\text{полн}}^N$  (39) в виде ряда

$$\frac{i}{2} f_{hA} = \int d^2\mathbf{b} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m!} \left[ \frac{i}{2!} f_{hN} T(b) \right]^m \quad (75)$$

идентифицируя члены ряда с амплитудами  $m$ -померонного обмена (см. рис. 13). Процессы рождения отвечают скачкам  $f_{hA}$  на энергетическом разрезе, которые мы запишем в виде ряда по скачкам  $F_{hN}$  (по «разрезанным» померонам). Вклад  $m$ -померонного обмена с  $k$  разрезанными померонами имеет вид

$$\sigma_{m, k} = \frac{1}{m!} \int d^2\mathbf{b} C_m^k [\sigma_{\text{полн}}^N T(b)]^k \left\{ \left[ \left( \frac{i}{2} f_{hN} \right) + \left( \frac{i}{2} f_{hN} \right)^* \right] T(b) \right\}^{m-k}. \quad (76)$$

Здесь  $\int$  разрезанным померонам отвечает  $\sigma_{\text{полн}}^N$ , померонам справа от разрезанных —  $[(i/2) f_{hN}]$ , а слева от разрезанных  $[(i/2) f_{hN}]^* = [(i/2) f_{hN}]$  (рассеяния в начальном и конечном состоянии). Подставляя в (76)  $(\sigma_{\text{полн}}^N)^k = \sum_n C_n^k (\sigma_{\text{abs}}^N)^n (\sigma_{\text{el}}^N)^{k-n}$  и суммируя по  $k$ , получаем сечение  $n$ -кратного неупругого взаимодействия

$$\sigma_{m, n}^{\text{in}} = \frac{1}{m!} \int d^2\mathbf{b} C_m^n [\sigma_{\text{abs}}^N T(b)]^n [ - \sigma_{\text{abs}}^N T(b) ]^{m-n}, \quad (77)$$



что после суммирования по  $m$  даёт

$$\sigma_n^{\text{in}} = \int d^2\mathbf{b} \frac{1}{n!} \sigma_{\text{abs}}^N T(b)]^n \exp[-b_{\text{abs}} T(b)]. \quad (78)$$

Отвечающая (77) картина взаимодействия есть каскадирование лидирующей частицы при полном отсутствии внутриядерных взаимодействий всех остальных вторичных частиц, а (78) — обобщение на случай ядер разложения (74), которое, как мы видели, ошибочно.

Формально описанный вывод (78) отвечает правилам разрезания Абрамовского, Грибова и Канчели (АГК) [98] и является основой эйкональной модели, активно развиваемой Ю. М. Шабельским [99], Капеллой и Крживицким [100, 101] и другими [102, 103]. То, что безусловно верные правила АГК привели к неприемлемому результату (78), неудивительно. Правила АГК применимы лишь к непланарным диаграммам, а эйкональная глауберовская амплитуда, как было явно продемонстрировано еще В. Н. Грибовым [47], является планарной. Сохранить (78) можно, если воспринимать глауберовское разложение как чисте мнемоническое правило, считая амплитуду  $m$ -кратного обмена отвечающей не последовательным взаимодействиям, а «параллельному» взаимодействию  $m$ -частичной компоненты налетающего адрона (см. рис. 13, в) [100, 102, 104]. Неудовлетворительно в этом то, что структура адрона получается зависящей от мишени и что амплитуды взаимодействия составляющих частиц следует принимать равными амплитуде взаимодействия самого адрона. Отсутствует и прямое доказательство того, что планарные диаграммы Грибова — Глаубера компенсируются непланарными так, как это принимается на рис. 13, в.

**5.3. Кратные перерасеяния и кварковая модель.** Коль скоро кратные перерасеяния следует связывать с составной структурой адрона, то естественно обратиться к кварковой модели. В глубоко-неупругом рассеянии при больших  $Q^2$  внутри адрона видны и валентные кварки и глюоны и «морские»  $q\bar{q}$ -пары. Важно то, что партонная волновая функция адронов аддитивна, т. е. ее различные части можно приписать к валентным кваркам. Переименование партонов, принадлежащих разным валентным кваркам, при больших  $Q^2$  подавлено.

В неупругих адрон-адронных взаимодействиях масштабом разрешения является  $\langle p_{\perp}^2 \rangle \approx m_p^2$  прямых вторичных частиц. Оказывается

$$R_h^2 \langle p_{\perp}^2 \rangle \gg 1, \quad (79)$$

так что указанное разрешение меньше размеров адронов  $R_h$  и позволяет разрешать структуру адронов. Различные оценки размеров  $R_q$  составляющих кварков показывают, что  $R_q^2/R_h^2 < 1/10$

[105]. Это объясняет успехи аддитивной кварковой модели [9,106] и позволяет рассматривать адроны как легкие ядра, состоящие из пространственно разнесенных *составляющих* кварков, каждый из которых имеет свою собственную систему партоннов и взаимодействует независимым образом. Независимость взаимодействий не противоречит невылетанию цвета; в силу (79) происходит вначале формирование составляющих кварков, затем составляющие кварки объединяются в адроны, и разделения цветных объектов на превышающие радиус конфайнмента расстояния не происходит (в этом легко убедиться, следуя анализу В. Н. Грибова пространственных размеров партонных флуктуаций [36]).

В аддитивном приближении вероятность  $\nu$ -кварковых неупругих взаимодействий  $n$ -кварковой системы имеет вид [107]

$$w_\nu = \frac{1}{\sigma_{\text{abs}}^A} \int d^2b C_n^\nu \exp [-(n-\nu) \sigma_{\text{abs}}^{qN} T(b)] \{1 - \exp [-\sigma_{\text{abs}}^{qN} T(b)]\}^\nu, \quad (80)$$

а к описанию спектров частиц, рожденных одним кварком, применяется уравнение (72) [97]. Такая картина взаимодействия, основанная на аналогии с толстой мишенью, более адекватна физике явления, чем эйконалная модель. Она, как мы увидим ниже, находится в хорошем количественном согласии с опытом.

Несколько последовательных поглощений одного и того же кварка невозможны, но это не снимает проблемы ветвлений. В адрон-нуклонных взаимодействиях ветвления необходимы, в частности, для описания распределений по множественности [108] и двухчастичных корреляций по быстрой скорости [109, 110]. В аддитивной кварковой модели эти ветвления можно отнести частично к малой примеси многокварковых взаимодействий, а частично, по-видимому, к ветвлениям уже в кварк-кварковых амплитудах. Вопрос об изменении вклада последних при переходе к ядерным мишеням остается открытым.

Уравнение (72) отвечает учету наиболее существенных непланарных диаграмм (см. разд. 2.4). Из-за больших продольных размеров ядер исчезающий вклад могут давать и планарные диаграммы [111], и вопрос о их роли и влиянии на соотношение между процессами рождения и полным сечением остается невыясненным [112]. В недавней работе Е. М. Левина и М. Г. Рыскина утверждается [113,] что рост длин формирования меняет не только уравнение (2), но и уравнения (1), (34)—(36).

**5.4. Правила кваркового счета для фрагментации пучка на ядрах.** Если уравнение (72) применять непосредственно к адронам, то оно приводит к независимости от мишени множественности быстрых частиц [1,96]:

$$R_\nu = \left( \frac{dN_s(\epsilon, t)}{d\epsilon} \right)_A / \left( \frac{dN_s(E \rightarrow \epsilon)}{d\epsilon} \right)_N = 1, \quad l_t(\epsilon) > R_A. \quad (81)$$

К 1976 г. казалось, что опыт согласуется с (81) [96]. Появившиеся позднее более детальные данные показали, что в области фрагментации пучка  $R_y < 1$  при всех энергиях (см. рис. 3,4). Такое эффективное поглощение быстрых частиц естественно в кварковой модели [107, 114] (рис. 24). Рассмотрим, например,  $NA$ -взаимодействия. Быстрые вторичные нуклоны образуются вследствие

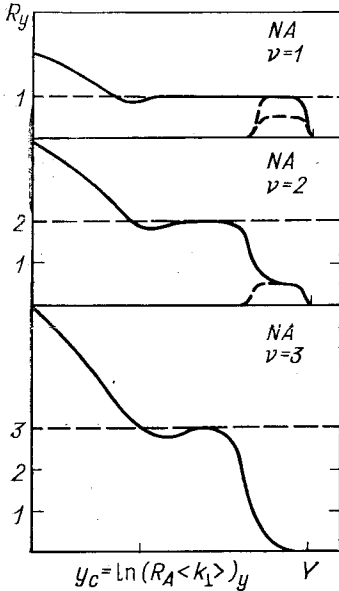
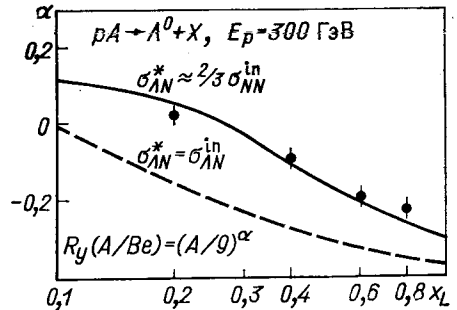


Рис. 24. Качественная картина отношения  $R_y$ -спектров на ядрах и нуклонах в одно-, двух- и трехкварковых нуклон-ядерных столкновениях. Явно указано убывание вклада спектров во фрагментационный спектр с ростом  $\nu$

Рис. 25. Показатель  $\alpha(x)$  в параметризации  $R_y = A^{\alpha(x)}$  для фрагментации  $p \rightarrow \Lambda$  [117].

--- расчет по эйкональной модели; — расчет по аддитивной кварковой модели [97]



рекомбинации двух кварков-спектаторов с кварком из числа вновь рожденных, а для образования быстрого пиона достаточно иметь в конечном состоянии один кварк-спектатор. Поэтому для быстрых фрагментов:

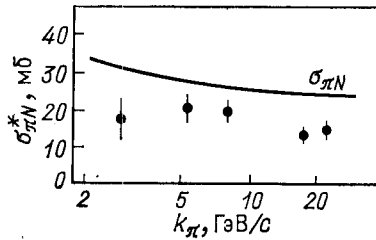
$$R_y^{N \rightarrow N} \approx w_1; R_y^{N \rightarrow \pi} \approx w_1 + aw_2. \quad (82)$$

Во всех моделях рекомбинации [107, 115, 116] получается  $a \approx 1$ . В грубом приближении (82) отвечает тому, что эффективное сечение  $\sigma_{hN}^*$  поглощения в ядре быстрого фрагмента пучка дается сечением поглощения кварков-спектаторов, рекомбинирующих в данный фрагмент [97, 114]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{NN}^* &\approx \sigma_{\Lambda N}^* \approx (2/3) \sigma_{NN}; \\ \sigma_{\pi N}^* &\approx (1/3) \sigma_{NN} \approx (1/2) \sigma_{\pi N}. \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

В пионных пучках и для вторичных пионов и барионов  $\sigma_{\pi N}^* \approx \sigma_{hN}^* \approx (1/2) \sigma_{\pi N}$ . Наблюдаемое на опыте [117] поглощение  $\Lambda^0$ -гиперонов в фрагментации  $p \rightarrow \Lambda^0$  действительно слабее, чем рассчитанное с физическим значением  $\sigma_{\text{abs}}^{\Lambda^0 N}$ , и хорошо согласуется с даваемым (83) (рис. 25) [97]. Значения  $\sigma_{\pi N}^*$ , найденные в работе [118] из анализа фрагментации  $p \rightarrow \pi$ , также согласуются

Рис. 26. Эффективное сечение  $\sigma_{\pi N}^*$  взаимодействия вторичных пионов в ядре с  $x \approx 1$  [118]



с (83) (рис. 26). Экспериментальные данные по фрагментации нейтронов [119] также согласуются с (82) и (83), но их точность невысока (рис. 27).

При сравнении с опытом надо иметь в виду, что (82) и (83) относятся к прямым частицам. Продукты распадов резонансов будут иметь  $\sigma_{hN}^*$ , равное сечению поглощения родительского резонанса [114]. Возможно, этим объясняется то, что  $A$ -зависимости фрагментаций  $p \rightarrow K^0$  и  $p \rightarrow \Lambda^0$  на опыте оказались близки [120]. В этом же эксперименте [120] наблюдалась близость поглощения  $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов к поглощению  $K^0$  и  $\Lambda^0$ . Указанный факт крайне интересен и требует объяснения. Его значение для кварковой модели неясно, поскольку к таким редким процессам, как рождение быстрых  $\Lambda^0$ -гиперонов, не содержащих валентных кварков, она неприменима. Правила (82) и (83) отвечают аддитивному взаимодействию кварков. В работе [114] замечено, что при коллективном поведении кварков (например, если адроны взаимодействуют глюонной компонентой, общей для всех валентных кварков [121])  $A$ -зависимости фрагментационных спектров были бы универсальными для всех вторичных частиц. Для лучшего понимания механизмов фрагментации необходимо экспериментальное изучение большего числа процессов фрагментации как в барионных, так и в мезонных пучках.

В. В. Анисович и др. [105, 107] считают, что составляющие кварки имеют узкое распределение по доле  $x$  импульса адрона с резким максимумом при  $x \approx 1/3$  и что поэтому (82) применимо только к  $x_{\pi} \approx 1/3$  и  $x_{p, \Lambda^0} \approx 2/3$ . Но на опыте точки  $x_{\pi} = 1/3$  и  $x_{p, \Lambda^0} = 2/3$  в спектрах ничем не выделены. Более реалистичным представляется подход, использованный в работе [97], учи-

тывающий наблюдаемую форму спектров и плавное смещение спектров в область меньших значений  $x$  с уменьшением числа кварков-спектаторов в адроне-фрагменте. Так, для  $R_y(p \rightarrow p)$

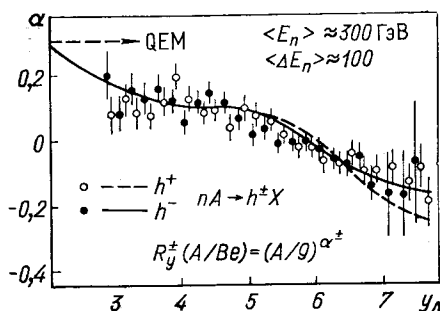


Рис. 27. Данные по фрагментации нейтронов в заряженные частицы на ядрах [119].

Кривые — расчет по аддитивной кварковой модели [97]. Эйковальной модели отвечает в центральной области  $\alpha_{\pm} = 0,3$

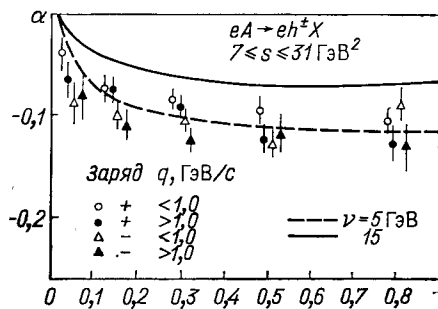


Рис. 28. Показатель  $\alpha(z)$  в параметризации  $R_y = A\alpha(z)$  спектра в области фрагментации виртуального фотона ( $z$  — Фейнмановская переменная в с.д.и.) [126].

Кривые — расчеты  $\alpha(z)$  в кварковой модели с учетом длин формирования [125]

согласно [97] получается зависимость вида ( $y = \ln(e/\mu_\pi)$ ,  $Y = \ln(E/\mu_\pi)$ )

$$R_y(p \rightarrow p) = \{w_1[1 + (Y - y)] + w_2[(Y - y) + (Y - y^2/2)] + w_3(Y - y)^2\} / 2[1 + (Y - y)], \quad (84)$$

хорошо согласующаяся с опытом (см. далее рис. 30). Зависимость (84) отвечает тому, что для всех ядер  $R_y(p \rightarrow p)$  при близком значении  $\Delta = (Y - y) \cong (1,0 \div 1,5)$ , что хорошо согласуется с экспериментом [122].

В [97] (84) получено с учетом сохранения барионного заряда. Нельзя, как это делается, например в [123], считать фрагментации кварков-спектаторов и провзаимодействовавших кварков в конечные адроны независимыми, так как это приводит к противоречию с законом сохранения, например, барионного заряда.

Фотон, в меру справедливости МБД, ведет себя как двухкварковая система (см. разд. 4.4) и фоторождение адронов на ядрах должно быть сходным с рождением пионами [124, 125]. Но в случае электророждения виртуальный фотон подобен одиночному кварку. Поэтому при высоких энергиях в области фрагментации фотона должно выполняться соотношение Капчели (81) [124, 125]. На опыте при энергиях SLAC наблюдалось поглощение фрагментов фотона [126], объясненное в [125] тем, что энергия  $\nu \approx 10$  ГэВ мала и малы соответственно длины формирования

(рис. 28). С ростом энергии поглощение должно исчезнуть, и это было бы наиболее однозначным подтверждением роста длин формирования. Заметим здесь, что рост длин формирования делает невозможным измерение сечения кварк-нуклонного упругого рассеяния, обсуждавшееся Бялашом [127].

**5.5. Центральная пионизационная область и средние множественности.** В центральной области (рис. 29)  $R_y = \langle \nu \rangle = \sum_{\nu} \nu w_{\nu}$ , что можно записать также в виде [128]

$$R_y = \bar{\nu}_{hA} / \bar{\nu}_{qA}. \quad (85)$$

В пределе черного ядра для всех адронов  $\sigma_{\text{abs}}^A = \pi R_A^2$  и (85) переходит в соотношение Анисовича [10]

$$R_y = \nu_{\text{макс}} = \begin{cases} 3, pA \\ 2, \pi A. \end{cases} \quad (86)$$

Экспериментальные данные [22, 23, 119] дают указание на появление плато при энергиях выше (200 ÷ 400) ГэВ (см. рис. 4,27). Эти данные хорошо описываются кварковой моделью, но не позволяют надежно проверить (85). Как мы видели выше, область фрагментации пучка занимает интервал быстрот порядка  $2\Delta \approx 3$ . Каскадная область отвечает при  $\mu_0^2 = 0,7$  ГэВ<sup>2</sup> быстротам  $y \ll y_k = \ln(R_A \mu_0^2 / \langle k_{\perp} \rangle) \approx (3 \div 4)$  [97]. Поэтому при энергиях ниже (200 ÷ 400) ГэВ для области плато не остается места. Вывод Бялаша и др. [128, 129] о том, что данные Буша и др. [16] позволяют проверить (85) и даже определить по (85) число составляющих кварков в нуклоне, необоснован, так как при  $E = 100$  ГэВ вообще нет никаких указаний на плато в  $R_{\eta}$  (см. рис. 29).

Каскадная и фрагментационная области дают независимые от энергии вклады в среднюю множественность, так что при высоких энергиях

$$\langle N_s(E) \rangle_A = \langle \nu \rangle \langle N_s(E) \rangle_N + \text{const}. \quad (87)$$

Проведенный в [130, 131] анализ зависимости  $\langle N_s(E) \rangle_A$  от  $\langle N_s(E) \rangle_N$  показывает, что наклон в (87) ближе к  $\bar{\nu}$ , получаемому из (8), чем к  $\langle \nu \rangle$  (рис. 30). Шабельский и Шехтер [131] интерпретируют это как доказательство того, что каждый кварк взаимодействует неупруго  $\bar{\nu}_{qA}$  раз.

Указанный вывод нельзя считать надежным, поскольку использованные в [130, 131] данные по  $\langle N_s \rangle_A$  относятся к энергиям, при которых плато в  $R_y$  отсутствует и (87) неприменимо. Если наклон в (87) равен  $\bar{\nu}$ , то отношение  $R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N$ , которое

при энергии 100 ГэВ имеет на опыте зависимость  $R = 0,4 + + 0,67 \sqrt{\nu}$  [16], должно расти при увеличении энергии и стремиться к  $R = \sqrt{\nu}$ . Если же наклон в (87) равен  $\langle \nu \rangle$ , то  $R$  должно

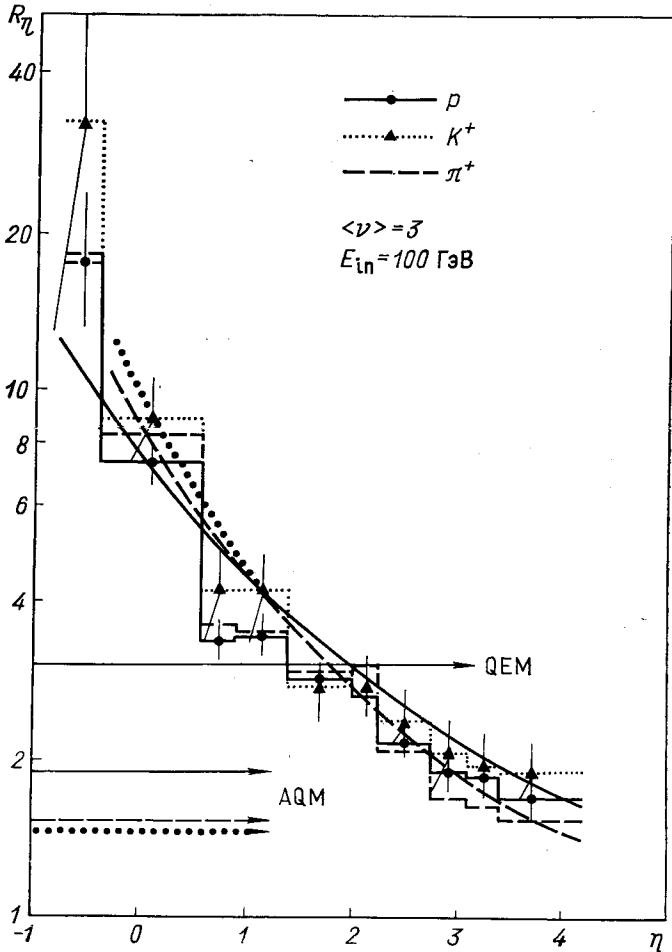


Рис. 29. Зависимость отношения  $R_\eta$  от быстроты для ядер с  $\bar{\nu} = 3$  [16]. Эйконоальная модель отвечает  $R = \bar{\nu} = 3$ . Высоты плато, ожидаемые в аддитивной кварковой модели, указаны горизонтальными стрелками

медленно убывать с ростом энергии [97], поскольку получаемые из (9) значения  $R > \langle \nu \rangle$ . Наиболее полные данные при энергиях выше ускорительных получены в опытах с космическим излуче-

нием на установке Цхра-Цхаро [132] (рис. 31). Они указывают, скорее, на медленное падение или постоянство  $R$  при увеличении энергии, чем на рост.

**5.6.  $\bar{\nu}$ -скейлинг инклюзивных спектров и множественностей.** На опыте  $R$  и  $R_\eta$  имеют приблизительно одинаковую для всех адронов зависимость от  $\bar{\nu}$  [16] (см. рис. 2, 29). Это широко интерпретируется как доказательство того, что внутри ядра взаимодействует

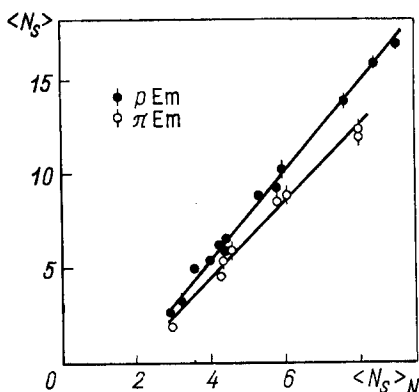


Рис. 30. Компильция данных по зависимости  $\langle N_s \rangle$  во взаимодействиях протонов и пионов с ядрами фотозумульсии от  $\langle N_s \rangle_N$  [130].

Прямые отвечают асимптотическому отношению  $R = 0,91 \bar{\nu}$

$\bar{\nu}$ -скейлинг имеет место и в кварковой модели, поскольку среднее число взаимодействующих кварков  $\langle \nu \rangle$  является параметром, близким по смыслу к  $\bar{\nu}$  [97] (см. рис. 2, 29). В электророждении, где  $\bar{\nu} \equiv 1$ ,  $\bar{\nu}$ -скейлинг означал бы полное отсутствие ядерных эффектов, в то время как в кварковой модели каскадные эффекты дают и  $R > 1$  и  $R_\eta \geq 1$  в хорошем согласии с экспериментом (см. рис. 5, 32).

**5.7. Эксперимент и эйкональная модель.** В эйкональной модели в центральной области и области фрагментации ядра  $R_\eta = \bar{\nu}$ , т. е. в (10) наклон  $S(\eta) \equiv 1$  [99, 101, 102, 103, 133]. Такое же поведение  $R_\eta$  предсказывается и в кварковой модели с эйкональными рассеяниями кварков [131]. Расчеты по эйкональной модели хорошо описывают средние множественности  $\langle N_s \rangle_A$  и даже распределения по множественности [99, 101], но ни в одном из экспериментов  $R_\eta = \bar{\nu}$  не наблюдалось (см. рис. 3, 4, 27, 29). Со-

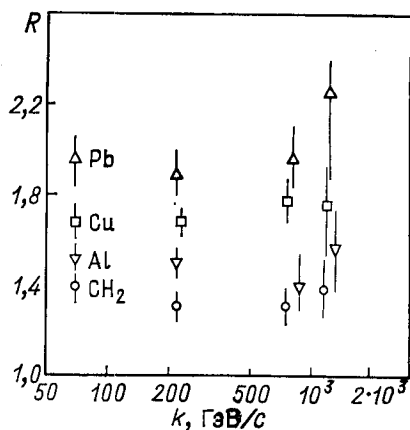


Рис. 31. Высокоэнергетическое поведение  $R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N$  согласно данным с установки Цхра-Цхаро [132]

только первичная частица [16, 100, 101, 103]. Приближенный



гласию в  $\langle N_s \rangle_A$  эксперимента с моделью, не описывающей инклюзивные спектры, нельзя придавать значения.

**5.8. Немультипериферические модели.** Типичный представитель этого класса моделей — модель когерентной трубки, многократно переоткрытая в слегка отличающихся вариантах в течение последних двадцати пяти лет [124, 135, 136, 137]. В модели считается, что налетающая частица взаимодействует одновременно со всеми  $N_T$  нуклонами в трубке сечением  $S \approx \sigma_{hN}$ . Взаимодействие с трубкой считается эквивалентным взаимодействию с нуклоном при энергии

$$E \rightarrow EN_T. \quad (88)$$

В гидродинамическом варианте вводится также перенормировка объема образующейся системы (см. подробнее обзоры [138, 139]). Модель дает удовлетворительное описание одночастичных инклюзивных спектров и средних множественностей и естественным образом объясняет независимость  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  от мишени [138, 139]. Если ввести зависимость длины трубки от энергии, то можно описать и рост отношения  $R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N$  при невысоких энергиях [140].

Но более детального сравнения с экспериментом модель не выдерживает. Так, (88) означает уширение распределений по

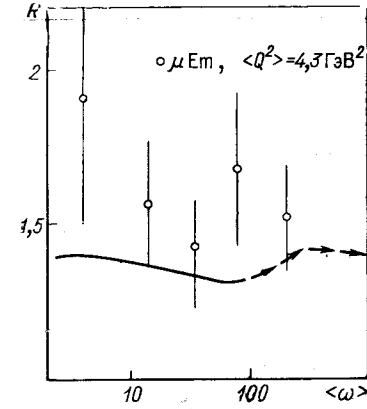


Рис. 32. Зависимость от  $\omega = 2mv/Q^2$  отношения  $R = \langle N_s \rangle_{Em} / \langle N_s \rangle_N$  в глубоководном рассеянии мюонов на ядрах фотоэмulsion [17].

Обработаны события с тремя или более ( $N_h \geq 3$ ) частицами с  $v/c < 0,7$ . Кривая — расчет из работы [125]. Стрелками указан ожидаемый рост  $R$  при переходе от некогерентного к дифракционному рассеянию

быстродам с ростом  $N_T$ . На опыте наблюдается, напротив, сужение [141].

Поскольку  $(D/\langle N_s \rangle)_N$  от энергии не зависит, то (88) означает [142] независимость  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  от  $N_T$ . Это же относится и к корреляциям быстродам  $R_2^A(0,0)$  в центральной области. Приведенные на рис. 7,9 данные по  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0,0)$  ( $N_T \sim N_p, g$ ) однозначно отвергают любой вариант модели трубки.

В литературе широко обсуждалась также кластерная модель Б. Н. Калинкина и В. Л. Шмониной [143]. Ее противоречие с экспериментом было убедительно продемонстрировано в работе [144]. Можно добавить, что уравнения в работе [143] для возбуждения кластера противоречат закону сохранения энергии. Эта ошибка не была замечена в [144].

При обсуждении экспериментальных данных часто ссылаются на модель Готтфрида [145]. Ее следствия ни для инклюзивных спектров, ни для средних множественностей с экспериментом не согласуются. Но сама работа Готтфрида [145] и в особенности его обзор [146] сыграли важную роль в привлечении внимания к взаимодействиям с ядрами при высоких энергиях. Пример сравнения с экспериментом модели Готтфрида и еще одной нетеоретико-полевой модели, предложенной Фишбеином и Трефилом [147], можно найти в [148].

## 6. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ВО МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ НА ЯДРАХ

**6.1. Связь двухчастичных корреляций по быстротам с распределениями по множественности.** При некоррелированном рождении вторичных частиц функция корреляции быстрот

$$R_2(y_1, y_2) = \left( \frac{d^2 N_s}{dy_1 dy_2} \right) / \left( \frac{dN_s}{dy_1} \frac{dN_s}{dy_2} \right) - 1 \quad (89)$$

равна нулю, а распределение по множественности имело бы пуассоновский вид с

$$D = (\langle N_s^2 \rangle - \langle N_s \rangle^2)^{1/2} = \langle N_s \rangle^{1/2}. \quad (90)$$

Наблюдаемые на опыте корреляции не малы:  $R_{\text{ch, ch}}(0,0) \approx \approx 0,6$  для всех  $hN$ -взаимодействий [149, 150], а  $D$  зависит от  $\langle N_s \rangle$  по закону Врублевского [151]

$$D = a(\langle N_s \rangle - b) \quad (91)$$

Для всех взаимодействий  $a \approx (0,5-0,6)$ , а  $b$  мало:  $b \approx (0,5 \div 1)$  [149, 150].

Анализ зависимости  $R_2(y_1, y_2)$  от быстрот и от начальной энергии показывает, что  $R_2(y_1, y_2)$  можно разбить на ближние корреляции  $R_S(y_1, y_2)$  с радиусом действия  $\Delta = |y_1 - y_2| \approx 2$  и на дальние корреляции  $R_L(y_1, y_2)$ , не зависящие (в центральной области) от разности быстрот. На опыте  $R_S(0,0) \approx R_L(0,0) \approx 0,3$  (см. подробнее обзоры [149, 150]). Вблизи границы кинематической области  $R_2(y_1, y_2) < 0$  — эффект сохранения энергии.

Нетрудно вывести соотношения, связывающие  $a$  и  $b$  в (91) с  $R_L(0,0)$  и  $R_S(0,0)$  [152]:

$$a = (R_L(0,0))^{1/2}; \quad (92)$$

$$b = (2\delta R_L(0,0) = 1 - C\Delta R_S(0,0))/2R_L(0,0). \quad (93)$$

В (93)  $\delta \approx 2 \ln 2$  и учтено обращение в нуль двухчастичного спектра вблизи границы кинематической области;  $C = (dN_s/dy)_{y=0}$

Из (92) и (93) следует правильный порядок величины и наклона  $a$  и пересечения  $b$ .

**6.2 Многочастичные корреляции для рождения на ядрах.** В центральной области быстрых имеют место соотношения [152, 153];

$$R_2^A(0, 0) = (\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2) / \langle v \rangle^2 + R_2^N(0, 0) / \langle v \rangle; \quad (94)$$

$$(D / \langle N_s \rangle)_A^2 = (\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2) / \langle v \rangle^2 + (D / \langle N_s \rangle)_N^2 / \langle v \rangle, \quad (95)$$

связывающие корреляции и отношения Врублевского для взаимодействий с ядрами с распределениями по числу  $v$  взаимодействующих кварков в кварковой модели или числом взаимодействий налетающей частицы в эйкональной модели. Следующие из (94) и (95) зависимости  $R_2^A(0,0)$  и  $(D / \langle N_s \rangle)_A$  от атомного номера ядра оказываются довольно слабыми (см. рис. 7). Это связано со смешиванием периферических и центральных столкновений [член  $(\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2) / \langle v \rangle^2$  в (94) и (95)]. Расчеты по аддитивной кварковой модели хорошо согласуются с имеющимися данными. Но к простым формулам (94) и (95) могут быть и поправки, связанные с сохранением энергии. Так, в (95) следовало бы учесть уменьшение множественности в области фрагментации пучка. В аддитивной кварковой модели это уменьшение компенсируется рождением частиц в каскадной области. В эйкональной модели, где каскадами пренебрегается, значения  $(D / \langle N_s \rangle)_A$  могут получиться ниже даваемых уравнением (95) [101].

Трехчастичная корреляционная функция для ядер равна [153]

$$R_3^A(0, 0, 0) = (\langle v^3 \rangle - 3\langle v^2 \rangle \langle v \rangle + 2\langle v \rangle^3) / \langle v \rangle^3 + \\ + 3((\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2) / \langle v \rangle^3) R_2^N(0, 0) + R_3^N(0, 0, 0) / \langle v \rangle^2. \quad (96)$$

Первые данные по  $R_3^A(0,0,0)$  получены в [154] для  $\pi$ - $C$ -взаимодействий при 40 ГэВ. На опыте  $R^{---}(0,0,0) = -0,02 \pm 0,04$  находится в хорошем согласии с кварковой моделью, в которой  $R^{---}(0,0,0) \approx 0,1$  [153]. Эйкональная модель дает  $R^{---}(0,0,0) \approx 0,40$  [153].

При рождении на ядрах взаимодействия разных кварков происходят на разных нуклонах ядра, поэтому кинематическая малость двухчастичного спектра в области фрагментации ядра отсутствует. В частности, в области фрагментации ядра  $R_2^A(y_1, y_2)$  положительна [25, 155]. Далее, в (93) следует заменить  $\delta$  на  $\delta/2$ , что уменьшает  $b$ . С учетом всех поправок (93) дает  $b_{\text{Ем}} = b_N - 0,4$  в хорошем согласии с данными, приведенными в обзоре [24].

**6.3. Связь рождения быстрых частиц с фрагментацией ядра.** До сих пор мы обсуждали  $A$ -зависимости спектров и корреляций. Они неудобны тем, что даже для тяжелых ядер доля периферических взаимодействий велика, и контроль числа внутриядерных взаимодействий размерами ядер не эффективен. Более прямой

мерой числа  $N_{\text{int}}$  внутриядерных взаимодействий является число выбитых из ядра быстрых протонов или, по традиции эмульсионных экспериментов, число  $N_g$  серых следов, отвечающих заряженным частицам со скоростями  $0,3 \leq v/c \leq 0,7$ . Полуэмпирические соотношения, связывающие  $N_{\text{int}}$  с  $N_g$ , получены в рамках кварковой модели (здесь  $N_{\text{int}}$  включает как число  $\nu$  взаимодействующих кварков налетающей частицы, так и число каскадных взаимодействий) в работе [152] и в рамках эйкональной модели (здесь  $N_{\text{int}}$  совпадает с числом  $\nu$  неупругих взаимодействий налетающей частицы) в работе [156].

В аддитивной кварковой модели события с  $N_g \gg \langle N_g \rangle$  отвечают взаимодействию всех составляющих кварков:  $\nu = \nu_{\text{макс}}$ . В относительных спектрах  $R_\eta$  предсказывается плато с высотой

$$R_\eta = \nu_{\text{макс}}^\eta, \quad (97)$$

не зависящей от атомного номера ядра. Как уже обсуждалось в разд. 5.5, для наблюдения плато необходимы очень высокие энергии. Расчеты по кварковой модели хорошо согласуются с опытом, но для прямой проверки (97) энергии 400 ГэВ недостаточно (см. рис. 8). В эйкональной модели [99—103] или в модели с эйкональными перерасеяниями кварков [131] значения  $\nu$  не ограничены, и  $R_\eta$  должно расти при увеличении  $N_g$  неограниченно.

Из рис. 8 ясно, что предельная форма спектров еще не установлена. Попытки [157] угадать предельные свойства  $N_g$ -зависимостей спектров экстраполяцией низкоэнергетических данных ненадежны. Крайне необходимы данные по спектрам при более высоких энергиях.

Хорошо описывая  $N_g$ -зависимости спектров, аддитивная кварковая модель дает правильную зависимость от  $N_g$  и средних множественностей [152]. Удовлетворительное описание  $N_g$ -зависимостей  $\langle N_s \rangle_A$  получается и для даваемой эйкональной моделью связи  $N_g$  с  $\nu$ , если принять  $\langle N_s \rangle_A = 0,5 (1 + \nu) \langle N_s \rangle_N$  [156]. Если же принять, что было бы правильнее, эмпирическую зависимость (9), то при  $N_g \gg \langle N_g \rangle$  эйкональная модель дает противоречащее эксперименту высокое значение множественности  $\langle N_s \rangle_A$ . В фоторождении зависимости спектров от  $N_g$  должны быть близки к зависимостям в лА-взаимодействиях, а в электророждении предсказывается независимость спектров в области фрагментации тока от  $N_g$  [125]. Такое поведение инклюзивного спектра наблюдалось в эксперименте по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах фотоэмульсии [17], но статистика (86 событий) слишком мала для однозначных выводов. В электророждении превышение множественности  $\langle N_s \rangle_A$  над  $\langle N_s \rangle_N$  обусловлено только каскадами, так что зависимости  $R$  от  $N_g$  и от атомного номера ядра должны быть существенно слабее, чем для адронов [125].

6.4. Зависимость корреляции между быстрыми частицами от фрагментации ядра. При  $N_g \gg \langle N_g \rangle$  из (94) и (95) следует, что

$$R_2^A(0, 0) = R_2^N(0, 0)/v_{\text{макс}}; \quad (98)$$

$$(D/\langle N_s \rangle)_A = (D/\langle N_s \rangle)_N / \sqrt{v_{\text{макс}}}. \quad (99)$$

Как и в (97), предельные значения в (98) и (99) не зависят от атомного номера ядра мишени. Получаемые из (94) и (95) зависимости  $R_2^A(0,0)$  и  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  от  $N_g$  (на рис. 7  $N_p$  — непоправленное на эффективность число серых следов, наблюдаемых в эксперименте [21], а в табл. 1  $Q$  — наблюдаемый заряд вторичных частиц в  $\pi$ -C-взаимодействиях,  $Q \approx N_g - 1$ ) хорошо согласуются с наблюдаемым на опыте (см. рис. 7,9). Данные рис. 7 указывают на то, что при  $N_p \rightarrow \infty$   $(D/\langle N_s \rangle)_A$  стремится к общему для всех ядер предельному значению. Согласно (99) для протонов или антипротонов предельное значение  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  ниже, чем для пионов [ $(D/\langle N_s \rangle)_{\pi N} \approx (D/\langle N_s \rangle)_{NN}$ ], в превосходном согласии с приведенными на рис. 7 экспериментальными данными. При больших  $Q$  корреляции в  $\pi$ -C-взаимодействиях также убывают примерно вдвое (см. табл. 1). Азимутальные корреляции особо интересны тем, что в азимутальную асимметрию

$$A_\phi = (N(\phi < 90^\circ) - N(\phi > 90^\circ)) / (N(\phi < 90^\circ) + N(\phi > 90^\circ)) \quad (100)$$

дисперсия распределений по  $\nu$  вклада не дает [153, 158]. Поэтому

$$A_\phi^A = A_\phi^N / \langle \nu \rangle. \quad (101)$$

При больших  $Q$  величина  $A_\phi^A$  в  $\pi$ -C-взаимодействиях убывает примерно вдвое, что хорошо согласуется с кварковой моделью [152, 154] (использование данных по  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -парам затруднительно из-за неопределенностей, связанных с сильным эффектом тождественности частиц).

С ростом  $N_g$  дисперсия распределения по  $\nu$  должна убывать, очевидно, и в эйкональной модели. Так как значения  $\nu$  не ограничены сверху, то в эйкональной модели не должно быть предельного значения ни  $R_2^A(0,0)$ , ни  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  при  $N_g \gg \langle N_g \rangle$ . Предложенное в работах [156] соотношение между  $\nu$  и  $N_g$  отвечает при  $N_g \gtrsim 8$  или  $N_p \gtrsim 6$  значениям  $\nu \gtrsim 6$ . При этих значениях  $\nu$  (98) и (99) резко противоречат приведенным на рис. 7,9 экспериментальным данным.

Если эйкональная модель дает слишком быстрое убывание корреляций с ростом  $N_g$ , в модели трубки корреляции вообще не должны зависеть от  $N_g$ . Как уже отмечалось в разд. 5.8, наблюдаемое на опыте убывание  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0,0)$  с ростом  $N_g$  однозначно отвергает все варианты модели трубки и гидродинамическую модель.

Таблица зависимости корреляций быстрот и азимутальной асимметрии для различных зарядовых комбинаций от заряда  $Q$  конечных частиц в  $\pi^{-12}$  С-взаимодействиях

Корреляция	$Q$		
	-1	0	1
$R_2^{++}(0, 0)$	$0,22 \pm 0,07$	$0,03 \pm 0,05$	$0,03 \pm 0,05$
$R_2^{-}(0, 0)$	$0,34 \pm 0,06$	$0,31 \pm 0,06$	$0,25 \pm 0,08$
$R_2^{+-}(0, 0)$	$0,89 \pm 0,09$	$0,54 \pm 0,07$	$0,43 \pm 0,08$
$R_2^{cc}(0, 0)$	$0,63 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,04$	$0,28 \pm 0,04$

$4_{\Phi}^{+-} \times 10$	$Q$		
	0	1	2
	$0,89 \pm 0,03$	$0,64 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,05$

В глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах  $\nu \equiv 1$ , так что в центральной области корреляции не должны зависеть от  $N_g$  [125]. В этом глубоконеупругое рассеяние отличается от фоторождения, которое должно быть подобно  $\Lambda A$ -взаимодействиям.

В начале каскадной области возникает эффективная граница кинематической области. С этим связан, в частности, минимум в  $R_y$  (см. рис. 24). Эффект границы кинематической области приводит к отрицательному вкладу в корреляционную функцию в области минимума [142]. Согласно оценкам, проведенным в работе [48], в событиях с перерассеянием на дейтонах  $\delta R_2(y_1, y_2) \approx 0,05 \div 0,15$ . Оценок эффекта для более тяжелых ядер не имеется.

**6.5. Ассоциированные множественности.** Согласно (82) во фрагментацию  $pA \rightarrow p + X$  в быстрый протон с  $x \sim 1$  дают вклад только однокварковые взаимодействия

$$\langle \nu(p \rightarrow p(x \sim 1)) \rangle \approx 1. \tag{102}$$

Во фрагментации  $pA \rightarrow \pi + X$  имеем из (82)

$$\langle \nu(p \rightarrow \pi(x \sim 1)) \rangle \approx (w_1 + 2aw_2)/(w_1 + aw_2) > 1 \tag{103}$$

Это означает, что множественность  $\langle N_X \rangle$  ассоциированных с фрагментацией  $p \rightarrow \pi(x \sim 1)$  частиц  $X$  выше, чем  $\langle N_X \rangle$  во фрагментации  $p \rightarrow p(x \sim 1)$  [159]. Для ядер свинца  $w_1 \approx w_2$  и согласно (103)  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow \pi} \approx 1,5 \langle N_X \rangle_{p \rightarrow p}$ .

При реалистических энергиях рождение антипротонов несущественно. Поэтому медленные протоны рождаются в основном в трехкварковых взаимодействиях:

$$\langle \nu(p \rightarrow p (x \leq (0,1 \div 0,05))) \rangle > \approx 3. \quad (104)$$

Для пионов на ядрах свинца

$$\langle \nu(p \rightarrow \pi (x \leq (0,1 \div 0,05))) \rangle \approx 2, \quad (105)$$

т. е. неравенство между  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow p}$  и  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow \pi}$  меняет знак при уменьшении  $x$  [159].

Во фрагментациях  $\pi \rightarrow p$  и  $\pi \rightarrow \pi$  числа кварков-спектаторов и взаимодействующих кварков одинаковы, и ассоциированные множественности  $\langle N_X \rangle_{\pi \rightarrow \pi}$  и  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow \pi}$  ожидаются близкими друг к другу [159].

## 7. ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

**7.1. Рождение лептонных пар и  $\psi$ -частиц.** Наблюдаемая на опыте аддитивность сечений глубоконеупругого рассеяния  $\sigma_{\gamma^*A} = A\sigma_{\gamma^*N}$  (разд. 4.3, 4.4) означает аддитивность, по меньшей мере при  $x \geq 0,05$ , плотностей партонов нуклонов ядра. Протекающие на малых расстояниях жесткие процессы описываются некогерентным взаимодействием партонов из сталкивающихся адронов: аннигиляцией кварков-партонов  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$  в рождении массивных лептонных пар [160] (обзор современной ситуации по данному вопросу см. в [161]); слиянием  $q\bar{q} \rightarrow \psi$  или слиянием глюонов  $gg \rightarrow \chi_1$  с последующим распадом  $\chi_1 \rightarrow \psi\gamma$  в рождении  $\psi$ -частиц [162]; рассеянием кварков-партонов или глюонов на большой угол в рождении частиц с большими поперечными импульсами [163]. Для нас существенно то, что сечения жестких процессов пропорциональны произведению плотностей подходящих партонов из сталкивающихся адронов. Аддитивность плотностей партонов ядерных нуклонов означает, что сечения жестких процессов должны быть пропорциональны  $A^1$  [164, 165].

В л. с. закон  $A^1$  отвечает тому, что быстрые партоны налетающей частицы проходят сквозь ядро без сильного поглощения. Это выполняется при импульсах пары выше  $(5-10) \cdot A^{1/3}$  ГэВ. Компиляция [166] данных работы [167] по  $A$ -зависимости в  $pA$ -взаимодействиях приведена на рис. 33. Видно, что закон  $A^1$  устанавливается при массах пары  $M_{\mu\mu} \geq 4$  ГэВ/ $c^2$ . Закон  $A^1$  рассматривается даже как критерий применимости дрелл-яновского подхода [161]. Кстати,  $M_{\mu\mu} \geq 4$  ГэВ/ $c^2$  есть общепринятая сейчас граница дрелл-яновского континуума, поскольку и сам скейлинг Дрелла-Яна в сечениях рождения  $d\sigma/dM_{\mu\mu} = M_{\mu\mu}^{-3} f(M_{\mu\mu}^2/s)$  начинает выполняться при этих же массах. Близкая к приведенной на рис. 33 зависимость  $\alpha$  от  $M_{\mu\mu}$  наблюдается и в  $pA$ -столкновениях [168], где согласно последним наиболее точным измерениям в ЦЕРНе для тяжелых пар  $\alpha = 1,03 \pm 0,03$  [169].

Жесткие перерассеяния кварков до их аннигиляции могут привести к некоторому уширению распределения по поперечным

импульсам лептонной пары. Оценки в рамках квантовой хромодинамики показывают, что возможный эффект пренебрежимо мал [170]. Характер перехода от  $\alpha \approx 2/3$  при  $M_{\mu\mu} \approx m_p$  к  $\alpha = 1$  при  $M_{\mu\mu} \gtrsim 4 \text{ ГэВ}/c^2$ , как и механизм рождения таких пар, остается непонятным до сих пор.

В рождении  $\psi$ -частиц  $\alpha$  близко  $k$ , но все же меньше единицы:  $\alpha_\psi = 0,927 \pm 0,030$  [171, 172]. Возможно, причина заключается

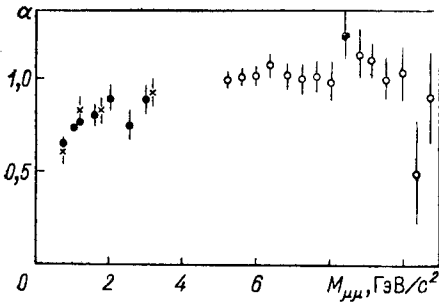
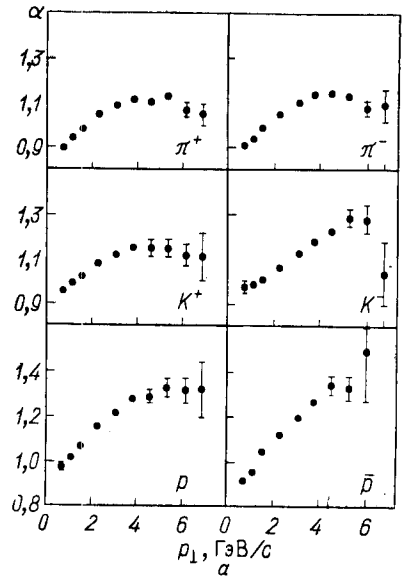


Рис. 33. Проведенная в работе [166] компиляция данных [167] по показателю  $\alpha(M_{\mu\mu})$  для сечения рождения мюонных пар протонами

Рис. 34. Зависимость от  $p_\perp$  показателя  $\alpha(p_\perp)$  в рождении протонами частиц с большими  $p_\perp$  на ядрах [174]



в плохой применимости партонных механизмов рождения  $\psi$ -частиц, поскольку и для лептонных пар  $\alpha(M_{\mu\mu} = M_\psi) < 1$ . Есть и другая причина. Для частиц, содержащих тяжелые кварки, характерный масштаб виртуальных масс есть масса тяжелых кварков (см., например, [8]). Поэтому для  $\psi$ -частиц длины формирования малы:  $l_f \sim k/M_\psi^2$ , и некий вклад в уменьшение  $\alpha_\psi$  может давать их поглощение в ядерном веществе. По разным оценкам сечение  $\psi N$ -взаимодействия получается малым, порядка одного-двух миллибарн [173].

**7.2. Рождение частиц с большими поперечными импульсами.** Ситуация с рождением частиц с большими  $p_\perp$  крайне запутана. Последовательное теоретическое понимание наблюдаемых сечений в области  $p_\perp$ , не превышающих  $(4 \div 5) \text{ ГэВ}/c$ , отсутствует. Расчеты в рамках квантовой хромодинамики можно согласовать с опытом, начиная с  $p_\perp \approx (3 \div 4) \text{ ГэВ}$  только введением значительного первичного поперечного импульса партон в адронах, увеличивающего сечение более чем на порядок [163]. В этой ситуа-



ции интерпретация экспериментальных данных по рождению частиц с большими  $p_{\perp}$  крайне затруднительна. А выглядят эти данные интригующе: если в рождении массивных мюонных пар  $\alpha(M_{\mu\mu}) \gtrsim 4$  ГэВ/ $c^2 = 1$ , то в рождении частиц с большими поперечными импульсами показатель  $\alpha$  в параметризации  $d\sigma/d^3p \sim A^{\alpha(p_{\perp})}$  растет при увеличении  $p_{\perp}$  для всех частиц (рис. 34) [174]. Это было наблюдено впервые группой Кронина еще в 1974 г., подтверждено впоследствии в ряде экспериментов [175] и до сих пор не имеет удовлетворительного теоретического объяснения. Указания на даже еще более быстрый рост  $\alpha(p_{\perp})$  получены в экспериментах по рождению не одиночных частиц, а струй частиц с большими  $p_{\perp}$  [176].

То, что в рождении массивных лептонных пар  $\alpha(M_{\mu\mu}) = 1$ , сразу же отвергает все объяснения эффекта Кронина, основанные на гипотезе [177], что по той или иной причине плотность жестких партонов в ядре растет быстрее, чем  $A$ . Остаются модели, использующие механизм кратных жестких перерассеяний партонов. Одна из возможностей: двухкратное жесткое рассеяние партона в ядре с последующей фрагментацией в наблюдаемый адрон. В этом случае дифференциальное сечение имело бы вид

$$d\sigma = Ad\sigma^{(1)} + A^{4/3}d\sigma^{(2)} + \dots, \quad (106)$$

и эффект Кронина можно объяснить, если  $d\sigma^{(2)} \approx d\sigma^{(1)}$ .

Проверить эту гипотезу можно в рождении пар частиц с большими  $p_{\perp}$ . Наблюдение состоит в том, что член  $\sim d\sigma^{(1)}$  в (106) отвечает рождению симметричных пар, а член  $\sim d\sigma^{(2)}$  отвечает рождению в противоположном триггеру с большим  $p_{\perp}$  плече двух частиц (струй) с поперечным импульсом  $\sim p_{\perp}/2$  [97]. В рождении пар частиц с  $p_{\perp 1} \gg p_{\perp 2}$  дает вклад только член  $\sim d\sigma^{(1)}$ , т. е. для симметричных пар

$$\alpha(p_{\perp 1} \gg p_{\perp 2}) \approx 1. \quad (107)$$

В рождении асимметричных пар доминирует вклад двухкратного рассеяния, так что

$$\alpha(p_{\perp 1} \gg p_{\perp 2}) \approx 4/3. \quad (108)$$

Подобная зависимость парного показателя была действительно наблюдена в эксперименте группы Ледермана [178], но не подтверждена в эксперименте, описанном в [179]. Правда, в последнем эксперименте изученные  $p_{\perp}$  были ниже, чем в эксперименте [178]. Ситуация остается неопределенной не только из-за этого противоречия между двумя экспериментами. Для надежной проверки механизма перерассеяний по рождению пар частиц или струй необходимо, чтобы оба рассеяния отвечали  $p_{\perp} \gtrsim (3 \div 4)$  ГэВ, так как при меньших  $p_{\perp}$  сам механизм рождения до сих пор не понят.

На рис. 34 обращает на себя внимание то, что  $\alpha$  больше для вторичных частиц ( $\bar{p}$ ,  $K^-$ ), не содержащих валентных кварков. Для протонов также  $\alpha$  велико, но это можно связать с рассеянием на большой угол (также необъясненным) самого падающего протона. Можно предполагать, что рождение  $\bar{p}$  и  $K^-$  связано с рассеянием на большой угол глюонов. В квантовой хромодинамике сечения  $gg$ - и  $gq$ -рассеяния больше сечения  $qq$ -рассеяния (выше цветовой заряд глюона). Поэтому двукратные рассеяния усиливают выход глюонов с большими  $p_{\perp}$  в согласии с опытом. Проведенные Крживицким и др. оценки дают правильный порядок величины  $\alpha$  в области  $p_{\perp} \gtrsim 5$  ГэВ.

Второе объяснение эффекта Кронина можно назвать механизмом псевдоструй. Вводятся в рассмотрение два одновременных однократных рассеяния двух партонов из падающей частицы в одном и том же направлении. Проведенные В. В. Змушко [181] и Такаги [182] оценки показывают, что сечения образования таких псевдоструй не малы. Специфическая черта указанных псевдоструй: доля быстрых адронов в псевдоструе меньше, а полная множественность частиц выше, чем в обычной кварковой струе [182]. Оба вывода подтверждаются результатами Бромберга и др. [176]. Заметим, что если механизм псевдоструй действительно имеет место, то на ядрах должны наблюдаться с большим сечением многоструйные события: сечение рождения четырех некоррелированных по азимутальному углу струй с импульсами  $\approx p_{\perp}$  должно быть порядка сечения одной струи с импульсом  $\approx 2p_{\perp}$ .

Для проверки всех объяснений эффекта Кронина крайне необходимо изучение корреляций в рождении частиц с большими  $p_{\perp}$  на ядрах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. Ретроспективно полезно сравнить настоящий обзор с обзором Никитина, Розенталя и Сергеева, опубликованным в 1977 г. Два обзора перекрываются по названию (сильно), по кругу обсужденных вопросов (примерно вполовину) и по качественным выводам (очень слабо). Но в количественной интерпретации экспериментальных данных перекрытия практически нет: Это — свидетельство значительного продвижения как в теории, так и в эксперименте.

Наиболее реалистическая модель множественных процессов на ядрах — аддитивная кварковая модель — была разработана именно после 1977 г. Следующие из взаимодействий с ядрами указания на то, что размеры составляющих кварков в адронах малы и что кварки ведут себя аддитивно, крайне важны и должны приниматься во внимание при построении реалистических квантово-хромодинамических моделей адронов. Если не считать замечания

В. Н. Грибова, что чисто глюонная модель померона объясняет малость наклона вакуумной траектории и соответственно размеров кварков большим масштабom масс в глюониевой физике [183], то связь аддитивной кварковой модели с квантовой хромодинамикой пока еще не разработана.

Не секрет, что основное внимание сейчас привлекает физика глубоконеупругих процессов. Но сколь бы хороша ни была феноменология струй в терминах фрагментации кварков и глюонов, дальнейшее развитие неизбежно приведет к вопросу: а как же все-таки образуются адроны из глюонов и кварков? Это — проблема больших расстояний, и для решения указанной проблемы крайне полезной может оказаться любая информация о поведении кварков в сильных взаимодействиях и, не в последнюю очередь, уникальные возможности экспериментов на ядрах.

Значительным был прогресс в понимании корреляционных явлений, для обсуждения которых два-три года тому назад вообще не было ни количественной основы, ни экспериментальных данных. Эти данные не оставляют, по-видимому, никаких шансов на выживание коллективных моделей: гидродинамической, модели трубки.

Появились первые экспериментальные данные по электророждению и нейтринорождению на ядрах. Они подтверждают существование внутриядерных каскадов, бывших долго предметом дискуссий.

Развитие было существенным даже в столь классической области, как теория дифракционных процессов. Отчасти оно было негативным: теперь мы понимаем, что дифракционное рождение на ядрах не дает сечений взаимодействия нестабильных частиц. Но мы приблизились к решению более важной задачи, эквивалентной отчасти определению этих сечений: выяснению с помощью дифракционных процессов партонной структуры адронов. Сшивание возникающей феноменологии с квантовой хромодинамикой — важная задача будущего.

Попытка обобщения на взаимодействия с ядрами ставших привычными представлений о взаимодействиях адронов с адронами вскрывает значительные лакуны в теории адронных взаимодействий. Далеко не удовлетворительны понимание и интерпретация кратных перерассейаний в ядре. Рост длин формирования в процессах рождения и объяснение этим подавления каскадного размножения вторичных частиц установлены надежно. Но нет полного понимания того, почему простая оптическая модель полных сечений с не столь простыми, но тоже понятными, неупругими поправками «работает» одинаково хорошо при всех энергиях. Казалось бы, что изменение характера неупругих процессов при энергиях  $E \geq E_k = Rm^2$  должно, в силу условия унитарности, изменить и ход полных сечений.

Известная фрагментарность была неизбежна. Так, из обзора выпало обсуждение взаимодействий с дейтоном, которое могло бы составить самостоятельный обзор. Дейтон — простейшая ядерная мишень, и для перерасеяний в дейтоне многие предсказания наиболее однозначны. Но доля событий с перерасеяниями в дейтоне мала, и необходимы эксперименты с очень высокой недостижимой сейчас статистикой. Обсуждение теории рождения частиц на дейтонах можно найти в [48] и в обстоятельном обзоре [187].

Из-за ограничений на объем статьи полностью опущено также обсуждение собственно фрагментации ядра и крайне интересной кумулятивного эффекта и ядерного скейлинга. Имеются, однако, обстоятельные обзоры Л. Л. Франкфурта и М. И. Стрикмана [184], В. С. Ставинского [185] и А. М. Балдина [186] на эту тему.

Приведем в заключение перечень экспериментов, представляющих наиболее интересными при имеющихся теоретических представлениях.

1. Прецизионные измерения полных сечений  $pA$ -взаимодействий: проверка существования пассивных состояний и теории неупругого экранирования (разд. 3.3).

2. Сравнение когерентной и некогерентной дифракционной диссоциации на ядрах (разд. 3.4).

3. Измерения с высокой точностью амплитуды регенерации  $K_L \rightarrow K_S$  на ядрах: изучение партонных флуктуаций с медленными валентными кварками (разд. 3.5).

4. Поиски экранировки и антиэкранировки в глубоконеупругом рассеянии при  $x \leq 0,1-0,2$  (разд. 4.3).

5. Прецизионные опыты по изучению перехода от фоторождения к электророждению — откуда малые масштабы  $Q^2$  (разд. 4.4)?

6. Поиски плато в отношении спектров ядро — нуклон при энергиях  $\sim 1$  ТэВ как измерение числа неупругих поглощений в ядре (разд. 5.2, 5.5).

7. Проверка правил кваркового счета для фрагментационных спектров, особенно для различных налетающих частиц. Измерение ассоциированных множественностей (разд. 5.4, 6.5).

8. Прецизионное сравнение зависимостей от  $N_g$  корреляций и отношения Врублевского в  $pA$ - и  $pA$ -взаимодействиях при высоких энергиях (разд. 6.4).

9. Сравнение с высокой точностью электророждения, нейтринорождения и фоторождения на ядрах с рождением адронами. Поиск отсутствия поглощения фрагментов тока в электророждении при высоких энергиях (разд. 5.4, 5.5, 6.3).

10. Изучение корреляций в рождении частиц и струй с большими  $p_{\perp}$  на ядрах (разд. 7.2).

По всем перечисленным пунктам за последние два-три года появились количественные теоретические предсказания, проверка которых важна для дальнейшего развития теории.

Автор признателен А. М. Балдину, кому этот обзор обязан появлением в свет. Как в процессе написания обзора, так и в ходе работы над затронутыми проблемами были крайне полезны обсуждения с В. В. Анисовичем, Л. Еник, В. Г. Грипиным, Б. З. Копелиовичем, Г. А. Лексиным, Е. М. Левиным, М. Г. Рыскиным, М. Фесслером, Ю. М. Шабельским, В. М. Шехтером. Особо ценными для автора были обсуждения и переписка с Е. Л. Фейнбергом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канчели О. В.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 469.
2. Франк И. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1942, т. 6, № 1—2, с. 1.
3. Тер-Микаэлян М. Л. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. М., ФИАН, 1952.
4. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1953, т. 92, с. 535; с. 735.
5. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л.— Там же, 1953, т. 93, с. 439.
6. Feinberg E. L.— J. Phys., 1941, v. 5, p. 177.
7. Peterman A.— Phys. Repts C, 1979, v. 53, p. 157; De Rujula A. e.a. Preprint Ref. TH.2778-CERN, 1979; Ellis J., Sachrajda C. T. Preprint Ref. TH.2782-CERN, 1979.
8. Вайнштейн А. И. и др.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 217.
9. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.— Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105.
10. Anisovich V. V.— Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 87.
11. Bethe H. A.— Phys. Rev., 1940, v. 57, p. 1125.
12. Аллаби Дж. и др.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 538; Горин Ю. П. и др.— Там же, 1973, т. 18, с. 336; Denisov S. P. e.a.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 79, p. 62; Garrol A. S. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 319; Allarduce B. W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 209, p. 1; Бобченко Б. М. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1553.
13. Heunen V. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 651; Brookes G. R. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 2826; Caldwell D. O. e.a.— Ibid., 1973, v. 7, p. 1362; Michalowski S.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 737.
14. Stodolsky L.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 135.
15. Ditzler W. R. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 57, p. 201; Stein S. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 1884; May M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 407; Eickmeyer J. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 63, p. 104; Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 289.
16. Busza W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 836; Halliwell C. e.a.— Ibid., 1977, v. 39, p. 1499; Elias J. E. e.a.— Ibid., 1978, v. 41, p. 285; Elias J. E. e.a.— Preprint FERMILAB-PUB-79/47-EXP, 1979.
17. Hand L. e.a.— Acta phys. polon. B, 1978, v. 9, p. 1978; Z. Phys. C, 1979, Bd 4, S. 139.
18. Burnett T. H. e.a.— Preprints VTL-PUB-44, 1977; VTL-PUB-50, 1978.
19. Bertini H. W.— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1382.
20. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С.— Успехи физ. наук, 1954, т. 52, с. 185.
21. Faessler M. A. e.a.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 157, p. 1.
22. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействия. М., Атомиздат, 1968; Барашенков В. С., Тонсев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
23. Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент сотрудничество.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 704; Азимов С. А. и др.— Там же, 1978, т. 27, с. 1011.

24. Гуламов К. Г., Гулямов У. Г., Чернов Г. М.— ЭЧАЯ, 1978 т. 9, вып. 3, с. 554.
25. Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент сотрудничество.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1124.
26. Feinberg E. L.— Phys. Repts C, 1972, v. 5, p. 240.
27. Фейнберг Е. Л.— Успехи физ. наук, 1960, т. 70, с. 335.
28. Фейнберг Е. Л.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1966, т. 50, с. 502.
29. Фейнберг Е. Л., В кн.: Проблемы теоретической физики. М., Наука, 1972, с. 248; Фейнберг Е. Л. В кн.: Труды школы молодых ученых, Сухуми. Дубна, ОИЯИ, 1973, с. 56.
30. Мигдал А. Б.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1956, т. 32, с. 633.
31. Galitsky V. M., Gurevich I. I.— Nuovo cimento, 1964, v. 32, p. 633.
32. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.— Успехи физ. наук, 1978, т. 126, с. 553.
33. Грибов В. Н., Иоффе Б. Л., Померанчук И. Я.— Ядерная физика, 1965, т. 2, с. 768.
34. Ioffe V. L.— Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 123.
35. Mandelstam S.— Nuovo cimento, 1963, v. 30, p. 1148.
36. Грибов В. Н. В кн.: Труды VIII школы ЛИЯФ. Т. 2. Л., 1973, с. 5.
37. Ансельм А. А. Там же, с. 37.
38. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами. Пер. с англ. М., Мир, 1975.
39. Левин В. М., Рыскин М. Г.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1975, т. 69, с. 1537.
40. Grassberger P.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 125, p. 84.
41. Grassberger P.— Wuppertal Preprint WUB-79-15, 1979 (and references therein).
42. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1980, т. 78, с. 451.
43. Кадышевский В. Г.— Там же, 1964, т. 46, с. 654.
44. Jaroszewicz T. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 127.
45. Caneschi L., Halliday I. G., Shwimmer A.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 144, p. 397.
46. Henev F., Pumpllin J. Preprint UCSD 10P10-195, 1978.
47. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 56, с. 892.
48. Nikolaev N. N., Zoller V. R.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 147, p. 336.
49. Канчели О. В., Матинян С. Г.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 1305.
50. Gottfried K., Low F.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 2487.
51. Bjorken J. D. Lectures at DESY Summer School, 1975; preprint SLAC-PUB-1756, 1976.
52. Artykov I. Z., Barashenkov V. S., Eliseev S. M.— Nucl. Phys., 1966, v. 87, p. 823; Nucl. Phys. B, 1968, v. 6, p. 11; Барашенков В. С. и др.— Успехи физ. наук, 1973, т. 109, с. 91.
53. Bialkowski G., Chin C., Tow D.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 862; Hossain M., Tow D. M. CPT-preprint ORO 3992-357, University of Texas, 1979; Valanju P., Sudarshan E.C.G., Chiu C.B. CPT-preprint ORO 3992-365, University of Texas, 1979.
54. Feinberg E. L., Pomeranchuk I. Ya.— Suppl. Nuovo cimento, 1956, v. 111, p. 652; Ахизер А. И., Померанчук И. Я.— Успехи физ. наук, 1978, т. 65, с. 593; Ситенко А. Г.— Там же, 1959, т. 67, с. 377.
55. Miettinen H. I., Pumpllin J. O.— Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 1696; Miettinen H. I., Pumpllin J.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 204.
56. Good M. L., Walker W. D.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 1857.
57. Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 664; В кн.: Множественное рождение и предельная фрагментация ядра. Дубна, 1979, с. 469.
58. Glauber R. J. Lectures in Theoretical Physics. V. 1. N. Y., Interscience, 1959; Глаубер Р.— Успехи физ. наук, 1971, т. 103, с. 641; Кольба-сов В. М., Маринов М. С.— Там же, 1973, т. 109, с. 137.

59. Abul-Magd A. Y. e.a.— Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 182.
60. Lesniak H., Lesniak L.— Ibid., 1972, v. 40, p. 167.
61. Бабаев А. И. и др.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 71; Murthy P. V. R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 92, p. 269; Любимов В. А.— Успехи физ. наук, 1977, т. 121, с. 193.
62. Gsponer A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 9.
63. Карманов В. А., Кондратюк Л. А.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 451.
64. Николаев Н. Н.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 1159.
65. Anisovich V. V., Dakhno L. G., Volkovitsky P. E.— Phys. Lett. B, 1972, v. 42, p. 224; Kaidalov A. B., Kondratyuk L. A.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 56, p. 90.
66. Bingham H. H. В кн.: Труды Междунар. семинара по взаимодействию частиц высокой энергии с ядрами. Вып. 1. М., Атомиздат, 1974, с. 1; Тарасов А. В.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 3, с. 771; Vempograd S. e.a.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 33, p. 397; 1972, v. 42, p. 627; Долинов В. К. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1230.
67. Goggi V. e.a.— Preprint CERN-EP/79-43, 1979.
68. Czyz W.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 3219.
69. Nikolaev N. N. In: Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies, IAEA-SMR-21. Trieste, 1977.
70. Замолодчиков А. Б. и др.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1979, т. 77, с. 451.
71. Levin E. M. e.a.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 124, p. 1152.
72. Edelstein R. M. In: High Energy Collisions Involving Nuclei. Bologna, 1975.
73. Bruton P. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 490.
74. Зайцев Ю. М. В кн.: Труды II школы физики ИТЭФ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1975, с. 45; Колыбасов В. М. В кн.: Труды II школы физики ИТЭФ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1975, с. 59.
75. Gsponer A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 13; Molzon W. R. e.a.— Ibid., 1978, v. 41, p. 1213; Roekrig J. e.a.— Ibid., 1977, v. 38, p. 1116.
76. Bertocchi L., Treeleani D.— Nuovo cimento A, 1979, v. 50, p. 338.
77. Diu B., Ferraz A., De Camargo F.— Preprint PAR-LPTHE 79-10, 1979.
78. Kopeliovich V. Z., Nikolaev N. N.— Z. Phys. C, 1980, Bd. 5, S 333.
79. Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н., Фадин В. С. В кн.: Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1979, с. 109; Bartels J. Preprint DESY 79/68, 1979.
80. Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1954, т. 96, с. 265; с. 481.
81. Bell J. S.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 57.
82. Adler S. J.— Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 963.
83. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 57, с. 1306.
84. Bjorken J. D., Kogut J.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 1341.
85. Grammer G., Sullivan J. D. In: Electromagnetic Interactions. V. 2. N. Y.— London, Plenum Press, 1978; Bauer T. H. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 261.
86. Brodsky S. J., Close F. E., Gunion J. F.— Phys. Rev. D, 1972, v. 6, p. 177.
87. Захаров В. И., Николаев Н. Н.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 434; Nikolaev N. N., Zakharov V. I.— Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 397.
88. Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И., Троян С. И. В кн.: Физика элементарных частиц (Труды XIII Зимней школы ЛИЯФ). Л., 1978, с. 3.
89. Brodsky S. J. e.a. SLAC-Report, 1978 (unpublished).
90. Brodsky S. J., Gunion J. F., Kühn J.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1120.

91. Brodsky S. J. Preprint SLAC-PUB-2395, 1979.
92. Ibanez L. E., Sanchez-Gomez J. L. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 156, p. 427; Fraas H., Read B. J., Schildknecht D. — Ibid., 1975, v. 88, p. 304; 1975, v. 86, p. 346; Ditsas P., Shaw G. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 113, p. 246.
93. Bailey J. e.a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 151, p. 367.
94. Caldwell D. O. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 553.
95. Bertocchi L., Treleani D. Preprint IC/79/62, ICTP, Trieste, 1979.
96. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 772.
97. Nikolaev N. N., Ostarphuck A. Ya. Preprint Ref. TH 2575-CERN, 1978; Nikolaev N. N., Ostarphuck A. Ya., Zoller V. R. Preprint Ref. TH. 2541-CERN, 1978.
98. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 595.
99. Шабельский Ю. М. — Там же, 1977, т. 26, с. 1084.
100. Shabelsky Yu. M. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 132, p. 491; Capella A., Kaidalov A. B. — Ibid., 1977, v. 111, p. 477.
101. Bertocchi L., Trellani D. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, v. 3, p. 147; Capella A., Krzywicki A. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3357.
102. Lehman E. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 127, p. 331.
103. Bialas A., Blezynski M., Czyz W. — Acta Phys. polon. B, 1977, v. 8, p. 389; Kinoshita K., Minaka A., Sumiyoshi Z. Preprint KYSHU-79-HE-5/KAGOSHIMA-HE-79-5, 1979; Kinoshita K., Minaka A., Sumiyoshi N. — Prog. Theor. Phys., 1979, v. 61, p. 165; Jaroszewicz T. e.a. — Z. Phys. C, 1979, Bd 00, S.
104. Caneschi L., Schwimmer A. In: Proc. of the XIIth Rencontre de Moriond Flaine, 1977, v. 11, p. 173.
105. Анисович В. Н. В кн.: Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ. Ч. I. Л., 1974; Анисович В. В., Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 1311; Анисович В. В. В кн.: Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1979, с. 3.
106. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. — Успехи физ. наук, 1968, т. 94, с. 243.
107. Anisovich V. V., Shabelsky Yu. M., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 477; Анисович В. В., Лепехин Ф. Г., Шабельский Ю. М. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1639.
108. Ter-Martirosyan K. A. — Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 377.
109. Кайдалов А. Б. В кн.: Элементарные частицы. Труды II школы физики ИТЭФ. Вып. 3. М., Атомиздат, 1975.
110. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 396.
111. Koplik J., Mueller A. E. — Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 3638.
112. Волошин С., Никитин Ю. П. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 1003; 1979, т. 30, с. 765.
113. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Там же, 1980, т. 31, с. 429.
114. Nikolaev N. N. — Phys. Lett. B, 1976, v. 60, p. 363; 1977, v. 70, p. 95.
115. Anisovich V. V., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455.
116. Nikolaev N. N., Pokorski S. — Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 290.
117. Heller K. e.a. — Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 2737.
118. Баюков Ю. Д. и др. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 947.
119. Cahney D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 71.
120. Skubic P. e.a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3115.
121. Van Hove L., Pokorski S. — Acta Phys. polon. B, 1974, v. 5, p. 229; Nucl. Phys. B, 1975, v. 86, p. 287.
122. Азимов С. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 450.
123. Bialas A., Bialas E. Preprint FERMILAB-Pub-79/48-THY, 1979.
124. Davidenko G. V., Nikolaev N. N. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 135, p. 333.
125. Nikolaev N. N. Preprint Ref. TH 2792-CERN, 1979; Z. Phys. C, 1980 (in press).
126. Osborn L. S. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1624.



127. Bialas A., Czyz W.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 137, p. 359.
128. Bialas A., Czyz W., Furmanski W.— Acta Phys. polon. B, 1977, v. 8, p. 585.
129. Bialas A. Invited Talk at First Workshop on Ultra-Relativistic Nuclear Collisions, LBL, Berkeley, May 1979; Preprint FERMILAB-Conf-79/35-TNY, 1979.
130. Andersson B., Otterlund I., Stenlund E.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 87; Otterlund I. Preprint TECHNION-PH-79-46, 1979.
131. Shabelsky Yu. M., Shekhter V. M. Preprint LINP-524, 1979.
132. Котляревский Д. М. Лекция на VII Всесоюз. школе по неупругим взаимодействиям. Бакуриани, 1980.
133. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. Ya.— Nuovo cimento Lett., 1978, v. 23, p. 273.
134. Roessler F. C., McCusker C. B. A.— Nuovo cimento, 1953, v. 10, p. 127; Coesconi G.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 1107; Фейнберг Е. Л.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1955, т. 28, с. 241.
135. Паташинский А. З.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 654; Шуряк Э. В.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 630.
136. Berlad G., Dar A., Eilam G.— Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 1616.
137. Fredriksson S.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 167; Fredriksson S.— Preprint Ref. TH.2720-CERN, 1979.
138. Розенталь И. Л.— Успехи физ. наук, 1975, т. 116, с. 271.
139. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М.— Там же, 1977, т. 121, с. 3.
140. Жиров О. В., Шуряк Э. В.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 485.
141. Azimov S. A. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 339.
142. Николаев Н. Н.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 383.
143. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 628.
144. Гуламов К. Г., Ушинский А. А.— Там же, 1979, т. 26, с. 1095.
145. Gottfried K.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 957.
146. Gottfried K. In: Proc. of the V Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Uppsala, 1974, p. 79.
147. Fishbane P. M., Trefil J. S.— Phys. Lett. B, 1974, v. 51, p. 139.
148. Aliev F. K. e.a.— Nuovo cimento Lett., 1978, v. 23, p. 212.
149. Whitmore J.— Phys. Rep. C, 1976, v. 27, p. 187.
150. Гришин В. Г.— Успехи физ. наук, 1979, т. 127, с. 51.
151. Wroblewski A.— Acta Phys. polon. B, 1973, v. 4, p. 857.
152. Nikolaev N. N.— Nucl. Phys. B, 1980 (to be published).
153. Levin E. M., Ryskin M. G., Nikolaev N. N. Preprint Ref. TH. 2780-CERN, 1979; Z. Phys., 1980, (in press).
154. Бацбович С. и др. Препринт ОИЯИ, PI-12777, Дубна, 1979; Enik L. Ph. D. Thesis, Central Research Institut for Physics. Budapest, 1980.
155. Baroni G. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 103, p. 213; Baroni G., Lamana E., Petera S.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 135, p. 405.
156. Babecki J., Nowak G.— Acta Phys. polon. B, 1978, v. 9, p. 401; Anderson B., Otterlund I., Stenlund E.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 343.
157. Andersson B., Nilsson G., Otterlund I.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 153, p. 493.
158. Левин Е. М., Рыскин М. Г., Троян С. И.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 423.
159. Nikolaev N. N.— Phys. Rev. Lett., 1980 (in press).
160. Drell S., Yan T. M.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 316.
161. Stroynowski R. Preprint SLAC-PUB-2402, 1979.
162. Gunion J. F.— Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 1345; Green M. B., Jacob M., Landstoft P. V.— Nuovo cimento A, 1976, v. 29, p. 123.
163. Sivers D., Brodsky S., Blankenbecler R.— Phys. Repts. C 1976, v. 23, p. 1; Ellis S., Stroynowski R.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 753;

- Jacob M., Landshoff P. V.— Phys. Repts, 1978, v. 48, p. 285; Jacob M. Rapporteur's Talk at eht EPS International Conference. Geneva, 1979; preprint Ref. TH 2700-CERN, 1979.
164. Nikolaev N. N., Zakharov V. I. Chernogolovka preprint, 1975.
  165. Farrar G. R.— Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 185.
  166. Vannucci F. Preprint CERN-EP/79-151, 1979.
  167. Binkley M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 574; Branson J. G. e.a.— Ibid., 1977, v. 38, p. 457; Kaplan D. M. e.a.— Ibid., 1978, v. 40, p. 435.
  168. Anderson K. J. e.a.— Ibid., 1979, v. 42, p. 944.
  169. Badier J. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 89, p. 145.
  170. Michael C., Webber D. M.— Phys. Lett. B, 1979, v. 83, p. 243.
  171. Antipov Yu. M. e.a.— Ibid., 1978, v. 76, p. 235.
  172. Anderson K. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 944; Badier J. e.a. Preprint CERN/EP 79-61, 1979.
  173. Anderson R. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 263; Ioffe B. L. Preprint ITER-124, M., 1975; Ходжамирян А. Ю., Цукерман И. С. Препринт ИТЭФ-96. М., 1976.
  174. Kluberg K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 670; Antreasyan D. e.a.— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 764; Cronin J. W. e.a.— Ibid., 1975, v. 11, p. 3105.
  175. Becker U. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1731; Garbutt D. A. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 355; Абрамов В. В. и др. Препринт ИФВЭ-79-131. Серпухов, 1979.
  176. Bromberg C. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1202; 1979, v. 43, p. 1057.
  177. Afek Y. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 2622; Krzywicki A.— Ibid., 1976, v. 14, p. 152.
  178. McCarthy R. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 213.
  179. Finley D. A. e.a.— Ibid., 1979, v. 42, p. 1031.
  180. Krzywicki A. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 85, p. 407.
  181. Змушко В. В. Препринты ИФВЭ ОЭФ-79-145, ОЭФ-69-157. Серпухов, 1979.
  182. Takagi F.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1296.
  183. Novikov V. A. e.a.— Nucl. Phys. B, 1980 (in press).
  184. Франкфурт Л. Л., Стрикман М. И. В кн.: Элементарные частицы, VI школа физиков ИТЭФ, вып. 2, 1979, с. 16.
  185. Ставинский В. С.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 4, с. 949.
  186. Балдин А. М.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 2, с. 429.
  187. Bergström L., Fredriksson S. Preprint, Royal Institute Technology. Stockholm, 1979.