

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.12

**КВАРКИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЛЕПТОНОВ, ФОТОНОВ  
И АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ****Н. Николаев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	370
2. Сводка основных экспериментальных данных . . . . .	374
а) Кинематика и определения (374). б) Полные сечения и сечения поглощения (376). в) Средние множественности вторичных частиц (377). г) Ядерные инициализирующие спектры (377). д) Распределения по множественности (380). е) Корреляции между вторичными частицами (380). ж) Фрагментация ядра (380). з) Исторические замечания (381).	
3. Масштабы времен и продольных расстояний и длины формирования при высоких энергиях . . . . .	381
а) Эффект Лацдау — Померанчука (381). б) Масштабы продольных расстояний в сильных взаимодействиях. Метод Грибова — Иоффе — Померанчука (382). в) Кратные упругие перерассеяния в мультипериферическом подходе (383). г) Длины формирования в процессах множественного рождения на партонном языке (384). д) Длины формирования в мультипериферическом формализме (385). е) Взаимодействуют ли вторичные частицы коллективно? (387). ж) Влияет ли ядерная среда на длины формирования? (387). з) Ядерный эффект Черенкова (388).	
4. Полные сечения и дифракционные процессы . . . . .	388
а) Поглощение, упругое рассеяние и дифракционная диссоциация (388). б) Метод собственных состояний и глауберовский формализм (389). в) Неупругая экранировка в полных сечениях и сечениях поглощения (391). г) Дифракционная диссоциация на ядрах и сечения взаимодействия нестабильных частиц (394). д) Регенерация $K_L \rightarrow K_S$ на ядрах (397).	
5. Фоторождение, электророждение и нейтринные реакции на ядрах . . . . .	398
а) Адронные свойства фотонов (398). б) Парадокс Бъёркена и критика векторной доминантности (399). в) Экранировка и антиэкранировка в глубоконеупругом рассеянии (401). г) Связь фоторождения с электророждением (401).	
6. Инклюзивное рождение частиц на ядрах . . . . .	403
а) Сколько раз неупруго поглощается в ядре налетающая частица? (403). б) Кратные перерассеяния и кварковая модель (404). в) Правила кваркового счета для фрагментации пучка на ядрах (406). г) Центральная пинонизационная область и средние множественности (403). д) Множественное рождение в глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах (411). е) $\nu$ -скейлинг в рождении частиц на ядрах (412). ж) Немультипериферические модели (413).	
7. Корреляционные явления в множественном рождении на ядрах . . . . .	414
а) Связь корреляций быстрых с распределениями по множественности (414). б) Корреляции быстрых в рождении частиц на ядрах (414). в) Корреляция рождения быстрых частиц с фрагментацией ядра (415). г) Зависимость от фрагментации ядра корреляций быстрых частиц (416). д) Ассоциированные множественности (417).	
8. Жесткие процессы в адрон-ядерных взаимодействиях . . . . .	418
а) Рождение лептонных пар, ф-частиц и очарованных частиц (418). б) Рождение частиц с большими поперечными импульсами (419).	
9. Заключение . . . . .	421
Цитированная литература . . . . .	424

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Этот обзор посвящен взаимодействиям частиц высокой энергии с ядрами — быстро развивающейся в последнее время области физики элементарных частиц. Обзор преследует две цели. Первая из них — это изложение современного состояния физики взаимодействия адронов, фотонов и лептонов с атомными ядрами. Решение этой задачи традиционное. Будет обсуждено, почему эта область становится интересной именно в настоящее время; в каком соотношении с экспериментом находятся наши представления о механизме взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами; что нового о механизме взаимодействия адронов с адронами, фотонами и лептонами дает изучение столкновений с ядрами; какими представляются перспективы развития этой области физики высоких энергий. В решении этой задачи мы тесно следуем современным представлениям о кварк-парточной структуре адронов и о мультипериферическом характере неупругих взаимодействий адронов высоких энергий.

Вторая задача — указать, по возможности полнее, на истоки современной теории адрон-ядерных, фотон-ядерных и лептон-ядерных взаимодействий. Дело в том, что за последние годы были неоднократно «переоткрыты» многие результаты, полученные зачастую более четверти века тому назад и позабытые. Представлялось уместным вернуться к истории вопроса и напомнить об этих классических работах.

Ядерные мишени широко использовались и используются в физике высоких энергий. Но до сравнительно недавнего времени интерес к происходящим собственно внутри ядра процессам был невелик. Ядра представляют собой протяженные мишени толщиной до нескольких длин взаимодействия. Считалось естественным, что взаимодействия вторичных частиц внутри такой толстой мишени будут только искажать картину фундаментального взаимодействия налетающей частицы с нуклоном ядра.

Такая точка зрения небезосновательна. Внутриядерные процессы действительно сходны с процессами в толстых мишенях. Но интересно не это сходство, а то, что при высоких энергиях взаимодействия вторичных частиц внутри ядра становятся принципиально отличными от взаимодействий внутри толстой плотной мишени. Поскольку с ростом энергии средняя множественность частиц в одном элементарном акте взаимодействия растет, то растут и число взаимодействий внутри толстой мишени, и множественность медленных частиц каскадного происхождения. Во взаимодействиях с ядрами подобный рост действительно имеет место при низких энергиях, но с энергией порядка 10—20 ГэВ уже прекращается. Похоже на то, что внутри ядра, в отличие от толстой мишени, быстрые вторичные частицы взаимодействуют слабо. Сформулируем это отличие более детально.

Взаимодействия с толстой мишенью могут быть описаны уравнением

$$w_{\text{abs}} = 1 - \exp(-v_{\text{abs}}) \quad (1.1)$$

для вероятности поглощения падающей частицы и каскадным уравнением переноса

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dN_s(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} \right) = - \frac{dN_s(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} + \int_{\varepsilon}^E d\omega \frac{dN_s(\omega, t)}{d\omega} \frac{dN_s(\omega \rightarrow \varepsilon)}{d\varepsilon} \quad (1.2)$$

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

$$l_{\text{abs}} = \frac{1}{\sigma_{\text{abs}} \rho} \quad (1.3)$$

и  $\rho$  — плотность мишени. Границное условие имеет вид

$$\frac{dN_s(\varepsilon, 0)}{d\varepsilon} = \frac{dN_s(E \rightarrow \varepsilon)}{d\varepsilon}, \quad (1.4)$$

где  $dN_s(E \rightarrow \varepsilon)/d\varepsilon$  — энергетический спектр вторичных частиц в столкновении с одним ядром вещества мишени при энергии первичной частицы  $E$ . Зависимость  $R(\varepsilon) = (dN_s(\varepsilon, t)/d\varepsilon)/(dN_s(E \rightarrow \varepsilon)/d\varepsilon)$  от  $t$  и  $E$  очевидная: быстрые частицы поглощаются и  $R(\varepsilon \approx E) = \exp(-t) < 1$ , а для медленных частиц  $R(\varepsilon)$  растет с ростом  $t$  и  $E$  за счет процессов каскадного размножения.

Представим, что мишень сжимается при постоянном  $v_{abs}$ , пока ее плотность  $\rho$  не возрастет до ядерной плотности  $\rho_d$ . Уравнение (1.1) с небольшими поправками остается в силе и для ядерных плотностей. Наблюдаемая на опыте зависимость  $R(\varepsilon)$  для ядер от толщины ядра качественно такая же, что и для толстых мишеней. Количественно же простая каскадная модель, описываемая уравнением (1.2), резко противоречит эксперименту уже с энергией в несколько десятков ГэВ. В частности, для медленных вторичных частиц  $R(\varepsilon)$  вообще не зависит от энергии.

Объяснение этому простое. В (1.2) невидно считалось, что длины формирования вторичных частиц  $l_f$  много меньше длины поглощения  $l_{abs}$ . Казалось бы, при высоких энергиях естественный масштаб — длины волн  $\lambda = 1/k$ , которые малы. Однако ситуация прямо противоположна наивной классической: в рождении частиц высоких энергий

$$l_f \approx \frac{k}{m^2} \approx \frac{1}{\lambda m^2}. \quad (1.5)$$

В случае ядер  $l_f$  для быстрых вторичных частиц оказывается сравнимым с, и даже превышающим,  $l_{abs}$ , и радиусом ядра  $R_d$ . Частицы не взаимодействуют внутри ядра потому, что они формируются вне ядра. Применительно к задаче множественного рождения на ядрах это было указано впервые О. В. Канчели в 1973 г.<sup>1</sup>. Большая толщина ядер превращается в важное достоинство: характер внутриядерных взаимодействий дает уникальную информацию о пространственно-временном развитии процесса множественного рождения. Ядро — миниатюрная пузырьковая камера.

Подобная ситуация с ростом характерных масштабов продольных расстояний и с  $l_f > l_{abs}$  не нова. Впервые, насколько известно автору, большая длина формирования появилась в работе И. М. Франка 1942 г.<sup>2</sup>. Франк заметил, что ускоренный электрон излучает не из точки, а с отрезка

$$\Delta z \approx \frac{\lambda}{1 - v_e} \approx \left( \frac{E_e}{m_e} \right)^2 \lambda, \quad (1.6)$$

где  $\lambda$  — длина волны фотона,  $E_e$ ,  $m_e$  и  $v_e$  — энергия, масса и скорость электрона. Драматическое влияние длин формирования на процессы тормозного излучения и рождения пар в веществе было обнаружено М. Л. Тер-Микаэляном<sup>3</sup> и Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком<sup>4</sup> в 1953 г. для когерентных и некогерентных процессов соответственно. Эффект Ландау — Померанчука особенно близок к процессам рождения частиц на ядрах.

В собственно адронной физике роль больших продольных расстояний была отмечена впервые И. Я. Померанчуком и Е. Л. Фейнбергом в 1953 г.<sup>5</sup>. Они заметили, что в так называемой когерентной дифракционной генерации частиц на ядрах,  $hA \rightarrow h^*A$ , важны продольные расстояния

$$L \approx \frac{E}{m^{*2} - m^2}, \quad (1.7)$$

которые в процессе когерентной генерации превышают размеры ядра:  $L > R_A$  (см. также предшествовавшую<sup>5</sup> работу Фейнберга 1941 г.<sup>6</sup>). Формальную аналогию между (1.5), (1.6) и (1.7) можно продолжить довольно далеко. Однако между эффектом Ландау — Померанчука и дифракционной диссоциацией, с одной стороны, и процессами *множественного* рождения, с другой стороны, имеется принципиальное отличие. В первом случае речь идет о времени распада состояния с энергией возбуждения много меньшей  $E$ , и (1.6) и (1.7) имеют чисто кинематический смысл. Во втором случае в рождение большого числа частиц уходит практически вся энергия  $E$  сталкивающихся частиц. То, что для отдельной вторичной частицы длина формирования (1.5) определяется только ее импульсом  $k$  и не зависит от  $E$ , есть уже крайне нетривиальное свойство динамики сильных взаимодействий. Соответствующая пространственно-временная картина взаимодействия была сформулирована В. Н. Грибовым в 1969 г.<sup>7</sup>.

Большие размеры ядер делают столкновения с ядрами чувствительными и к структуре адронов. Поясним это на примере dN- и dA-взаимодействий. В первом случае налетающие дейтоны взаимодействуют с нуклоном только одним из своих нуклонов. Поэтому процессы рождения вторичных частиц в dN- и NN-столкновениях будут одинаковы, хотя дейтон и отличается от нуклона своей структурой. Для тяжелых ядер полные сечения dA- и NA-взаимодействий близки друг к другу и к геометрическому сечению  $2\pi R_A^2$ , а процессы рождения отличаются: в dA-столкновениях практически всегда будут поглощаться оба нуклона, и множественность вторичных частиц получается пропорциональной числу составляющих частиц в налетающей системе. Это переносится и на адрон-ядерные столкновения. Согласно современным представлениям быстрые адроны представляют собой кварк-партонные системы, и взаимодействия с ядрами дают уникальную возможность проверить наши представления о кварк-партонной структуре адронов. Это особенно актуально в связи с успехами квантовой хромодинамики — теории цветных夸克ов и глюонов, — в применении к глубоконеупругим процессам и физике очарованных частиц<sup>8</sup>. Для будущей теории адронов ценна любая информация о том, как адроны состоят из夸克ов и глюонов и как эта составная структура адронов сказывается на их сильных взаимодействиях при высоких энергиях.

В последние годы было предложено большое число моделей множественного рождения на ядрах. Многие из них выходят в своих предположениях за привычные представления квантовой теории поля. Детальное обсуждение всех моделей в рамках одного обзора невозможно. Изложение будет субъективным 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, фотонов и лептонов с ядрами. Кроме того, как будет видно, многие неполевые модели оказываются просто несостоятельными при детальном сравнении с опытом.

Основное внимание уделяется двум ключевым проблемам: как в той или иной модели достигается подавление числа внутриядерных взаимодействий с ростом энергии и как во взаимодействиях с ядрами проявляется структура адронов. Единого подхода к этим проблемам нет даже среди авторов, использующих мультипериферическую картину сильных взаимодействий. Основные расхождения проявляются в оценке роли каскадных процессов в ядрах (вплоть до их полного отрицания) и в воззрениях на характер кратных неупругих взаимодействий налетающей частицы в ядре. Истоки этих расхождений — в ряде нерешенных проблем теории адрон-адронных взаимодействий, и изучение столкновений с ядрами могло бы

способствовать их решению и продвижению дальше в теории адрон-адронных взаимодействий.

Представлялось важным сформулировать возможно более полную картину физики взаимодействий с ядрами при высоких энергиях. Ряд вопросов тем не менее оказался опущенным. В конце обзора указана литература, по которой можно восполнить пробел. Обзор теоретический, и экспериментальные данные приводятся преимущественно для иллюстрации согласия или несогласия теории с опытом. Довольно полная сводка экспериментальных данных содержится в обзоре К. Г. Гуламова, У. Г. Гуламова и Г. М. Чернова <sup>9</sup>.

Взаимодействиям с ядрами при высоких энергиях были посвящены также опубликованные в УФН обзоры В. С. Барашенкова и др. <sup>10</sup> и Ю. П. Никитина, И. Л. Розенталя и Ф. М. Сергеева <sup>11</sup> и выпущенная недавно Атомиздатом монография Ю. П. Никитина и И. Л. Розенталя <sup>12</sup>. Барашенков и др. <sup>10</sup> обсуждают подробно простую каскадную модель. Она хорошо описывает экспериментальные данные при энергиях до  $\sim 10$  ГэВ, включая многие характеристики фрагментации ядра-мишени. Эта область энергий нами не рассматривается. Обзор <sup>11</sup> и монография <sup>12</sup> ближе к данному обзору, но перекрытие неполное и по кругу обсуждаемых проблем, и в особенности по выводам. Так, модели гидродинамического типа, формулировка и обсуждение которых занимает большое место в <sup>11 12</sup>, представляются отвергнутыми новейшими экспериментальными данными по взаимодействиям с ядрами.

Последующее изложение построено следующим образом. В гл. 2, после краткого введения в кинематику и определения обсуждаемых величин, приведена сводка основных экспериментальных данных по взаимодействиям адронов, фотонов и лептонов с ядрами. В гл. 3 на различных примерах рассмотрено, как при высоких энергиях возникают большие масштабы времен взаимодействия и продольных расстояний и как рост длин формирования изменяет картину внутриядерных взаимодействий.

В гл. 4 обсуждаются полные сечения и процессы дифракционной диссоциации. Это сравнительно классическая, но активно развивавшаяся в последнее время область. Существенным был прогресс в понимании поправок Грибова на так называемое неупругое экранирование <sup>13</sup> и их связи с квark-парточной внутренней структурой адронов.

Гл. 5 посвящена обсуждению фоторождения и глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах в основном с точки зрения проявления адронных свойств реальных и виртуальных фотонов. Рассмотрение взаимодействий с ядрами оказывается очень полезным для понимания пространственно-временной картины взаимодействий фотонов и критического анализа применимости модели векторной доминанности к глубоконеупругому рассеянию. Показывается, что неупругие взаимодействия виртуального фотона подобны взаимодействиям одного квarkа.

Обсуждение процессов множественного рождения начинается с гл. 6. Здесь проанализированы экспериментальные данные по одночастичным спектрам и изложены кратко основные модели взаимодействия адронов с ядрами, предложенные в большинстве для описания именно инклузивного рождения на ядрах. Обсуждена структура полных сечений в терминах процессов рождения, тесно связанная с интерпретацией характера неупругих взаимодействий внутри ядра первичной и вторичных частиц. Проведено сопоставление различных подходов к подавлению роста числа внутриядерных взаимодействий с ростом энергии. Из сравнения с экспериментальными данными феноменологически наиболее успешной представляется аддитивная квarkовая модель <sup>14</sup>, примененная к взаимодействиям с ядрами впервые В. В. Анисовичем <sup>15</sup>. Сравниваются с экспериментом различные пра-

вила кваркового счета, возникающие в рамках модели. Подчеркивается особая важность множественного рождения в глубоконеупругом рассеянии лептонов, позволяющего наиболее однозначно проверить различные картины взаимодействия составляющих кварков в ядре.

В гл. 7 обсуждаются корреляционные явления во множественном рождении на ядрах. Ряд моделей, удовлетворительно описывающих одиночные спектры, вступает в противоречие с данными по корреляциям. Особо интересны зависимости спектров вторичных частиц и корреляций между ними от числа  $N_g$  протонов отдачи («серых» следов, см. ниже раздел а) гл. 2). Отбор событий с  $N_g \gg \langle N_g \rangle$  выделяет, в кварковой модели, столкновения с мишенью *всех* составляющих кварков налетающего адрона. Изучение таких столкновений, отсутствующих в адрон-адронных взаимодействиях, дает новую информацию о поведении кварков в сильных взаимодействиях. Экспериментальные данные дают сильное указание на аддитивность рождения вторичных частиц разными составляющими кварками. Неясно, совместимы ли эти указания с идеями широко обсуждавшегося в последнее время топологического дуального разложения<sup>16</sup>. Сделан вывод, что зависимости корреляций быстрот и распределений по множественности от  $N_g$  отвергают модели когерентной трубы и гидродинамического типа, оставляя в качестве возможных кандидатов только модели мультиperiферического типа.

В гл. 8 рассмотрены жесткие процессы: рождение массивных лептонных пар и  $\psi$ -частиц, частиц с большими поперечными импульсами. Это процессы с малыми сечениями, для которых естественна пропорциональность сечений числу нуклонов в ядре мишени  $A$ . В рождении частиц с большими  $p_t$  закон  $A^1$  не выполняется<sup>17</sup>. Причина, по-видимому, в жестких перерассеяниях кварков-партонов, хотя количественного объяснения эффекта Кронина все еще не имеется.

В заключительной гл. 9 подведены итоги, перечислены главные нерешенные проблемы и дан перечень экспериментов, представляющих наиболее многообещающими в свете современных теоретических представлений о механизме взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами.

## 2. СВОДКА ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

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

### а) Кинематика и определения

В адрон-нуклонных взаимодействиях все вторичные частицы, кроме протонов отдачи, релятивистские. В столкновениях с ядрами, следуя традициям опытов с фотоэмulsionями, вторичные частицы делятся на группы по степени ионизации, т. е. по скоростям:  $v \geq 0,7$  — светлые следы — собственно вторичные или ливневые частицы;  $0,3 < v < 0,7$  — серые следы — преимущественно выбитые из ядра протоны;  $v \leq 0,3$  — черные следы — в основном продукты испарения (здесь и ниже используется система единиц  $\hbar = c = 1$ ). Обозначения для соответствующих множественностей:  $N_s$ ,  $N_g$  и  $N_b$ . В адрон-протонных взаимодействиях  $\langle N_s \rangle_N$  связана с множественностью заряженных частиц  $\langle N_{ch} \rangle$  соотношением  $\langle N_s \rangle_N \approx \approx \langle N_{ch} \rangle - 0,5$ <sup>8,18</sup>.

Используются стандартные кинематические переменные: быстрота  $y$ , псевдобыстрота  $\eta$  и фейнмановская переменная  $x$ :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\varepsilon + k_z}{\varepsilon - k_z}, \quad (2.1)$$

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta_L}{2}, \quad (2.2)$$

$$x = \frac{k_z}{p} \approx \frac{\varepsilon}{E}; \quad (2.3)$$

здесь  $\varepsilon$ ,  $k_z$  и  $\theta_L$  — лабораторные энергия, продольный импульс и угол вылета вторичной частицы;  $E$  и  $p$  — энергия и импульс налетающей частицы. Соответствующие переменные в системе центра инерции налетающей частицы и нуклона ядра-мишени:  $y^*$ ,  $\eta^*$ ,  $x^*$ .

При сравнении множественного рождения на ядрах и нуклонах удобны относительные величины:

$$R = \frac{\langle N_s \rangle_A}{\langle N_s \rangle_N}, \quad (2.4)$$

$$R_i = \frac{(\langle dN_s / di \rangle_A)}{(\langle dN_s / di \rangle_N)}, \quad i = y, \eta, x. \quad (2.5)$$

Обсуждаются также отношение Брублевского <sup>19</sup>

$$\frac{D}{\langle N_s \rangle} = \frac{\sqrt{\langle N_s^2 \rangle - \langle N_s \rangle^2}}{\langle N_s \rangle} \quad (2.6)$$

и двух- и трехчастичные корреляции быстрот (или псевдобыстрот):

$$R_2(y_1, y_2) = [(1, 2) - (1)(2)] [(1)(2)]^{-1}, \quad (2.7)$$

$$R_3(y_1, y_2, y_3) = [(1, 2, 3) - (1, 2)(3) - (2)(3, 1) - (3)(1, 2) + (2)(1)(2)(3)] [(1)(2)(3)]^{-1}, \quad (2.8)$$

$$(i) = \frac{dN_s}{dy_i}, \quad (i, j) = \frac{d^2N_s}{dy_i dy_j}, \quad (i, j, k) = \frac{d^3N_s}{dy_i dy_j dy_k}, \quad (2.9)$$

и азимутальная асимметрия

$$A_\varphi = \frac{N(\varphi > \pi/2) - N(\varphi < \pi/2)}{N(\varphi > \pi/2) + N(\varphi < \pi/2)}, \quad (2.10)$$

где  $\varphi$  — азимутальный угол между направлениями вылета двух частиц.

Введем еще одну полезную величину. Формула (1.1) может быть переписана как

$$w_{\text{abs}} = \sum_{n=1}^{\infty} v_{\text{abs}}^n \exp(-v_{\text{abs}}) \frac{1}{n!} = \sum_n w_n, \quad (2.11)$$

Можно интерпретировать наивно  $w_n = (v_{\text{abs}})^n \exp(-v_{\text{abs}})/n!$  как вероятность  $n$ -кратного неупругого поглощения налетающей частицы. Буквально эта интерпретация неправильна. Тем не менее величина

$$\bar{v} = \langle n \rangle = \sum_n n w_n \cdot \frac{1}{w_{\text{abs}}} \quad (2.12)$$

является удобной мерой толщины мишени.

## б) Полные сечения и сечения поглощения

Для заряженных частиц могут быть измерены, обычным методом выбывания из пучка, только сечения поглощения  $\sigma_{\text{abs}}^A$ . Наблюдаемые сечения  $\sigma_{\text{abs}}^A$  неплохо описываются обобщением формулы (1.1), предложенным впервые, по-видимому, Бете в 1940 г.<sup>20</sup>:

$$\sigma_{\text{abs}}^A = \int_0^\infty db \cdot 2\pi b \{1 - \exp[-v_{\text{abs}}(b)]\}, \quad (2.13)$$

где  $b$  — прицельный параметр,  $v_{\text{abs}}(b) = \sigma_{\text{abs}}^N T(b)$ , и  $T(b)$  — функция профиля ядра:

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(z, b). \quad (2.14)$$

При больших  $\sigma_{\text{abs}}^N$ , когда  $v_{\text{abs}}(b) \gg 1$ , (2.13) дает  $\sigma_{\text{abs}}^A = \pi R_A^2 \sim A^{2/3}$  (черное

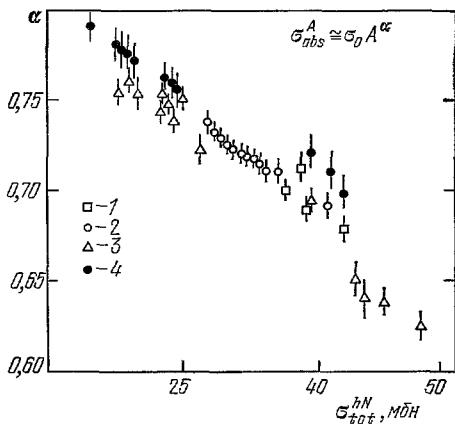


Рис. 1. Зависимость показателя  $\alpha$  в параметризации  $\sigma_{\text{abs}}^A \approx \sigma_0 A^\alpha$  от  $\sigma_{\text{tot}}^{hN}$ .  
1 — Аллардайс и др., 2 — Бобченко и др., 3 — Горин и др., 4 — Кэрол и др.<sup>21</sup>.

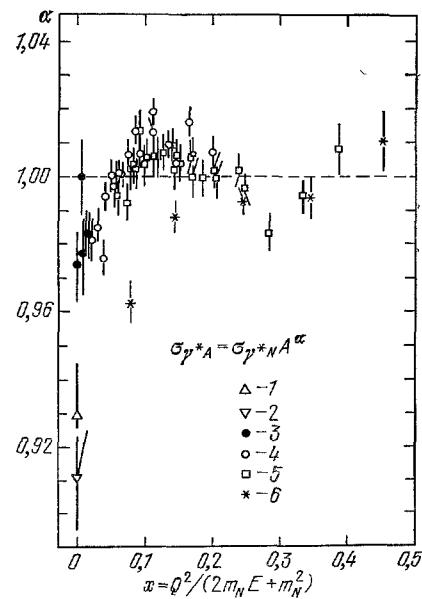


Рис. 2. Зависимость от скейлинговой переменной  $x$  показателя  $\alpha$  в сечении электророждения и фоторождения.  
1 — Колдуэлл и др., 2 — Хейнен и др.<sup>22</sup>,  
3 — Эйкмайер и др., 4 — Стайн и др.,  
5 — Дицлер и др., 6 — Май и др.<sup>23</sup>.

ядро), а при  $v_{\text{abs}}(b) \ll 1$  имеем  $\sigma_{\text{abs}}^A = A \sigma_{\text{abs}}^N$ . На опыте показатель  $\alpha$  в параметризации  $\sigma_{\text{abs}}^N \approx \sigma_0 A^\alpha$  действительно близок к  $\alpha = 2/3$  при больших  $\sigma_{\text{abs}}^N$  (рис. 1).

Обобщением (2.12) на случай ядер является

$$\bar{v} = \frac{A \sigma_{\text{abs}}^N}{\sigma_{\text{abs}}^A}. \quad (2.15)$$

Полные сечения  $\sigma_{\text{tot}}^A$  измерены для нейтронов и  $K_L$ -мезонов:  $\alpha(K^L A) = 0,84$ <sup>22</sup>,  $\alpha(nA) = 0,77$ <sup>23,24</sup>.

Для фотонов  $\sigma_{\text{abs}}^N T(b) \ll 1$ , но на опыте  $\alpha(\gamma A) \approx 0,9$ <sup>25</sup> (рис. 2). Интерпретация: при высоких энергиях фотоны переходят вначале в адрон-

ную систему типа векторных мезонов, которые и взаимодействуют с ядром<sup>26</sup>. В глубоконеупругом рассеянии, т. е. для виртуальных фотонов, на опыте  $\alpha(\gamma^*A) \approx 1$ . Но наблюдаются важные систематические отклонения  $\alpha(\gamma^*A)$  от единицы<sup>27,28</sup> (см. рис. 2).

в) Средние множественности вторичных частиц

Для первичных адронов при энергиях выше  $\sim 50$  ГэВ имеет место приближенная универсальная зависимость<sup>29</sup> (рис. 3)

$$R \approx a + b\bar{v}, \quad (2.16)$$

где  $a \approx 0,4$ ,  $b \approx 0,6 - 0,7$ . Для нейтрино и виртуальных фотонов (2.15) дает  $\bar{v} \equiv 1$ . Тем не менее на опыте  $R_{\gamma^*A} > 1$ <sup>31</sup> и  $R_{\nu A} > 1$ <sup>32</sup>. Данных по фоторождению на ядрах не имеется.

Для  $p$ - $Pb$ -взаимодействий опыт дает  $R \approx 2,5$  (см. рис. 3). При энергиях  $\sim 100$  ГэВ простая каскадная модель давала бы в несколько раз большие значения  $R$ <sup>33</sup>.

Заметим, что малость средней множественности во взаимодействиях с ядрами подчеркивалась очень давно, сразу после первых же экспериментов в космических лучах в начале 50-х годов, хотя для сделанного тогда вывода<sup>34</sup> о противоречии каскадной модели эксперименту статистически обеспеченных данных не имелось.

г) Ядерные инклюзивные спектры

Относительные инклюзивные спектры  $R_\eta$  и  $R_y$  показывают, какие области псевдоскоростей  $\eta$  или быстрот  $y$  дают вклад во множественность на ядрах, избыточную по сравнению с множественностью на нуклонах. Для первичных адронов установлено, что:

а) в области фрагментации пучка  $R_\eta < 1$  и убывает с ростом  $\bar{v}$ <sup>35-37,40</sup> (рис. 4-7);

б) в области фрагментации ядра  $R_\eta$  растет с ростом  $\bar{v}$  по приближенному закону<sup>40</sup> (см. рис. 7):

$$R_\eta = 1 + S(\eta)(\bar{v} - 1), \quad S(\eta) \approx 2,5 - 3. \quad (2.17)$$

В этом рождение частиц на ядрах и в толстых мишениях сходны. Качество отличие проявляется в:

в) независимости  $R_\eta$  в области фрагментации ядра от энергии<sup>9,35,36,40</sup> (см. рис. 4),

г) указании на появление при высоких энергиях плато в  $R_\eta$ , разделяющего область фрагментации пучка и каскадную область<sup>35-38</sup> (рис. 4-6).

При энергиях  $E \geq 100$  ГэВ простая каскадная модель предсказывает, для  $\eta \approx 0$ , значения  $R_\eta$  в десятки раз выше наблюдаемых на опыте<sup>33</sup>.

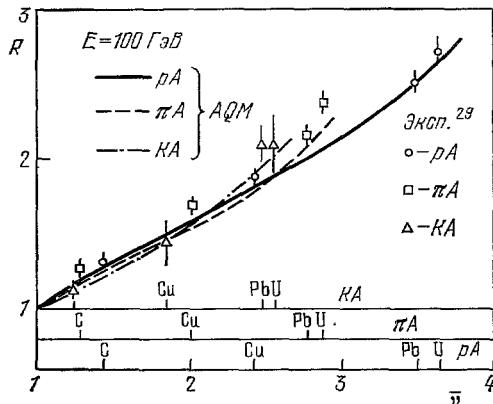


Рис. 3. Зависимость относительной множественности  $R = \langle N_s \rangle_A / \langle N_s \rangle_N$  от толщины ядра  $\bar{v}$  в KA-,  $\pi A$ - и  $pA$ -взаимодействиях при энергии 100 ГэВ<sup>29</sup>.

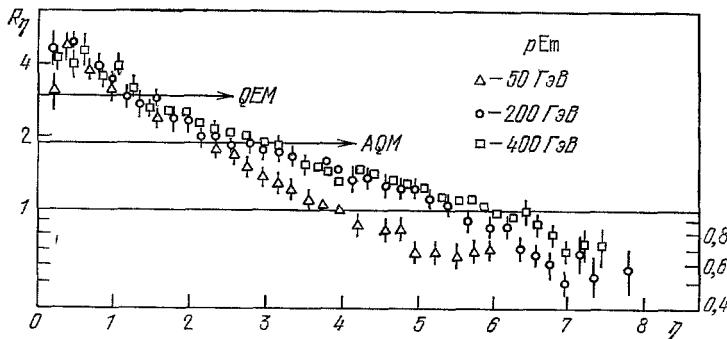


Рис. 4. Зависимость от энергии  $E$  и псевдобыстроты  $\eta$  относительного спектра  $R_\eta$  во взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмulsionии ( $E = 50, 200$  ГэВ <sup>36</sup>,  $E = 400$  ГэВ <sup>35</sup>).  $R_\eta = \bar{v} = 3$  отвечает эйкональной модели (QEM), а  $R_\eta = \langle v \rangle$  — высоте плато, ожидаемого при высоких энергиях в квартовой модели (AQM) <sup>30</sup>.

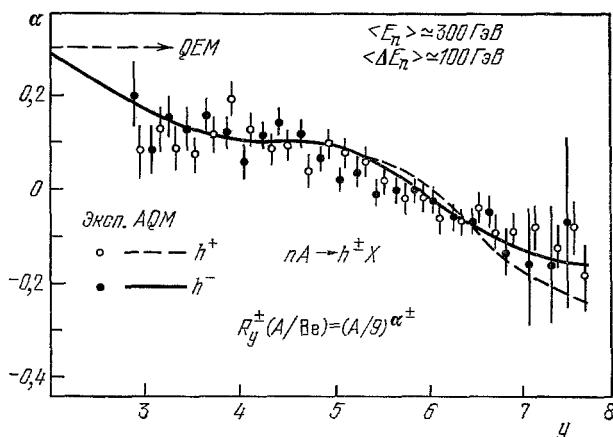


Рис. 5. Зависимость от быстроты  $y$  показателя  $\alpha$  в параметризации  $R_y = A^\alpha$  в  $nA$ -взаимодействиях при  $\langle E_n \rangle \cong 300$  ГэВ <sup>37</sup>.

Кривые — расчет по квартовой модели (AQM) <sup>30</sup>;  $\alpha = 1$  отвечает эйкональной модели (QEM).

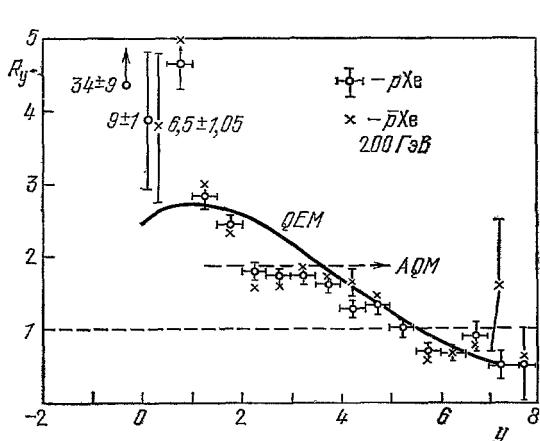


Рис. 6. Относительные спектры  $R_y$  в  $pXe$ - и  $p\bar{X}e$ -взаимодействиях при энергии 200 ГэВ <sup>38</sup>. Стрелкой указана высота плато, предсказываемая в аддитивной квартовой модели <sup>30</sup>, сплошная кривая — предсказание эйкональной модели <sup>30</sup>. Значения  $R_y$  в крайних левых точках указаны цифрами.

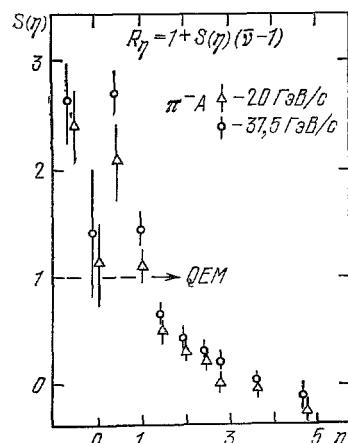


Рис. 7. Зависимость от псевдобыстроты  $\eta$  наклона  $S(\eta)$  <sup>40</sup>. Эйкональной модели отвечает  $S(\eta) = 1$  (QEM).

Напротив, многие модели, в которых каскадами пренебрегается вовсе, при средних и малых  $\eta$  дают  $R_\eta = \bar{v}$ , т. е.  $S(\eta) = 1$  (см. <sup>39</sup> и подробнее разделы б) и г) гл. 6).

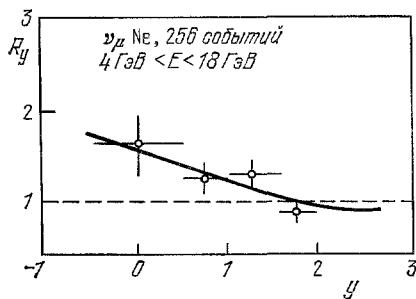


Рис. 8. Зависимость от быстроты  $u$  отношения спектров в  $\nu_\mu$ Ne- и  $\nu_\mu$ N-<sup>32</sup> взаимодействиях <sup>32</sup>.

Кривая — расчет с учетом каскадных взаимодействий <sup>41</sup>.

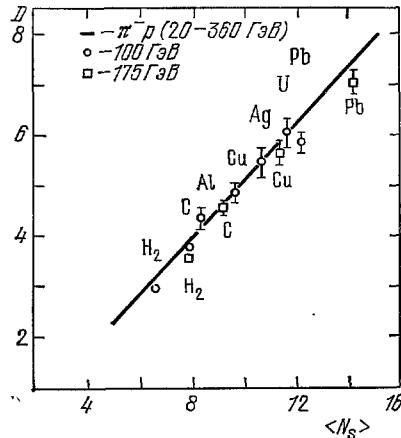


Рис. 9. Сравнение зависимости дисперсии  $D$  от  $\langle N_s \rangle$  в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-A$ -взаимодействиях <sup>29</sup>.

Ядра указаны над (под) экспериментальными точками.

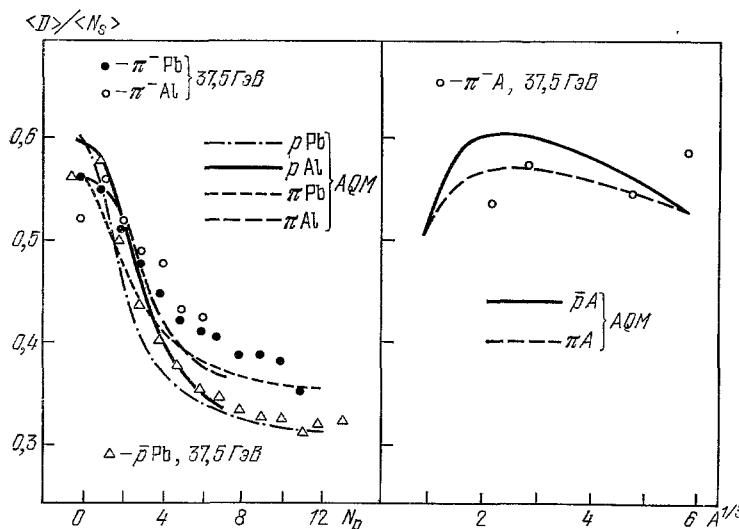


Рис. 10. Зависимость отношения Брублевского  $D/\langle N_s \rangle$  от числа наблюдаемых серых следов  $N_s$  и атомного номера ядра  $A$  в  $\pi^-A$ - и  $\bar{\pi}A$ -взаимодействиях при энергии 37,5 ГэВ <sup>40</sup>.

Кривые — расчеты по аддитивной квартковой модели <sup>44,45</sup>.

Данных по лепторождению на ядрах крайне мало, но они дают однозначное указание на то, что в области больших псевдобыстроот  $R_\eta \approx 1$ ,  $R_\eta > 1$  при  $\eta \approx 0$  и что вся избыточная множественность обязана каскадной области малых  $\eta$  <sup>31,32</sup> (рис. 8).

## д) Распределения по множественности

Наблюдается практическая независимость от размеров ядра и от энергии  $E$  отношения Брублевского  $(D/\langle N_s \rangle)_A$ <sup>9,29,40-42</sup> (рис. 9, 10). Приближенный скейлинг Коба — Нильссена — Олесена<sup>46</sup> выполняется и для ядерных мишней, причем функции КНО для адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействий близки друг к другу<sup>47-50</sup>.

## е) Корреляции между вторичными частицами

Среднее число внутриядерных взаимодействий растет с ростом как размеров ядра, так и с ростом числа серых следов  $N_g$  для данного ядра. На опыте зависимости  $\langle N_s \rangle_A$  и  $dN_s/d\eta$  от  $\eta$  и от  $N_g$  похожи друг на друга

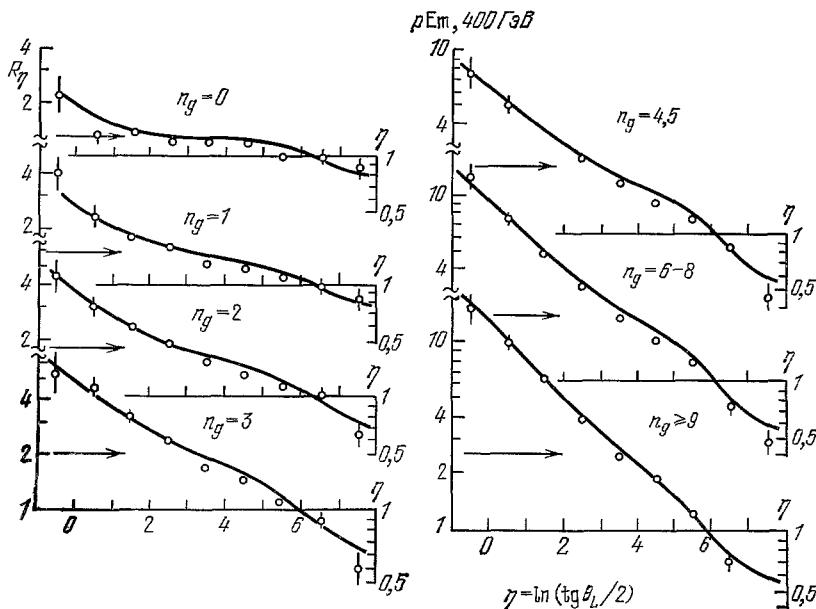


Рис. 11. Зависимость относительного спектра  $R_\eta$  от числа серых следов  $N_g$  во взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмulsionии при энергии 400 ГэВ<sup>35</sup>. Кривые — расчет по аддитивной кварковой модели<sup>48</sup>. Указаны высоты плато в  $R_\eta$  для данного  $N_g$ , ожидаемые в аддитивной кварковой модели при более высоких энергиях.

(ср. рис. 11 и рис. 4, 5). Имеется одно принципиальное отличие: отношение Брублевского  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  от  $A$  не зависит (см. рис. 9, 10), но убывает с ростом  $N_g$  (на рис. 10  $N_p$  — неправильное на эффективность установки число наблюдаемых в эксперименте<sup>37</sup> серых следов). Это убывание  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  с ростом  $N_g$  наблюдалось, но с худшей точностью, и в эмульсионных экспериментах (см. обзор<sup>9</sup>), и в  $\pi$ Ne-взаимодействиях при энергии 10,5 ГэВ<sup>50</sup>. Корреляция быстрот  $R_\eta^A(0, 0)$  в ионизационной области  $\eta_1^*, \eta_2^* \approx 0$  также не зависит от атомного номера ядра, но убывает с ростом  $N_g$  (рис. 12)<sup>51-53</sup>.

## ж) Фрагментация ядра

Характеристики фрагментации ядра: множественности черных и серых следов  $N_b$  и  $N_g$ , выходы изотопов и т. д. очень слабо зависят от энергии, начиная с  $E \geq 10-20$  ГэВ<sup>54-56</sup>. Это означает независимость от энергии среднего числа внутриядерных взаимодействий.

## 3) Исторические замечания

Большинство из перечисленных выше общих свойств рождения частиц на ядрах было впервые замечено в экспериментах с космическими лучами. Подробный обзор результатов этих экспериментов дан Фейнбергом<sup>57</sup>. Специфические недостатки этих экспериментов: невысокая статистика,

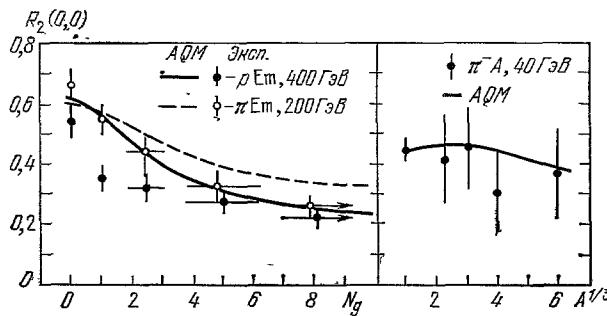


Рис. 12. Зависимость корреляции быстрых в ионизационной области  $R_2^A(0, 0)$  от числа серых следов  $N_g$  для ядер фотомульсии<sup>51, 52</sup> и от атомного номера ядра<sup>53</sup>. Кривые — расчет по аддитивной квартковой модели<sup>44, 45</sup>.

неопределенности в энергии и отсутствие идентификации первичной частицы были причиной отсутствия должного доверия к полученным результатам. Делавшиеся из анализа этих данных выводы были скорее смелыми, чем надежно обоснованными. Тем не менее многие из них остаются, в общих чертах, в силе и сегодня. Поучительно обратиться к обзорам<sup>34, 57</sup> и монографии<sup>54</sup> и сравнить делавшиеся там заключения с выводами данного обзора.

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

#### а) Эффект Ландау — Померанчука<sup>4</sup>

Излучение мягких фотонов описывается классическим уравнением

$$\frac{dn}{d^3k} \sim \left| \int [drn] \exp \{i\omega [t - nr(t)]\} \right|^2, \quad (3.1)$$

где  $\omega$  — частота фотона,  $n = k/\omega$  и интегрирование ведется вдоль классической траектории электрона. Для двукратного рассеяния  $v_1 \rightarrow v_2 \rightarrow v_3$  имеем

$$\frac{dn}{d^3k} \sim \left| \left( \frac{[v_1 n]}{1 - v_1 n} - \frac{[v_2 n]}{1 - v_2 n} \right) + \left( \frac{[v_2 n]}{1 - v_2 n} - \frac{[v_3 n]}{1 - v_3 n} \right) \exp \frac{l_{12}}{l_f} \right|^2, \quad (3.2)$$

где  $v_i$  — скорость электрона и введена так называемая длина формирования

$$l_f = \frac{1}{\omega (1 - nv_2)}. \quad (3.3)$$

Если расстояние  $l_{12}$  между точками рассеяния велико,  $l_{12} \gg l_f$ , то в аморфной среде после усреднения по  $l_{12}$  получается классическая картина сложения интенсивностей (члены в круглых скобках в (3.2) есть амплитуды излучения на отдельных центрах). Но при  $l_{12} \gg l_f$  в (3.2) содержащие  $v_2$

члены взаимно уничтожаются, т. е. сохраняется излучение только начальным и конечным электронами, а излучение промежуточным электроном просто не успевает сформироваться на расстояниях, много меньших длины формирования. Можно сказать, следуя Фейнбергу, что после первого рассеяния электрон «стягивает» свое поле и пока оно не восстановлено, рассеяние во внешнем поле происходит без излучения<sup>58, 59</sup>. С аналогичным явлением мы встретимся и в адронных процессах. Имянное точное решение задачи Ландау — Померанчука<sup>4</sup> дано Мигдалом<sup>60</sup>, а физически очень прозрачное обсуждение эффекта можно найти в работе Галицкого и Гуревича<sup>61</sup>.

Невинная формула (3.3) имеет радикальные следствия для, например, переходного излучения. В практически интересных случаях в оптическом диапазоне  $l$ , имеет порядок размеров лабораторий, и усилить слабую интенсивность оптического переходного излучения увеличением числа радиаторов невозможно<sup>62</sup>.

б) **Масштабы продольных расстояний  
в сильных взаимодействиях.**

**Метод Грибова — Иоффе — Померанчука**

Возможность адронного аналога эффекта Ландау — Померанчука подробно анализировалась Фейнбергом<sup>57, 58</sup>. Фейнберг привел аргументы, показывающие, что большие длины формирования не связаны с теорией возмущений. Тем не менее апелляция к электродинамике не строга. Более строгий подход был предложен Грибовым, Иоффе и Померанчуком в 1965 г.<sup>63</sup>.

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

$$\text{Im } F(k, p) = \frac{1}{2} \int d^4x \exp(ikx) \langle p | [I(x), I(0)] | p \rangle. \quad (3.4)$$

Рассмотрим (3.4) как функцию квадрата массы налетающей частицы  $k^2$ .

При высокой энергии

$$kx = \epsilon(t - z) + \left(\frac{k^2}{2\epsilon}\right) z. \quad (3.5)$$

В (3.4) 4-вектор  $x$  можно интерпретировать как разность между точками поглощения падающей и рождения конечной частицы. Если  $\text{Im } F(k, p)$  существенно зависит от  $k^2$ , то в упругом рассеянии существенны растущие с ростом энергии продольные расстояния:

$$\Delta z \approx \frac{\epsilon}{m^2}. \quad (3.6)$$

В рассеянии адронов внешние массы фиксированы. Использовать для контроля зависимости  $F(k, p)$  от  $k^2$  сход с массовой поверхности при тормозном излучении, как было предложено первоначально в<sup>63</sup>, оказывается невозможным. Иоффе заметил, что метод работы<sup>63</sup> можно использовать в глубоконеупругом рассеянии лептонов. В этом случае квадрат массы виртуального фотона  $Q^2$  можно менять. Иоффе строго показал, что из скейлингового поведения полного сечения электророждения следует, что<sup>64</sup>

$$\Delta z \approx \frac{\epsilon}{Q^2}. \quad (3.7)$$

Это было первым строгим обоснованием адроноподобного поведения фотонов. Расстояние (3.7) есть расстояние от мишени, где фотон переходит в адронную систему.

в) Кратные упругие перерассеяния  
в мультипериферическом подходе

Мультипериферическая модель (МПМ) основана на мотивированной экспериментом гипотезе быстрого убывания адронных амплитуд при сходе с массовой поверхности. Естественно (см. раздел б) гл. 3), что в МПМ возникают большие продольные расстояния. В простейшем варианте МПМ упругое рассеяние описывается диаграммой рис. 13, а. Следуя Грибову,

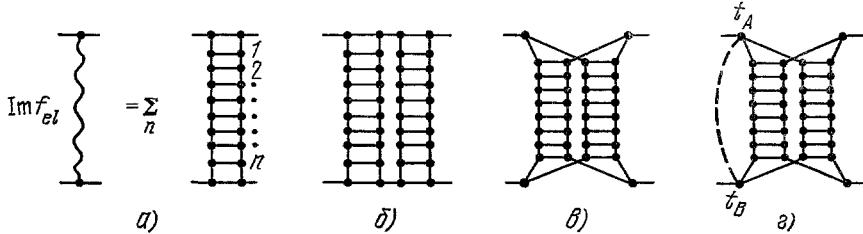


Рис. 13. а) Мультипериферические диаграммы для амплитуды упругого рассеяния; б) планарная амплитуда двукратного рассеяния; в) непланарная мандельстамовская амплитуда двукратного рассеяния; г) упорядоченная по времени мандельстамовская диаграмма.

Штриховой линией обозначен шпурион.

этую диаграмму можно интерпретировать следующим образом <sup>7</sup>. Налетающий адрон, распадаясь последовательно, образует партонную флюктуацию, и собственно с мишенью взаимодействует медленный партон флюктуации \*). Время, за которое происходит это взаимодействие, мало:  $\tau \sim 1/m$ . А время, на которое возможен распад, в силу принципа неопределенности велико:

$$\Delta t \approx \frac{1}{\Delta E} \approx \frac{E}{m^2 + (k_T^2)}, \quad (3.8)$$

так как для релятивистских частиц при распаде  $1 \rightarrow 2 + 3$   $\Delta E \approx \approx (m^2 + k_T^2)/E$ <sup>7,66</sup>. Именно время этого распада и входит в (3.4).

В дальнейшем мы будем неоднократно пользоваться этой пространственно-временной картиной Грибова <sup>7</sup>. Она основана на близкодействии по быстротам взаимодействия партонов. Главный вклад в полное сечение дает образование и взаимодействие флюктуаций, содержащих медленный партон. Времена и продольные расстояния (3.6) и (3.8) есть именно времена формирования этих флюктуаций. Важно то, что адрон превращается в партонную флюктуацию не только в преддверии взаимодействия с мишенью: вероятность такого угадывания нужного момента времени обращалась бы с ростом энергии в нуль. Медленные партоны присутствуют в адроне, сменяя друг друга за времена  $\sim 1/m$  с вероятностью, близкой к единице <sup>7,66,67</sup>.

Наряду с однократным возможно и двукратное рассеяние. Рост продольных расстояний приводит к жесткому ограничению на характер двукратного рассеяния. Очевидно, что в пределе высоких энергий планарная диаграмма рис. 13, б дает исчезающий вклад, поскольку образование за время  $\sim 1/m$  двух последовательных флюктуаций с временами жизни  $\sim E/m^2$  невозможно\*\*). Возможны, однако, две параллельные флюктуации,

\*) Полезно вспомнить известный метод эквивалентных фотонов Вейцзеккера—Вильямса в электродинамике <sup>65</sup>: эквивалентные фотоны суть партоны.

\*\*) Этот результат принадлежит Мандельстаму <sup>68</sup>. Приводимое обсуждение на пространственно-временном языке было дано Грибовым <sup>66</sup> и Ансельмом <sup>67</sup>.

приводящие уже к непланарной диаграмме рис. 13, *в*. В пределе высоких энергий адрон можно представлять вообще как суперпозицию партонных флуктуаций, вводя представление о партонной волновой функции<sup>7,66,69</sup>. В каждой из этих флуктуаций медленный партон или несколько партонов имеются постоянно с вероятностью, близкой к единице, так что возможно взаимодействие с мишенью двух медленных партонов одновременно.

Поясним теперь, как можно более формально убедиться в том, что образование флуктуаций происходит действительно перед мишенью. Введем в фейнмановскую диаграмму рис. 13, *в*, рассматриваемую в лабораторной системе, упорядочение по времени:

$$\theta(t_B - t_A) = \frac{i}{2\pi} \int \frac{d\omega}{\omega + i0} \exp[-i\omega(t_B - t_A)]. \quad (3.9)$$

Для этого добавляется шпурион<sup>70</sup>, по энергии  $\omega$  которого надо проводить интегрирование (рис. 13, *г*). Несложный, но довольно громоздкий анализ структуры особенностей возникающих фейнмановских интегралов показывает, что при упорядочении времен  $t_B < t_A$  диаграмма рис. 13, *г* дает исчезающий вклад<sup>71</sup>. При этом существенно убывание амплитуд при сходе с массовой поверхности. В работах<sup>72</sup> анализировались неубывающие при сходе с массовой поверхности частиц диаграммы теории возмущений и был сделан ошибочный вывод об отсутствии временного упорядочения в мандельстамовской непланарной диаграмме рис. 12, *в*.

г) Длины формирования в процессах множественного рождения на партонном языке

В эффекте Ландау — Померанчука речь идет фактически о времени распада виртуального электрона на электрон и фотон. Вероятность повторного рассеяния виртуального фотона во внешнем поле в пределах времени этого распада ничем не подавлена. Но числа тормозных фотонов эти рассечения не увеличивают.

Формулу (3.3) можно переписать как

$$l_f = \frac{E_e}{m_e} \frac{1}{\omega_0}, \quad (3.10)$$

где  $\omega_0$  — частота фотона в системе покоя излучающего электрона, т. е. большое  $l_f$  отвечает лоренцеву растяжению времени излучения фотона медленным электроном, которое порядка  $T \approx 1/\omega_0$ . Аналогично и (1.5) можно проинтерпретировать как лоренц-преобразованное соотношение Юкавы для адронов:  $T \sim 1/m$ . Но на этом формальная аналогия кончается.

В тормозном излучении мы имеем дело с распадом слабо-виртуального электрона  $e^* \rightarrow e\gamma$ , когда на распад уходит только малая часть энергии электрона. В адронных же процессах мы имеем дело с рождением большого числа частиц с полной диссипацией энергии сталкивающихся адронов. То, что для отдельной вторичной частицы длина формирования зависит только от ее импульса  $k$ , но не от энергии  $E$  налетающей частицы, есть нетривиальное свойство именно сильных взаимодействий.

Рассмотрим процесс формирования конечных адронов на языке пространственно-временной картины Грибова<sup>7</sup>. С мишенью взаимодействует медленный партон флуктуации, выбывая тем самым из флуктуации и порождая первый вторичный адрон (медленный партон эквивалентен адрону). Когерентность флуктуаций неупругим взаимодействием нарушается, что вызывает распад за время  $\tau_2 \approx \varepsilon_2/m^2 \approx 2/m$  следующего по быстроте партона и рождение второго адрона. Выбывание из флуктуации второго

партона делает нестабильным следующий по быстроте партон и т. д. Каждый из партонов исходной флюктуации адронизуется, распадаясь вплоть до появления медленного партона за время (1.5). Возмущение передается вверх по шкале быстрот до адронизации наиболее быстрого партона флюктуации. В любой системе отсчета первыми образуются медленные вторичные частицы, а уже затем быстрые, в порядке возрастания энергии.

Существенно здесь то, что вплоть до адронизации быстрые партоны исходной флюктуации имеют малое сечение взаимодействия. Внутри ядра могут взаимодействовать только те вторичные частицы, для которых  $l_t < R_d$ . Это было указано впервые Канчели<sup>1</sup>. Близкая картина неупругого взаимодействия обсуждалась неоднократно также Бьёркеном<sup>73</sup>.

д) Длины формирования  
в мультипериферическом формализме

Приведем, следуя<sup>74</sup>, более формальное обоснование интуитивной картины формирования вторичных частиц, изложенной в разделе г) гл. 3. Рассмотрим перерассеяния вторичных частиц в множественном рождении

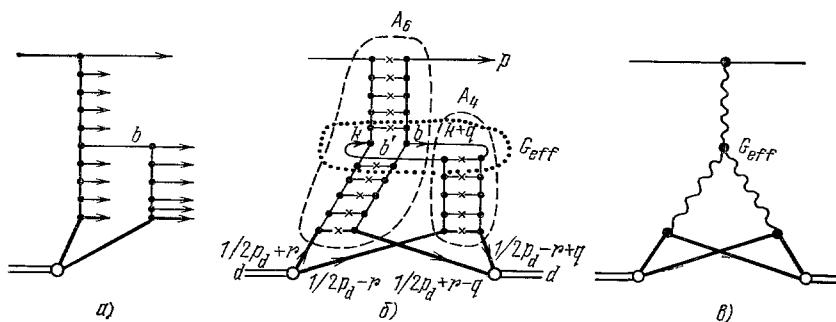


Рис. 14. а) Диаграмма неупругого столкновения с дейтоном с перерассеянием; б) диаграмма для сечения взаимодействия с перерассеянием; в) ее трехмерное представление.

на дейтонах, описываемые диаграммой рис. 14, а. Полное сечение неупругого взаимодействия с перерассеянием  $\sigma_{Re}$  описывается диаграммой рис. 14, б, которая формально похожа на трехпомеронную диаграмму рис. 14, в с некоторой эффективной трехпомеронной вершиной  $G_{eff}$ . Если бы  $G_{eff}$  совпадало с обычной трехпомеронной вершиной  $G_{PPP}$ , которая очень мала, то вклад диаграммы рис. 14, а в сечение был бы пренебрежимо мал. Однако в  $G_{PPP}$  частицы внутренних линий далеки от массовой поверхности, в то время как в задаче рассеяния на *разнесенных* центрах частицы  $b$  и  $b'$  на рис. 14, б почти реальные. Точнее, или  $b$ , или  $b'$  находятся 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  $|\mathbf{k}\mathbf{q}| < m^2$  амплитуда  $A_6$  на рис. 14, б есть амплитуда, входящая в оптическую теорему Канчели — Мюллера<sup>75</sup> для инклузивного сечения рождения частицы  $b$ . Используя технику Грибова<sup>13</sup>, для  $\sigma_{Re}$  нетрудно получить<sup>74</sup>

$$\sigma_{Re} \approx \int d^3k \frac{d\sigma_b}{d^3k} \sigma_{abs}^{bN} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\rho_D(q^2)}{(q_z + is)}, \quad (3.11)$$

где область интегрирования по  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{q}$  ограничена требованием близости промежуточных частиц к массовой поверхности:  $|k_z q_z| \lesssim m^2$ , а  $\rho_D(q^2)$  —

формфактор дейтона. В координатном представлении (3.11) приобретает вид

$$\sigma_{\text{Re}} \approx \sigma_{\text{abs}}^{\text{hd}} \int d\epsilon \frac{dn_b}{d\epsilon} \sigma_{\text{abs}}^{\text{bN}} \int dr |\psi_d(r)|^2 \theta \left( r - \frac{\epsilon}{m^2} \right). \quad (3.12)$$

Подчеркнем, что в (3.12) не требуется вообще никакая информация о реджевской структуре ни сечения рождения частицы  $b$  на нуклонах, ни сечения  $bN$ -рассеяния: входят непосредственно измеряемые величины. Сама формула (3.12) имеет простой вероятностный смысл: для вторичных частиц с длиной формирования

$$l_f \approx \frac{\epsilon}{m^2} < R_d \quad (3.13)$$

неупругое взаимодействие со вторым нуклоном имеет простую геометрическую вероятность

$$w_{\text{Re}} \approx \sigma_{\text{abs}}^{\text{bN}} \left\langle \frac{1}{4\pi r_d^2} \right\rangle, \quad (3.14)$$

а для частиц с  $l_f > R_d$  вероятность перерассеяния пренебрежимо мала.  $\theta$ -функцию в (3.12) не следует понимать буквально, она лишь передает характер перехода между областями  $l_f(\epsilon) \geq R_d$ .

Итак, удачным образом возникает простая картина перерассеяний вторичных частиц, сформулированная в 1973 г. Канчели<sup>1</sup> (см. также более раннюю работу Канчели и Матиняна<sup>76</sup>): вторичные адроны с энергией  $\epsilon$  имеют длины формирования  $l_f(\epsilon) \approx \epsilon/\mu_0^2$ ; на расстояниях, больших  $l_f(\epsilon)$ , движение вторичных частиц можно считать классическим (доказательство этого утверждения на языке волновых пакетов было дано также Готфридом и Лоу<sup>77</sup>), т. е. применимо вероятностное рассмотрение; вкладом областей внутри зоны формирования, в которой важна уже детальная структура амплитуд и интерференционные явления, можно пренебречь. Обобщением (1.2) с учетом длины формирования является<sup>78</sup>

$$\begin{aligned} \frac{dN_s(\epsilon, t)}{d\epsilon} &= \frac{dN_s(E \rightarrow \epsilon)}{d\epsilon} \theta(t - l_f(\epsilon)) \exp[-(t - l_f(\epsilon))] + \\ &+ \int_0^{t - l_f(\epsilon)} d\tau \exp[-(t - \tau - l_f(\epsilon))] \int_{\epsilon}^E d\omega \frac{dN_s(\tau, \omega)}{d\omega} \frac{dN_s(\omega \rightarrow \epsilon)}{d\epsilon}. \quad (3.15) \end{aligned}$$

В пределе  $l_f(\epsilon) \ll 1$  (3.15) переходит в интегральную форму (1.2). Вторичные частицы с  $l_f(\epsilon) > t$  в мишени вообще не взаимодействуют. Этим достигается подавление числа взаимодействий внутри ядра-мишени и его независимость от энергии. Согласно приведенному выше выводу,  $\mu_0^2$  определяется скоростью убывания амплитуд при сходе с массовой поверхности внешних частиц. Естественный масштаб — средний квадрат поперечной массы так называемых прямых частиц:  $\mu_0^2 \approx \mu^2 + \langle k_T^2 \rangle \approx m_\rho^2$ .

Уравнение (3.15) не учитывает многопомеронных взаимодействий, описываемых  $G_{\text{PPP}}$ . Численно их вклад может быть велик лишь при энергиях порядка массы Вселенной. Более того, при конечных энергиях этот вклад подобен каскадному вкладу. Тем не менее, при высоких энергиях многопомеронные взаимодействия могут привести к ряду специфических эффектов (см. раздел д) гл. 6). Описание всего влияния ядра на спектры только древесными диаграммами рис. 15, как это делают Швиммер<sup>79</sup> и Гедалин<sup>80</sup>, непоследовательно, так как  $G_{\text{PPP}} \ll G_{\text{eff}}$  и учет только многопомеронных взаимодействий при пренебрежении каскадами ошибочен.

е) Взаимодействуют ли вторичные частицы коллективно?

Барашенков и др. заметили, что если бы все вторичные частицы рождались из одной точки, то быстрые частицы взаимодействовали бы внутри ядра коллективно, как одна частица<sup>10,81</sup>. Действительно, вторичная частица с импульсом  $k$  выделялась бы из пучка на прицельный параметр  $\Delta b \geq 1/\mu_\pi$  и могла бы считаться независимой только на продольных расстояниях

$$L \geq \frac{k}{\langle k_T \rangle} \frac{1}{\mu_\pi}. \quad (3.16)$$

Такие коллективные взаимодействия подавляют развитие каскада, и расчеты по модифицированной таким образом каскадной модели согласуются с экспериментом вплоть до энергий в несколько десятков гигаэлектронвольт<sup>10,81</sup>.

В рамках полевого мультипериферического подхода коллективные взаимодействия невозможны. Как показано Фейнбергом и Чернавским<sup>57</sup> и Грибовым<sup>7</sup>, точки рождения вторичных частиц распределены в плоскости прицельного параметра по закону случайного блуждания, так что все вторичные частицы рождаются уже разнесенными по прицельным параметрам и поэтому взаимодействуют независимо.

ж) Влияет ли ядерная среда на длины формирования?

В задаче Ландау — Померанчука поглощение электрона привело бы к члену вида  $-t/l_{abs}$  в показателе экспоненты в подынтегральном выражении в (3.1). Для длин формирования  $l_f < l_{abs}$  все обсуждение в разделе а) гл. 3 остается в силе. Излучение же фотонов, для которых длина (3.3) много больше  $l_{abs}$ , приобретает дополнительную малость  $(l_{abs}/l_f)^2$ . В работе Валанджу, Сударшана и Чиу задача Ландау — Померанчука с поглощением была буквально перенесена на случай адронов<sup>82</sup>. Этим вводится подавление рождения внутри ядра всех вторичных частиц с длинами формирования (1.5), превышающими длину поглощения налетающей частицы, и получается удовлетворительное качественное описание экспериментальных данных по инклюзивному рождению на ядрах. С точки зрения рассматриваемой здесь картины такая схема неприемлема во многих отношениях. Во-первых, неверно основное предположение, что вторичные частицы излучаются первичной частицей, непрерывно распространяющейся в ядре после любого числа неупругих поглощений. Во-вторых, модели Ли, изучавшиеся Валанджу и др. в качестве прототипа, описывают фактически дифракционную диссоциацию, а не множественное рождение. В-третьих, в них отсутствует убывание амплитуд рождения при сходе с массовой поверхности, существенное при анализе пространственно-временной картины взаимодействия (см. разделы б), г) и д) гл. 3).

Биалковски, Чиу и Той<sup>83</sup> обсуждали другую возможность. При наличии поглощения можно ввести формальную длину

$$L = \frac{1}{\omega(1 - \mathbf{n}\mathbf{v}) + (i/l_{abs})}, \quad (3.17)$$

совпадающую с обычной длиной формирования при малых  $l_f < l_{abs}$ , а затем ограниченную по модулю сверху  $l_{abs}$ . Биалковски и др. интерпре-

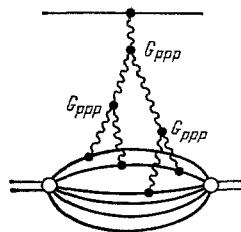


Рис. 15. Древесные многопомерные диаграммы для инклюзивных спектров во взаимодействии с ядрами.

тируют (3.17) как ограничение длин формирования сверху длиной поглощения  $l_{\text{abs}}$ <sup>83</sup>. Должного теоретико-полевого обоснования такая картина взаимодействия не имеет. Впрочем, получающееся подавление внутриядерного каскада недостаточно сильное, и при высоких энергиях модель завышает множественности вторичных частиц<sup>84</sup>.

### 3) Ядерный эффект Черенкова

Дремин недавно обратил внимание на то, что при сверхвысоких энергиях ( $E \geq 1$  ТэВ) для всех адронов вещественная часть показателя преломления в ядерном веществе  $n = 1 + (2\pi/k^2) \rho_A \text{Re } f > 1$ , так что в протон-ядерных столкновениях выполняется условие черенковского излучения пиона с импульсами в десятки гигаэлектрон-вольт<sup>85</sup>:

$$nv_p v_\pi > 1. \quad (3.18)$$

Формально черенковское излучение есть следствие полюса при

$$1 - n(nv) = 0 \quad (3.19)$$

в аналоге амплитуды (3.2) (см., например, учебник<sup>86</sup>). Но для адронов существенно поглощение и в интересной области энергий  $\kappa = \text{Im } f/\text{Re } f \geq 20$ . В силу этого условие (3.19) строго не выполняется, интегральная светимость уменьшается по меньшей мере в  $\kappa$  раз, а излучение будет направлено не под углом  $\theta_c$ , где  $\cos \theta_c = 1/n$ , а в конусе углов  $\Delta\theta \sim \sqrt{\kappa} \theta_c$ . В силу этого подавления излучение большого числа черенковских частиц, образующих характерное черенковское кольцо, становится крайне маловероятным.

Углы рождения черенковских частиц велики, и велики и поперечные импульсы черенковских частиц. Поэтому процесс является жестким и, возможно, следует рассматривать излучение глюонов кварками. Это порождает неопределенности с выбором показателя преломления для кварков и с учетом краевых эффектов в излучении, связанных с невылетанием цветных глюонов. Даже в этом случае сохраняется подавление излучения, связанное с конечностью размеров ядра, и образование настоящей кольцевой структуры опять маловероятно. В работе<sup>85</sup> делается, однако, оптимистический вывод, что черенковское излучение может доминировать над обычными процессами рождения при поперечных импульсах выше 30 ГэВ и углах в с. ц. м.  $\approx 60^\circ$ .

Замечание о роли поглощения в черенковском излучении адронов принадлежит И. Б. Хрипловичу и автору.

## 4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

### a) 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 типа дейтона сечение поглощения начинает зависеть от межнуклонного расстояния  $b_d$  в плоскости прицельных параметров:

$$\sigma_{\text{abs}} = \pi (R_A + b_d)^2. \quad (4.1)$$

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

пр-системы

$$|\mathbf{f}\rangle = S_d |\mathbf{d}\rangle + \sum_i S_i |\mathbf{i}\rangle \quad (4.2)$$

мы получаем в конечном состоянии примесь состояний континуума  $|\mathbf{i}\rangle$ , т. е. кроме упругого рассеяния возникает принципиально новый процесс: дифракционная диссоциация<sup>5,87</sup>. ✓

$$dA \rightarrow (np) A. \quad (4.3)$$

Ядро остается в основном состоянии и процесс когерентен, если  $q_L = (m_{np}^2 - m_d^2)/2E$  мало:  $q_L R_A < 1$ . Соответственно характерные продольные расстояния велики<sup>5,87</sup>:

$$L \approx \frac{1}{q_L} > R_A. \quad (4.4)$$

б) 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 рассеяния, хотя это и нетрудно сделать<sup>87</sup>. В случае адронов система собственных функций неизвестна, но сам формализм собственных состояний оказывается очень полезным.

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

$$|\mathbf{A}\rangle = \sum_i c_i |\mathbf{i}\rangle. \quad (4.5)$$

Подобное разложение имеет смысл постольку, поскольку времена жизни партонных флюктуаций, которые будут отождествлены ниже с собственными состояниями рассеяния, велики по сравнению с временем собственно взаимодействия с мишенью (см. раздел в) гл. 3).

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

$$\langle \mathbf{A} | \text{Im } T | \mathbf{A} \rangle = \sum_i |c_i|^2 t_i = \langle t \rangle. \quad (4.6)$$

Дифракционной диссоциации отвечает компонента конечного состояния

$$|\mathbf{D}\rangle = \text{Im } T |\mathbf{A}\rangle - \langle t \rangle |\mathbf{A}\rangle. \quad (4.7)$$

Это дает

$$\frac{d\sigma_D}{d^2b} = \langle \mathbf{D} | \mathbf{D} \rangle = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2. \quad (4.8)$$

Здесь мы следовали недавней работе<sup>88</sup>, хотя подобный формализм содержится, по существу, уже в работах<sup>5,87,89</sup>.

Для обобщения (4.6) на случай ядер нужны амплитуды взаимодействия с ядром собственных состояний. При малых длинах волн справедливо квазиклассическое рассмотрение, и для вероятности прохождения собственного состояния сквозь ядро *без взаимодействия* имеем

$$W = \exp [-\sigma_{\text{tot}}^N T(b)] = \exp [-v(b)]. \quad (4.9)$$

Для перехода к квантовой теории рассеяния отождествим  $W$  с  $|S(b)|^2$ . При высоких энергиях амплитуды рассеяния чисто мнимые, так что

$$S(b) = \sqrt{W} = \exp \left[ -\frac{1}{2} v(b) \right], \quad (4.10)$$

т. е. <sup>90</sup>

$$\sigma_{\text{tot}}^A = 2 \int_0^\infty db \cdot 2\pi b \left\{ 1 - \left\langle \exp \left[ -\frac{1}{2} v(b) \right] \right\rangle \right\}. \quad (4.11)$$

Заметим, что (4.10) совпадает с  $S(b)$ , даваемым известным формализмом Глаубера — Ситенко <sup>91,92</sup>. В действительности оба подхода совпадают. В пределе  $A \gg 1$  глауберовский формализм переходит в оптическую модель с потенциалом <sup>93</sup>

$$V(\mathbf{r}) = -4\pi f(0) \rho_A(\mathbf{r}). \quad (4.12)$$

При наличии дифракционной диссоциации  $f(0)$  следует заменить матрицей  $f_{ik}(0)$  амплитуд дифракционных процессов и решать уравнение <sup>94</sup>

$$(\nabla^2 + \mathbf{k}_i^2) |i, \mathbf{r}\rangle = - \sum_j 4\pi f_{ij}(0) \rho_A(\mathbf{r}) |j, \mathbf{r}\rangle. \quad (4.13)$$

При выполнении условия (4.4) собственными состояниями рассеяния являются просто состояния, диагонализирующие матрицу  $f_{ik}(0)$ .

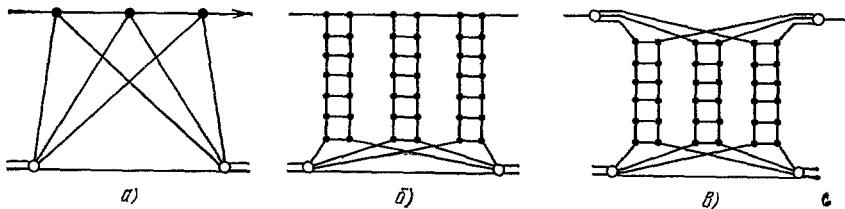


Рис. 16. a) Диаграмма Грибова — Глаубера для амплитуды упругого рассеяния на ядре; б) отвечающие им планарные амплитуды  $m$ -померонного обмена; в) непланарные диаграммы  $m$ -кратного рассеяния на ядре, считающиеся эквивалентными планарным диаграммам (рис. б).

При высоких энергиях потенциальное рассмотрение нестрогое. Теоретико-полевое обоснование глауберовского формализма было дано Грибовым в 1969 г. <sup>13</sup>, а общая формулировка грибовского формализма с подробным обсуждением связи с потенциальным подходом содержится в работе Гурвица и Маринова <sup>95</sup>. Грибов показал, что амплитуда рассеяния на ядре есть сумма всех диаграмм многократного рассеяния рис. 15. На диаграммном языке особенно прозрачна роль дифракционного возбуждения, приводящего к многоканальному потенциалу (4.13). Формула (4.11) отвечает точному суммированию всех диаграмм рис. 16 с учетом всех возможных промежуточных состояний. Если заменить все дифракционно рожденные системы одним условным состоянием, т. е. аппроксимировать матрицу  $f_{ik}$  матрицей  $2 \times 2$ , то можно написать замкнутые выражения для амплитуды рассеяния на ядре непосредственно в терминах  $f_{ik}$ . Это было сделано Шабельским <sup>96</sup>.

## в) Неупругая экранировка в полных сечениях и сечениях поглощения

Простая оптическая модель дает

$$\sigma_{\text{tot}}^A = 2 \int_0^\infty db \cdot 2\pi b \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^N T(b) \right] \right\}. \quad (4.14)$$

В методе собственных состояний  $\sigma_{\text{tot}}^N T(b) = \langle v(b) \rangle$ . Поскольку

$$\left\langle \exp \left[ -\frac{1}{2} v(b) \right] \right\rangle \geq \exp \left[ -\frac{1}{2} \langle v(b) \rangle \right], \quad (4.15)$$

то учет дифракционной диссоциации (так называемая неупругая экранировка) уменьшает полные сечения по сравнению с даваемыми (4.14). Впервые это было показано Грибовым, рассмотревшим неупругие поправки к полным сечениям взаимодействия с дейтоном<sup>13</sup>.

Неупругая поправка к сечениям для тяжелых ядер была найдена Кармановым и Кондратюком<sup>97</sup>, решавшим (4.13) в теории возмущений по недиагональным  $f_{ij}(0)$ . Даже в теории возмущений необходимо дополнительное предположение о диагональных переходах  $f_{ii}(0)$ , которые не малы. Карманов и Кондратюк предположили, что

$$\sigma_{h^*N} \equiv \sigma_{hN}. \quad (4.16)$$

Это приводит к неупругой поправке<sup>97</sup>

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}^A = -4\pi \int db \cdot 2\pi b \left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_{t=0} \times T(b)^2 \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^N T(b) \right], \quad (4.17)$$

где  $(d\sigma_D/dt)_{t=0}$  есть полное дифференциальное сечение дифракционного возбуждения при  $t = 0$ .

Применение теории возмущений к самой дифракционной диссоциации на ядрах приводит к бессмысленным результатам. Это будет подробно обсуждено в разделе г) гл. 4. Несмотря на эту внутреннюю противоречивость теории возмущений, формула Карманова — Кондратюка (4.17) хорошо согласуется с опытом (рис. 17, 18) и количественное описание имеющихся данных по  $K_{LA}$ <sup>22</sup> и  $nA$ <sup>23, 24</sup> — полным сечениям без учета неупругой экранировки невозможно.

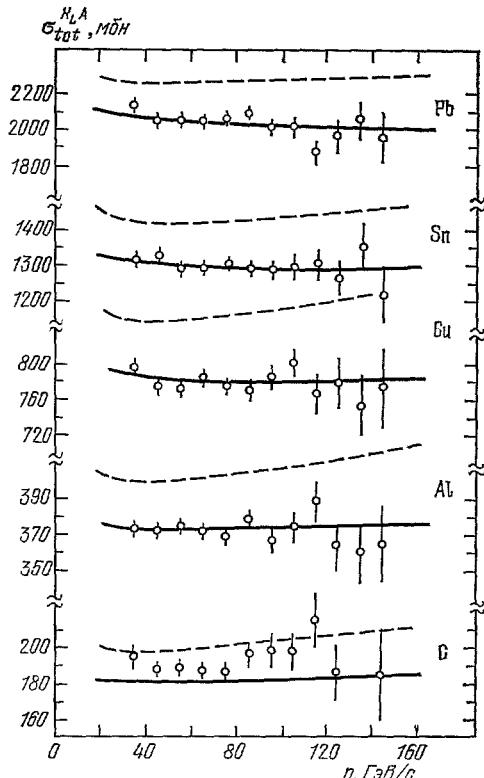


Рис. 17. Зависимость от энергии и атомного номера ядра полного сечения  $K_{LA}$ -взаимодействия<sup>22</sup>.

Штриховая кривая — расчет<sup>22</sup> по простой модели Глаубера; сплошная кривая — расчет с учетом неупругой поправки<sup>98</sup>.

Штриховую кривую — расчет<sup>22</sup> по простой модели Глаубера; сплошную кривую — расчет с учетом неупругой поправки<sup>98</sup>.

Объясняется это следующим <sup>99</sup>. Согласно (4.11) и (4.14)  $\Delta\sigma_{\text{tot}}^A$  можно записать как

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}^A = -2 \int_0^\infty db \cdot 2\pi b \left\{ \left\langle \exp \left[ -\frac{1}{2} v(b) \right] \right\rangle - \exp \left[ -\frac{1}{2} \langle v(b) \rangle \right] \right\}. \quad (4.18)$$

Разложение подынтегрального выражения в ряд дает

$$\begin{aligned} \left\langle \exp \left[ -\frac{1}{2} v(b) \right] \right\rangle - \exp \left[ -\frac{1}{2} \langle v(b) \rangle \right] &\approx \\ &\approx \exp \left[ -\frac{1}{2} \langle v(b) \rangle \right] \frac{T(b)^2}{8} (\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2). \end{aligned} \quad (4.19)$$

Сравнивая (4.19) с (4.8), приходим к формуле (4.16).

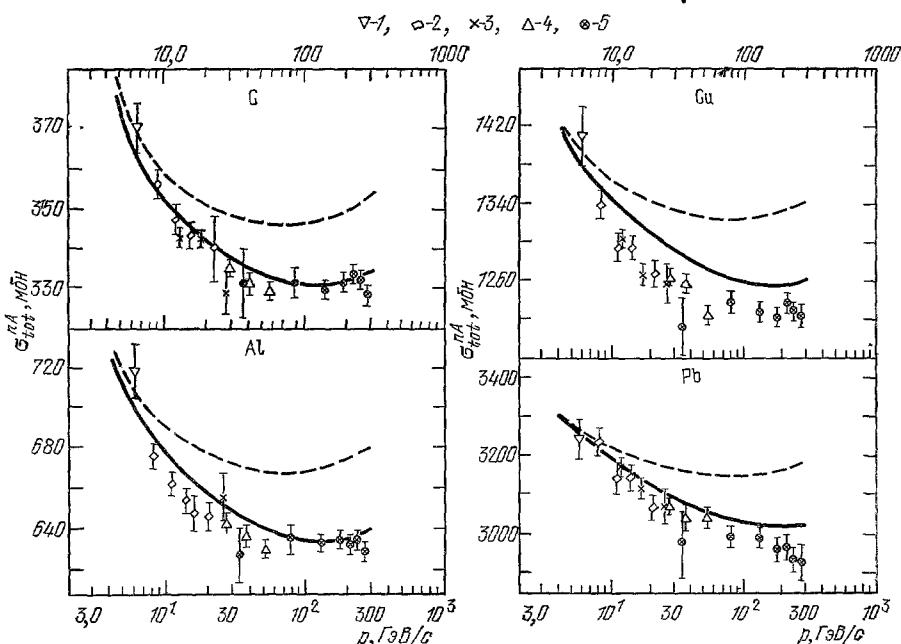


Рис. 18. Зависимость от энергии и атомного номера ядра полного сечения  $\bar{\sigma}^p_A$ -взаимодействия.

1 — Паркер и др., 2 — Энглер и др., 3 — Мак-Користон и др., 4 — Бабаев и др. <sup>23</sup>; 5 — Мерти и др. <sup>24</sup> Сплошная кривая — расчет по простой модели Глаубера, штриховая кривая — расчет <sup>24</sup> с учетом неупругой экранировки.

проверят

Флуктуации сечений  $\Delta\sigma_i = \sigma_i - \langle \sigma \rangle$  порядка  $\langle \sigma \rangle$ . При малых прицельных параметрах, где  $v_i(b)$  больше единицы, разложение (4.19) незаконно. Но вклад этой области в неупругую экранировку подавляется экспоненциальным множителем  $\exp[-(1/2)\langle v(b) \rangle]$ . Именно поэтому непоследовательное приближение Карманова — Кондратюка дает удовлетворительную количественную оценку для неупругой поправки.

В двухканальном приближении с  $f_{11} = f_{22}$  из (4.13) следует, что

$$f_{a,b} = f_{11} \pm f_{12}, \quad (4.20)$$

так что для одного из собственных состояний  $|a\rangle$  или  $|b\rangle$  сечение мало. В многоканальной задаче минимальное из сечений  $\sigma_i$  может вообще оказаться равным нулю. Если вспомнить аналогию между партонной моделью

и методом Вейцзеккера — Вильямса, то такое пассивное состояние, не содержащее медленных партонов, крайне естественно. В теориях с падающими сечениями, где пересечение вакуумной траектории  $\alpha_p(0) < 1$ , вес активного состояния вообще убывал бы с ростом энергии пропорционально  $E^{\alpha_p(0)-1}$ <sup>100</sup>. Грассбергер заметил, что вес пассивного состояния  $P = |c_0|^2$  растет с ростом энергии и в теориях с растущими полными сечениями, приближаясь к асимптотическому значению снизу<sup>101</sup>. Включение пассивных состояний в кварковую модель обсуждалось в недавних работах<sup>90, 98, 102</sup>.

На опыте  $\sigma_{tot}^{nN}$  и  $\sigma_{tot}^{KL^A}$  растут с ростом энергии, что приводит к росту и  $\sigma_{tot}^A$  для легких ядер. Однако для черного ядра из (4.11) следует, что<sup>90, 103</sup>

$$\sigma_{tot}^A = (1 - P) \cdot 2\pi R_A^2, \quad (4.21)$$

т. е. ожидается уже *убывание*  $\sigma_{tot}^A$  с ростом энергии. Заметим, что (4.21) отвечает неубывающей с ростом  $A$  относительной величине неупругой поправки

$$\frac{\Delta\sigma_{tot}^A}{\sigma_{tot}^A} \approx -P, \quad (4.22)$$

в то время как относительная величина (4.17) убывает с ростом  $A$  из-за множителя  $\exp[-\sigma_{tot}^N T(b)/2]$  в подынтегральном выражении. Различие между (4.17) и (4.21) естественно, поскольку при наличии пассивного состояния для тяжелых ядер разложение (4.19) неприменимо.

Приведенные на рис. 17 и 18 экспериментальные данные по  $\sigma_{tot}^{nA}$  и  $\sigma_{tot}^{KL^A}$  подтверждают подобную смену характера энергетической зависимости сечений при переходе от легких к тяжелым ядрам. Данные по  $\sigma_{tot}^{nA}$  указывают на то, что для тяжелых ядер приближение (4.17) занижает величину неупругой поправки, и на более быстрый рост  $\Delta\sigma_{tot}^A$  с ростом энергии, чем дает (4.17) (см. рис. 18). Возможно, что это есть первое прямое проявление пассивных состояний<sup>99</sup>. Было бы очень важно продолжить прецизионные измерения  $\sigma_{tot}^{nA}$  в область энергий Тэватрона.

Вопрос о величине  $P$  остается открытым. Фиалковский и Миеттинен первыми обратили внимание на то, что для описания дифракционной диссоциации в протон-протонном рассеянии флуктуации сечений  $\sigma_i$  следует считать большими<sup>104</sup>. Анализируя дифракционную диссоциацию в  $pp$ -рассеянии, Миеттинен и Памплин получили  $P \approx 0,05$ <sup>88</sup>. Левин и Рыскин получили  $P \approx e^{-2} \approx 0,14$  как решение бутстрарного уравнения для сечения взаимодействия партонной системы с ядром<sup>105</sup>. В<sup>106</sup> это значение  $P$  предлагается относить к составляющим кваркам. Анализ полных сечений дает для составляющих кварков оценки  $P = 0,2 - 0,4$ <sup>88, 98</sup>.

При выводе (4.11) и (4.16) все дифракционные амплитуды считались чисто мнимыми. Это справедливо, при  $E \rightarrow \infty$ , для возбуждения состояния с любой конечной массой  $m^*$ , поскольку вклады невакуумных траекторий вымирают<sup>106</sup>. Это не так в рождении больших масс с  $m^{*2}/2m_N E = \text{const}$ . В неупругую экранировку дают вклад массы  $m^{*2}/2m_N E \ll 1/R_A m_N$ . Как было замечено впервые Анисовичем и др., рождение больших масс за счет ряда невакуумных обменов дает антиэкранровочный вклад в  $\Delta\sigma_{tot}^A$ <sup>107</sup>. Относительная величина этого вклада не убывает с ростом энергии. В рассеянии на дейтонах антиэкранровочный вклад порядка 10% от неупругой поправки<sup>108</sup>. Оценок эффекта для тяжелых ядер не имеется, хотя и следует ожидать его подавления большим радиусом ядер.

Согласно (4.14)

$$\sigma_{in}^A = \sigma_{tot}^A - \sigma_{el}^A = \int db \cdot 2\pi b \{1 - \exp[-\sigma_{tot}^N T(b)]\}, \quad (4.23)$$

что не совпадает с (2.13). Причина следующая. Во взаимодействии с ядрами имеется специфический процесс: квазиупругое рассеяние  $hA \rightarrow hA^*$  с возбуждением ядра, но без рождения новых частиц. Для сечения квазиупрого рассеяния  $\sigma_Q^A$  нетрудно получить<sup>109, 110</sup>

$$\sigma_Q^A = \int db \cdot 2\pi b \{ \exp [-\sigma_{abs}^N T(b)] - \exp [-\sigma_{tot}^N T(b)] \}. \quad (4.24)$$

В обзоре<sup>109</sup> выражение для  $\sigma_Q^A$  дано в виде разложения по  $\sigma_{el}^N$ . В рассеянии на тяжелых ядрах сильное кулоновское поле не позволяет измерить отдельно  $\sigma_Q^A$  и  $\sigma_{el}^N$ , и измеряется только сечение выбывания из пучка  $\sigma_{abs}^A = \sigma_{tot}^A - \sigma_Q^A - \sigma_{el}^A$ , равное (2.13) в силу (4.23) и (4.24). Это различие между  $\sigma_{abs}^A$  и  $\sigma_{tot}^A$  не всегда учитывается корректно<sup>111</sup>.

Если в полных сечениях неупругая поправка важна, то (2.13) хорошо описывает эксперимент и без неупругих поправок. Формула для  $\Delta\sigma_{abs}^A$ , вывод которой довольно громоздок, имеет вид<sup>110</sup>:

$$\Delta\sigma_{abs}^A = -4\pi \int db \cdot 2\pi b \left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_{t=0} T(b)^2 \exp [-\sigma_{abs}^N T(b)] \times \times \left( 1 - \frac{\beta\sigma_{el}^N}{\sigma_{tot}^N} \right)^2. \quad (4.25)$$

Коэффициент  $\beta$  модельно-зависим, но  $1 \leq \beta \leq 2$ . В случае геометрического скейлинга  $\beta = 1$ , при слабой зависимости наклона дифракционного конуса от сечения  $\beta = 2$ . Расчеты по (4.25) показывают, что  $\Delta\sigma_{abs}^A = (0,2 - 0,3) \Delta\sigma_{tot}^A$ . Такого же порядка статистические ошибки в измерениях  $\sigma_{abs}^A$ , а систематические даже выше<sup>21, 112</sup>, так что проверка (4.25) еще невозможна.

### г) Дифракционная диссоциация на ядрах и сечения взаимодействия нестабильных частиц

В двухканальном приближении из (4.13) по теории возмущений следует, что

$$t_{12}^{A*}(b) = 2f_{12}^N(0) \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_1 T(b) \right] - \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_2^* T(b) \right] \right\} (\sigma_2^* - \sigma_1)^{-1} \quad (4.26)$$

и по дифракционной диссоциации на ядрах можно было бы определить сечения  $\sigma_2^*$  взаимодействия дифракционно рожденных систем с нуклонами. Это замечание Кольбига и Марголиса<sup>113</sup> стимулировало большое число экспериментов по изучению дифракционной диссоциации на ядрах. Подробный обзор ранних работ по теории дифракционной диссоциации на ядрах дан Тараковым<sup>109</sup>. В<sup>109</sup> обсуждены также основные экспериментальные данные. Результаты оказались обескураживающими: на опыте  $\sigma_2^*$  для многочастичных систем получается меньше или порядка  $\sigma_{pN}$  или  $\sigma_{NN}$  вместо наивно ожидаемой суммы сечений по всем частицам системы<sup>114-117</sup>. Пример недавнего определения  $\sigma_2^*$  для  $\pi N$ - и  $N\pi\pi$ -систем по дифракционной диссоциации нуклонов на дейтонах<sup>118</sup> приведен на рис. 19.

Различные интерпретации этого явления сводятся, так или иначе, к неприменимости двухканального приближения (4.26). Поясним это на следующем примере трехканальной задачи, предложенной Чижем<sup>119</sup> и обсуждавшейся с точки зрения дифракционной диссоциации в работе<sup>120</sup>. 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:

$$\left. \begin{aligned} |\pi\rangle &= \frac{1}{2} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle + \frac{1}{2} |3\rangle, \\ |3\pi\rangle &= -\frac{1}{2} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle - \frac{1}{2} |3\rangle, \\ |5\pi\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |3\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

Согласно (4.24)

$$\sigma_{\pi N} = \sigma_{(3\pi)N} = 2\sigma_0, \quad \sigma_{(5\pi)N} = 2\sigma_0, \quad (4.28)$$

а для амплитуд дифракционной диссоциации получаем

$$\left. \begin{aligned} t_{\pi \rightarrow 3\pi}^A &\sim 2 \exp[-\sigma_0 T(b)] - \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_0 T(b)\right] - \exp\left[-\frac{3}{2}\sigma_0 T(b)\right], \\ t_{\pi \rightarrow 5\pi}^A &\sim \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_0 T(b)\right] - \exp\left[-\frac{3}{2}\sigma_0 T(b)\right]. \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

Эти выражения не имеют ничего общего с (4.26), если сечения заданы формулой (4.28). Особенno примечательна формула (4.29) для  $t_{\pi \rightarrow 5\pi}^A$ . Она отвечает на языке формулы (4.26) рас пространению в ядре вначале частицы с сечением взаимодействия  $\sigma_1 = \sigma_0 = (1/2)\sigma_{\pi N}$ , которая переходит в частицу с сечением взаимодействия  $\sigma_2^* = 3\sigma_0 = (3/2) \times \sigma_{(5\pi)N}$ . Значит, 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 <sup>121</sup>. А при попытке описать  $t_{\pi \rightarrow 3\pi}^A$  формулой Кольбига — Марголиса (4.26) получилось бы  $\sigma_2^* < 0$  <sup>120</sup>!

Физическая причина явления, неоднократно подчеркивавшаяся Фейнбергом <sup>59</sup>, состоит в том, что образующаяся в результате дифракционной диссоциации система не есть непосредственно наблюдаемое, скажем  $|3\pi\rangle$ -состояние. Выделение компоненты  $|3\pi\rangle$  из возбужденной системы происходит только после ее прохождения через ядро, в процессе которого крайне существенны недиагональные переходы типа  $\pi \rightarrow 5\pi \rightarrow 3\pi$ . Двухканальное приближение Кольбига — Марголиса и теория возмущений не учитывают этих переходов. Описание многоканальной задачи эффективным двухканальным приближением может привести, как мы видели на примере (4.29) уже трехканальной задачи, вообще к  $\sigma_2^* < 0$ ! Поясним это подробнее на примере дифракционной диссоциации на дейтоне.

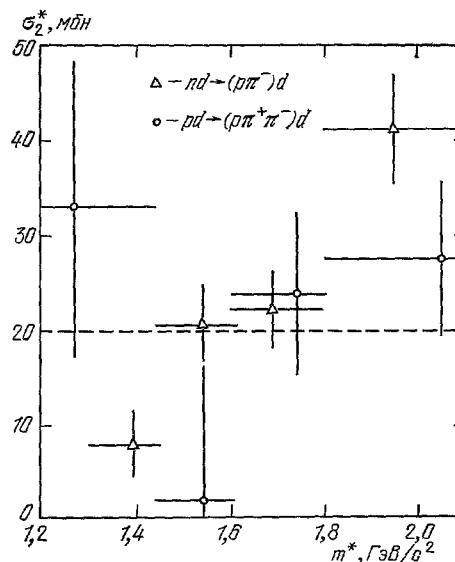


Рис. 19. Сечения  $(\rho\pi^-)N$ - и  $(\rho\pi^+\pi^-)N$ -взаимодействия, полученные анализом дифракционной диссоциации на дейтонах методом Кольбига — Марголиса <sup>113</sup>.

Неупругая поправка к полному сечению квадратична по  $f_{hh^*}$  и знаком определена (см. формулу (4.17)). Неупругая поправка к амплитуде дифракционной диссоциации  $hd \rightarrow h^*d$  содержит как дающие экранировку члены  $f_{hh}f_{hh^*}$  или  $f_{hh^*}f_{h^*h^*}$  (диаграмма рис. 20, *a*), так и члены вида  $f_{hh^*}f_{h^*h^*}$  (диаграмма рис. 20, *b*), знак которых модельно зависит. Так,

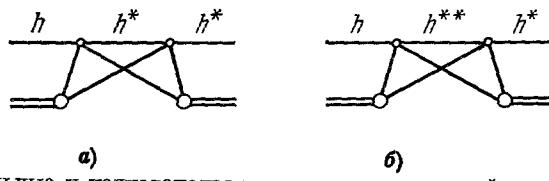


Рис. 20. Диагональные и недиагональные экранировки в дифракционной диссоциации на дейтонах.

в простой партонной модели<sup>122</sup> для всех недиагональных переходов  $\text{Im } f_{hh^*} < 0$ , так что недиагональные неупругие поправки имеют *антиэкранировочный* знак. Относительный вклад диаграммы рис. 20, *b* растет с ростом массы рожденной системы и экранировка сменяется антиэкранировкой<sup>122</sup> (рис. 21). Впервые возможность отличия экранировки в дифракционной диссоциации на дейтоне от даваемой простой глауберовской моделью была указана Левином и др.<sup>123</sup>.

В общем случае амплитуда когерентной дифракционной диссоциации  $aA \rightarrow bA$  на ядре имеет вид:

$$t_{a \rightarrow b}^A(\mathbf{b}) = \sum_i a_i b_i^* \exp \left[ -\frac{1}{2} \nu_i(\mathbf{b}) \right], \quad (4.30)$$

где  $a_i$  и  $b_i$  — коэффициенты разложения  $|a\rangle = \sum_i a_i |i\rangle$  и  $|b\rangle = \sum_i b_i |i\rangle$  по системе собственных функций рассеяния. Примеры многоканальных задач, в которых фитирование (4.30) формулой Кольбига — Марголиса (4.26) дает нефизические  $\sigma_i^* < 0$ , можно найти в недавней работе Чижка и Зилинского<sup>124</sup>.

Для определения  $\sigma_i^*$  можно было бы использовать и некогерентную диссоциацию с развалом ядра. При низких энергиях, когда  $E < R_A (m^{*2} - m^2)$ , некогерентная диссоциация описывается

Рис. 21. Зависимость от массы  $m^*$  рожденной системы экранировочной компоненты  $\Delta(x, t)$  в сечении диссоциации  $pd \rightarrow Xd$ .

Убывание и смена знака  $\Delta(x, t)$  с ростом  $m^*$  отвечают переходу от экранировки к антиэкранировке. Кривая — расчет в партонной модели работы<sup>122</sup>.

ется классической вероятностной картиной. Теория возмущений дает<sup>113</sup>

$$\left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_A = \left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_N \int db \cdot 2\pi b \times \times \{ \exp [-\sigma_1 T(b)] - \exp [-\sigma_2^* T(b)] \} (\sigma_2^* - \sigma_1)^{-1}. \quad (4.31)$$

При высоких энергиях,  $E > R_A (m^{*2} - m^2)$ , важна когерентность по координате  $z$  взаимодействий на разных нуклонах ядра. Взаимодействия при разных прицельных параметрах по-прежнему некогерентны. В этом случае в теории возмущений (при  $t = 0$ )<sup>125</sup>:

$$\left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_A = \left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_N \int db \cdot 2\pi b \times \times \left\{ \left( \sigma_1 \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_1 T(b) \right] - \sigma_2^* \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_2^* T(b) \right] \right) (\sigma_2^* - \sigma_1)^{-1} \right\}^2. \quad (4.32)$$

Многоканальным обобщением (4.32) в приближении одного неупругого взаимодействия является (обозначения те же, что и в (4.30))<sup>110</sup>:

$$\left( \frac{d\sigma_D}{dt} \right)_A = \frac{1}{k^2} \int db \cdot 2\pi b T(b) \left| \sum a_i b_i^* f_i(\mathbf{q}) \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_i T(b) \right] \right|^2. \quad (4.33)$$

Точная формула с учетом многократных неупругих взаимодействий имеет довольно громоздкий вид<sup>110</sup>. Можно высказать, однако, общее утверждение, что значения  $\sigma_2^*$  для одной и той же системы, определенные по когерентной диссоциации с использованием (4.26) и по некогерентной диссоциации с использованием (4.31) или (4.32), могут сильно отличаться<sup>121</sup>. Так, на опыте в когерентной диссоциации  $\rho A \rightarrow (\rho\pi^+\pi^-) A$  для интервалов масс  $m^* = 1,4 - 1,6$ ;  $1,6 - 1,8$  и  $1,8 - 2,2$  ГэВ сечения  $\sigma_2^*$  получились равными 24, 25 и 18 мбн соответственно<sup>126</sup>, что следует сравнить с  $\sigma_2^* = 0,8$  и 7 мбн ( $\sigma_2^* < 24, 32$  и 10 мбн на 95 %-ном уровне достоверности), найденными по некогерентной диссоциации<sup>127</sup>.

Таким образом, использовать дифракционную диссоциацию для определения  $\sigma_2^*$  по двухканальным формулам (4.26) и (4.31) или (4.32) нельзя.

Прямое определение из экспериментальных данных параметров многоканальной задачи также вряд ли возможно. В последнее время наметился, однако, прогресс в построении квark-партонных моделей для собственных функций рассеяния<sup>106, 128</sup>.

В большом числе экспериментальных работ изучались недифракционные некогерентные процессы типа  $\pi A \rightarrow \rho A^*$ ,  $\bar{N} A \rightarrow \Delta A^*$ . При невысоких энергиях,  $E < R_A (m^{*2} - m^2)$ , их сечения описываются формулой (4.31), и определенные таким образом сечения  $\rho N^*$ ,  $\Delta N$ - и т. д. взаимодействий действительно являются физическими сечениями (ссылки на экспериментальные работы см., например, в обзорах<sup>129</sup>).

#### д) Регенерация $K_L \rightarrow K_S$ на ядрах

Регенерация  $K_S$ -мезонов является замечательным примером когерентного недифракционного процесса. В экспериментах группы Телеги<sup>130</sup> было обнаружено, что ни величина амплитуды регенерации  $f_{LS}^A$ , ни ее фаза  $\phi_{LS}^A$ , ни ее зависимость от энергии не совпадают с даваемыми простым оптическим приближением (рис. 22). Так, для эффективной  $\omega$ -траектории в  $f_{LS}^A$  было найдено  $\langle\langle \alpha_\omega(0) \rangle\rangle = 0,39 \pm 0,01$ <sup>130</sup>, в то время как согласно данным по  $KN$ - и  $KN$ -взаимодействиям  $\alpha_\omega(0) = 0,44 \pm 0,01$ <sup>131</sup>.

Бертокки и Трелеани первыми заметили, что важен вклад рождения<sup>132</sup>.

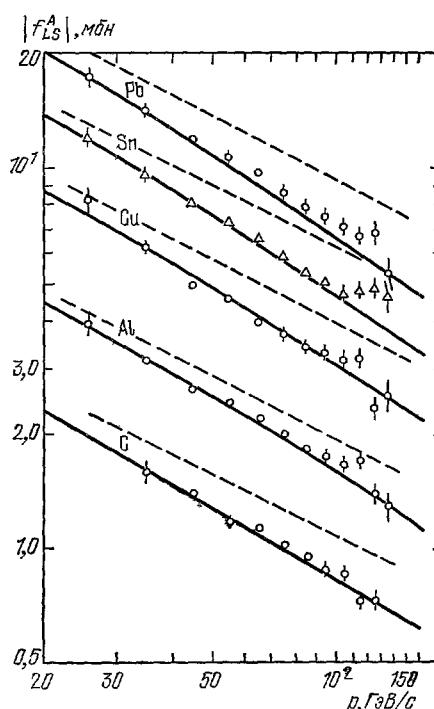


Рис. 22. Зависимость от энергии и атомного номера ядра амплитуды регенерации  $f_{LS}^A$ <sup>130</sup>.

Штриховая кривая — расчет в глауберовской модели без учета неупругой экранировки<sup>130</sup>, сплошная кривая — расчет с учетом неупругой экранировки<sup>131</sup>.

Феноменологическое введение таких переходов позволяет описать количественно измеренные амплитуды  $f_{LS}^A$ <sup>131, 98</sup>. Роль неупругих поправок нагляднее всего видна на языке собственных состояний.  $\text{Im } f_{LS}^A$  дается разностью сечений  $K^0 A$ - и  $\bar{K}^0 A$ -взаимодействий, которая равна<sup>98</sup>

$$\Delta\sigma_A = \int db 2\pi b T(b) \sum_i |c_i|^2 \Delta\sigma_i \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_i T(b)\right]. \quad (4.34)$$

В кварк-глюонной теории сильных взаимодействий померон связывается с чисто глюонной флуктуацией<sup>133</sup>, а  $\omega$ -реджеону сопоставляются флуктуации, в которых медленным партоном является валентный кварк. В простой кварковой модели  $\Delta\sigma_i$  определяются этим валентным кварком и от числа мягких глюонов не зависят. Далее, флуктуация с медленным валентным кварком отвечает кварк-глюонной лестнице, в которой всегда имелся источник глюонов — сам замедлявшийся кварк, т. е. это активное состояние. Поэтому

$$\sum_i |c_i|^2 \Delta\sigma_i \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_i T(b)\right] = \Delta\sigma_N \cdot \left\langle \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_i T(b)\right] \right\rangle', \quad (4.35)$$

где усреднение  $\langle \dots \rangle'$  проводится только по активным состояниям. Так как  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}} = (1 - P) \langle \sigma \rangle'$ , то  $\langle \sigma \rangle' > \sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}}$ . Поэтому численно получается, что  $\langle \exp[-\sigma_i T(b)/2] \rangle' < \langle \exp[-\sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}} T(b)/2] \rangle$  и  $|f_{LS}^A|$  меньше, чем дает простая оптическая модель.

Так как вес пассивного состояния растет с ростом энергии, то  $\langle \sigma \rangle'$  растет с ростом энергии быстрее, чем  $\sigma_{\text{tot}}$ . Это приводит к дополнительной перенормировке  $\ll\alpha_\omega(0)\gg$ . Действительно,

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\langle \sigma \rangle' T(b)\right] \approx \exp\left[-\frac{1}{2}\langle \sigma(E=E_0) \rangle' T(b)\right] \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta}, \quad (4.36)$$

где

$$\delta \approx \left( \frac{d\sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}}}{d \ln E} + \sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}} \frac{dP}{d \ln E} \right) \frac{T(b)}{2}. \quad (4.37)$$

В теории с растущими полными сечениями сам факт неуниверсальности вторичных траекторий неудивителен. Важно, что второй член в (4.37), пропорциональный  $dP/d \ln E$ , дает примерно половину наблюдаемой перенормировке  $\ll\alpha; (0)\gg$ <sup>98</sup>.

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

### а) Адронные свойства фотонов

В силу принципа неопределенности фотон высокой энергии  $E$  может перейти в адронную систему с массой  $m$  на расстоянии  $\approx E/m^2$  от ядра, и с ядром взаимодействует уже эта адронная система (см. раздел б) гл. 3). Впервые подобная картина взаимодействия фотонов с ядрами была сформулирована в 1954 г. Померанчуком на примере фоторождения  $\pi^+\pi^-$ -пар на ядрах<sup>134</sup>. Простое обобщение этой 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<sup>135</sup>, Стодольского<sup>136</sup> и Грибова<sup>26</sup>. Соотношение Адлера<sup>137</sup> связывает дифференциальное сечение нейтринной реакции  $\nu N \rightarrow \mu X$  в коллинеарной кинематике с  $|q|^2 \leq m_\pi^2$  с сечением взаимо-

действия пиона  $\pi N \rightarrow X$ :

$$\frac{d^2\sigma_v}{dq_0 dq^2} = K(q_0, q^2) \sigma_{\text{tot}}^{\pi N} (E_\pi = q_0); \quad (5.1)$$

здесь  $K(q_0, q^2)$  — кинематический множитель (см. <sup>137</sup>). Белл заметил, что в применении к рассеянию на ядрах из (5.1) следует, что в этой кинематической области  $d\sigma_{vA} \sim \sigma_{\text{tot}}^{\pi A} \sim A^{0.75}$  <sup>135</sup>. Сечение  $vA$ -взаимодействия экранируется, хотя  $\sigma_{\text{tot}}^{vN} T(b) \ll \ll 1$ . Стодольский заметил, что (5.1) отвечает  $\pi$ -доминантности взаимодействия нейтрино при  $|q^2| \leq m_\pi^2$ , и перенес эту интерпретацию на фотоны, сформулировав модель векторной доминантности (МВД) в применении к взаимодействиям фотонов высоких энергий <sup>136</sup>.

В простейшем случае МВД дает

$$\sigma_{\gamma^* N} = \Gamma_{\gamma\rho} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \sigma_{\rho N} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \Gamma_{\gamma\rho}, \quad (5.2)$$

где  $Q^2 = -q^2$  (рис. 23, a). Грибов получил общее дисперсионное соотношение, учитывающее все адронные состояния  $V$ , в которые может перейти фотон, а также недиагональные переходы  $V_i \leftrightarrow V_j$  <sup>26</sup>:

$$f_{\gamma^* N} = \int \frac{dM^2 M^2}{M^2 + Q^2} \frac{dM'^2 M'^2}{M'^2 + Q^2} \Gamma_{\gamma^* V} f_{VV'} \Gamma_{\gamma^* V'}. \quad (5.3)$$

Входящие в (5.3) вершины  $\Gamma_{\gamma^* V}$  могут быть измерены, в принципе, в анигиляции  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow V \rightarrow \text{адроны}$ . Если в качестве состояний  $V$  в (5.3) взять только векторные мезоны, то (5.3) отвечает так называемой расширенной или обобщенной МВД.

### б) Парадокс Бьёркена и критика векторной доминантности

Для адронов в полных сечениях неупругая экранировка количественно была мала. Ограничимся по аналогии с этим диагональным приближением и в (5.3):

$$\sigma_{\gamma^* A} \sim \int \frac{dM^2 M^4}{(Q^2 + M^2)^2} \sigma_{VA} \sigma_{e^+e^-} (M^2). \quad (5.4)$$

Используем в (5.5) скейлинговое поведение  $\sigma_{e^+e^-} (M^2)$ :

$$\sigma_{e^+e^-} (M^2) \sim \frac{1}{M^2}, \quad (5.5)$$

и предположим, что, как и для всех адронов,

$$\sigma_{VA} \sim \pi R_A^2. \quad (5.6)$$

Это дает <sup>138</sup>

$$\sigma_{\gamma^* A} \sim \alpha \pi R_A^2 \ln \frac{E}{Q^2 R_A} \quad (5.7)$$

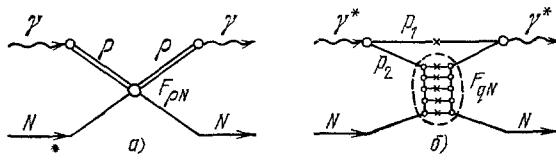


Рис. 23. a) Амплитуда фотон-адронного взаимодействия в модели векторной доминантности; б) мультипериферическая диаграмма глубоконеупругого рассеяния.

в резком противоречии со скейлинговым поведением

$$\sigma_{\gamma^* A} \sim \frac{1}{Q^2} F_1 \left( \frac{E}{Q^2} \right). \quad (5.8)$$

В рамках диагональной МВД, если настаивать на тождествении состояний  $V$  в (5.3) с промежуточными векторными состояниями в реакции аннигиляции, парадокс разрешается только, если (см. <sup>138</sup> и обзоры <sup>139</sup>, <sup>140</sup>):

$$\sigma_{VA} \sim \frac{1}{M_V^2}. \quad (5.9)$$

При больших  $Q^2$  в (5.4) главный вклад дают массы  $M^2 \sim Q^2$ , и (5.9) отвечает полному исчезновению ядерной экранировки в электророждении при  $Q^2 \gg m^2$  <sup>141-143,139</sup>.

Иное решение дают теоретико-полевые рассмотрения <sup>144,145</sup>. Как в скейлинговой, так и в более современной квантово-хромодинамической партонных моделях основной вклад в амплитуду глубоконеупругого фотон-адронного рассеяния дают диаграммы мультипериферического типа (рис. 23, б) (см., например, лекции <sup>146</sup>). Входящая в эту диаграмму амплитуда  $F_{qN}$  не мала, только если кварк близок к массовой поверхности:  $|p_2^2| \leq m^2$ . Это условие ведет к резкой асимметрии  $\bar{q}\bar{q}$ -пары:  $\varepsilon_1 \approx E$ ,  $\varepsilon_2 \approx Em^2/Q^2$ . Причем с мишенью взаимодействует только медленный кварк пары <sup>144,145</sup>. Виртуальный фотон по своим адронным свойствам оказывается подобным одному кварку (виртуальному). Это резко отличает партонную модель от МВД, в которой векторные состояния  $V$  есть симметричные  $\bar{q}\bar{q}$ -пары. Учет этой асимметрии вводит в (5.4) дополнительное обрезание по поперечным импульсам кварков пары:  $|p_T|^2 \leq m^2$ , устраивающее противоречие со скейлингом <sup>145</sup>.

Чтобы понять, к чему сводится это разрешение парадокса Бьёркена на языке МВД, рассмотрим дисперсионное представление Грибова для амплитуды, отвечающей мультипериферической диаграмме рис. 20, б. Оно было получено Бродским и др. и имеет вид <sup>141</sup>

$$f_{\gamma^* N} \sim \int \frac{dM^2}{Q^2 + M^2} \frac{dM'^2}{Q^2 + M'^2} \left\{ \delta(M^2 - M'^2) \left[ M^2 + \theta(M^2 - \Lambda^2) (M^2 - \Lambda^2 \ln \frac{eM^2}{\Lambda^2}) \right] - \right. \\ \left. - \frac{\Lambda^2}{(M^2 - M'^2)^2} [M^2 \theta(M'^2 - M^2 - \Lambda^2) + M'^2 \theta(M^2 - M'^2 - \Lambda^2)] \right\}, \quad (5.10)$$

где  $\Lambda$  — параметр, определяющий скорость убывания амплитуды при сходе с массовой поверхности кварка. Диагональный член в (5.10) отвечает в точности нескейлинговому сечению (5.7). Отдельно взятый вклад недиагонального члена приводит к точно такому же нескейлинговому вкладу, но противоположного знака. После их компенсации (5.10) отвечает, естественно, скейлинговому сечению.

Подобная точная компенсация диагональных и недиагональных амплитуд, требуемая для спасения обобщенной МВД, крайне искусственна и неприемлема с точки зрения адронной физики. Причина проста: промежуточные состояния  $M$  в электророждении не совпадают с состояниями той же массы в реакции аннигиляции. За время жизни адронной флюктуации фотона  $\nu/Q^2$  успевает адронизоваться только медленный кварк  $\bar{q}\bar{q}$ -пары, в которую перешел фотон <sup>145</sup>. Это означает, как заметил Франкфурт, что для состояний с большой массой несправедлива факторизация подынтегрального выражения в (5.3) в терминах  $\sigma_{VA}$  и измеряемой в  $e^+e^-$ -аннигиляции вершины  $\Gamma_{\gamma^* \nu}$ .

в) Экранировка и антиэкранировка  
в глубоконеупругом рассеянии

Согласно разделу б) гл. 5 при  $x = Q^2/2mE \leq (m_\pi/m_N) A^{-1/3}$  расстояния  $E/Q^2$  превышают радиус ядра, а рассеяние имеет дифракционный характер. В терминах структурных функций возникающая экранировка означает, что

$$F_2^A(x) < AF_2^N(x). \quad (5.11)$$

При  $x \geq (m_\pi/m_N)$  расстояния  $E/Q^2$  меньше межнуклонных расстояний, рассеяние некогерентно и  $F_2^A(x) = AF_2^N(x)$ . В то же время имеется правило сумм<sup>145</sup>

$$\int_0^1 dx F_2^A(x) = A \int_0^1 dx F_2^N(x), \quad (5.12)$$

означающее, что импульс кварков в ядре равен сумме импульсов кварков в составляющих ядро нуклонах. Формулы (5.11) и (5.12) совместимы только, если имеется область антиэкранировки, в которой<sup>146</sup>

$$F_2^A(x) > AF_2^N(x). \quad (5.13)$$

Конкретный механизм появления антиэкранировки — слияние партонных облаков нуклонов в ядре<sup>1</sup> — подробно обсужден в<sup>145</sup>. Антиэкранировка ожидается при  $x \approx m_\pi/m_N$ . Экспериментальные данные<sup>27</sup> по показателю  $\alpha$  в параметризации  $F_2^A(x) = A^\alpha F_2^N(x)$  приведены на рис. 2. Они дают слабое указание на антиэкранировку ( $\alpha > 1$ ) при  $x \sim 0,1$  и на переход к экранировке ( $\alpha < 1$ ) при меньших  $x$ .

Особо интересен случай квантовой хромодинамики. В этом случае в диаграмме рис. 23, б виртуальные массы малы в области валентных кварков и растут с приближением к виртуальному фотону:  $p^2 \sim Q^2$ . При  $Q^2 \rightarrow \infty$  с ядром будут взаимодействовать сильно виртуальные кварки и глюоны. Обсуждавшееся в разделе б) гл. 5 обрезание по поперечным импульсам будет только слабым. Поэтому при  $Q^2 \rightarrow \infty$  должны исчезнуть и экранировка, и антиэкранировка. Более формально, экранировке отвечают непланарные диаграммы, имеющие малость  $1/\ln Q^2$ . Обсуждавшаяся выше асимметрия  $q\bar{q}$ -пары, в которую переходит фотон, хотя и сохраняется, но уменьшается, и резкое различие между партонной моделью и обобщенной МВД стирается. Вариант партонной модели, соответствующий МВД с сечениями (5.9), обсуждался Бродским и др.<sup>141,144</sup>. Было бы очень важно проанализировать проблему количественно в рамках квантовой хромодинамики.

г) Связь фоторождения с электророждением

В фоторождении, при  $Q^2 = 0$  наблюдается значительная ядерная экранировка полных сечений:  $\sigma_{\gamma A} \sim A^{0,9}$  (см. рис. 2). Удивительна и до сих пор не понята скорость исчезновения экранировки с ростом  $Q^2$ . В электророждении при малых  $Q^2$  невозможно представить масштаб, резко отличающийся от масс векторных мезонов, а на опыте экранировка исчезает на интервале  $Q^2 \leq 0,2 \text{ ГэВ}^2$  (рис. 24).

Простая МВД с  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ -доминантностью дает завышенную степень экранировки. Правда, она описывает только 80% полного сечения фотопоглощения на нуклонах (см. подробное обсуждение в недавних обзорах<sup>139,140</sup>). Противоречие с опытом частично устраняется, если произволь-

но принять, что остальные 20% сечения отвечают неэкранируемой «точечной» компоненте фотона <sup>144,139,140</sup>. Согласие лучше с новыми данными <sup>149</sup> по  $\sigma_{\gamma N}$  при энергиях до 150 ГэВ, которые указывают на рост степени экранировки с ростом энергии (рис. 25). На этом же рисунке указаны два

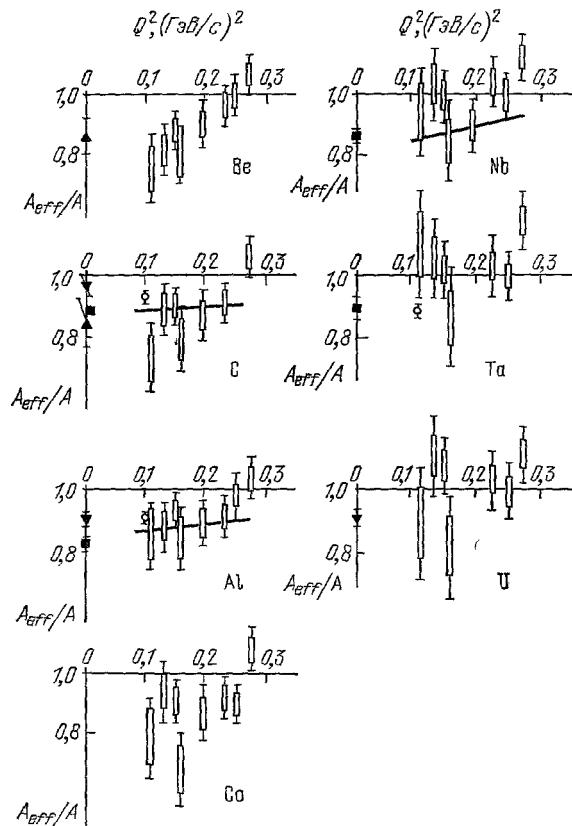


Рис. 24. Зависимость от  $Q^2$  степени экранировки в сечении электророждения на ядрах <sup>147</sup>.  
Кривые — расчеты по модели векторной доминантиности <sup>148</sup>.

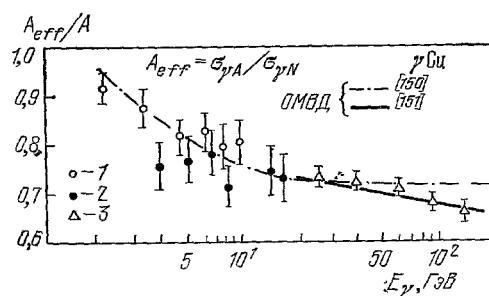


Рис. 25. Сравнение экранировки в сечении фотопоглощения на ядре меди с расчетами по модели векторной доминантиности.  
1 — Микаловски и др., 2 — Колдуэл и др. <sup>25</sup>, 3 — Колдуэл и др. <sup>149</sup>.

варианта описания  $A_{\text{eff}} = \sigma_{\gamma A} / \sigma_{\gamma N}$  для ядра меди в рамках обобщенной МВД <sup>150,151</sup>. В целом вопрос о применимости МВД к тонким эффектам в фоторождении остается открытым.

## 6. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

а) Сколько раз неупруго поглощается в ядре налетающей частицы?

Сохранив аналог уравнения (1.1) для полных ядерных сечений (см. (4.9) — (4.11) в разделе 4.2) и заменив (1.2) уравнением (3.14), мы неявно допустили, что перерассеяния вторичных частиц внутри ядра не влияют на полное сечение поглощения первичной частицы. Основание для этого: вероятностный характер перерассеяний вторичных частиц в процессах рождения на протяженных мишениях (разделы г) и д) гл. 3).

В адрон-адронных столкновениях реджевский вид амплитуды упругого рассеяния диктуется, через условие унитарности, доминантностью мультипериферических процессов рождения частиц<sup>7</sup>. Строго говоря, следовало бы и в адрон-ядерных взаимодействиях найти вначале все существенные процессы рождения, а затем восстановить амплитуду упругого рассеяния как решение условия унитарности. В полном объеме эта программа не реализована, хотя описанная в разделах г) и д) гл. 3 картина взаимодействия и учитывает главные внутриядерные взаимодействия.

В литературе широко обсуждается решение этой задачи «наоборот». Оно сводится, результивативно, к интерпретации

$$w_n = \frac{1}{\sigma_{\text{abs}}^A} \int db \cdot 2\pi b [v_{\text{abs}}(b)]^n \exp[-v_{\text{abs}}(b)] \frac{1}{n!} \quad (6.1)$$

в разложении формулы (2.13), следуя (2.11), как вероятностей  $n$ -кратного неупругого взаимодействия налетающей частицы. Это неправильно, поскольку по самому определению неупругого взаимодействия первое и единственное взаимодействие означает исчезновение налетающей частицы. Ссылки на эффект лидирующей частицы несостоятельны, поскольку, скажем для налетающих дейтонов, конечные состояния вообще не содержат лидирующих дейтонов в сколь-либо заметном количестве.

Обсудим теперь более «строгий» вывод (6.1)<sup>39, 98, 152, 153</sup>. Запишем, в нормировке  $\text{Im } f_{hN} = \sigma_{\text{tot}}^N$ , (4.14) в виде ряда

$$\frac{if_{hA}}{2} = \int db \cdot 2\pi b \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{2} if_{hN} T(b) \right]^m \frac{1}{m!}, \quad (6.2)$$

интерпретируя члены ряда как амплитуды  $m$ -померонного обмена (рис. 15). Процессы рождения отвечают скачкам  $f_{hA}$  на энергетическом разрезе, которые мы выпишем в виде ряда по скачкам  $f_{hN}$  (по «разрезанным» померонам). Вклад  $m$ -померонного обмена с  $k$  «разрезанными» померонами имеет вид

$$\sigma_{m, k} = \frac{1}{m!} \int db \cdot 2\pi b C_m^k [\sigma_{\text{tot}}^N T(b)]^k \left\{ \left[ \frac{if_{hN}}{2} + \left( \frac{if_{hN}}{2} \right)^* \right] T(b) \right\}^{m-k}. \quad (6.3)$$

Здесь «разрезанным» померонам отвечает  $\sigma_{\text{tot}}^N$ , померонам справа от разрезанных  $if_{hN}/2$ , а слева от «разрезанных»  $(if_{hN}/2)^* = if_{hN}/2$  (рассеяния в начальном и конечном состояниях, соответственно). Подставим в (6.3)  $(\sigma_{\text{tot}}^N)^k = \sum_n C_n^k (\sigma_{\text{abs}}^N)^n (\sigma_{\text{el}})^{k-n}$  и, суммируя по  $k$ , получаем сечение  $n$ -кратного неупругого взаимодействия при  $m$ -померонном обмене:

$$\sigma_{m, n}^{\text{in}} = \frac{1}{m!} \int db \cdot 2\pi b C_m^n [\sigma_{\text{abs}}^N T(b)]^n [-\sigma_{\text{abs}}^N T(b)]^{m-n}, \quad (6.4)$$

что, после суммирования по  $m$ , дает в точности (6.1). Отвечающая (6.1) картина взаимодействия есть по существу каскадирование лидирующей

частицы при полном отсутствии внутриядерных взаимодействий всех остальных вторичных частиц.

Приведенный «вывод» (6.1) крайне схематичен. Строго говоря, «разрезанному» померону следует сопоставлять не  $\sigma_{tot}^N$ , а  $\sigma_{abs}^N$ . Необходим корректный учет скачков  $f_{ha}$ , отвечающих квазиупругому рассеянию<sup>96</sup>. Как было показано в разделе (4.3), правильное выражение для  $\sigma_{abs}^A$  получается лишь при учете квазиупругого рассеяния. Эти неточности несущественны, однако, для последующего обсуждения.

Чисто формально описанный вывод (6.1) отвечает правилам разрезания Абрамовского, Грибова и Канчели (АГК)<sup>154</sup> и является основой эйкональной модели, активно развивающейся Шабельским<sup>96</sup>, Капеллой и Кжициким<sup>39,155</sup> и другими<sup>152,153,156–159</sup>. То, что безусловно верные правила АГК привели к неприемлемому результату (6.1), неудивительно. Правила АГК применимы лишь к непланарным диаграммам, а эйкональная глауберовская амплитуда, как было явно продемонстрировано еще Грибовым<sup>13</sup>, является планарной. Для эйкональных амплитуд возможно разрезание только одного померона. Корректное использование аналога правил АГК для планарных амплитуд дает естественный результат  $w_1 = 1$ ,  $w_{n>1} = 0$ .

Сохранить (6.1) можно, если воспринимать глауберовское разложение как чисто мнемоническое правило, считая амплитуду  $m$ -кратного взаимодействия отвечающей не последовательным взаимодействиям, а «параллельному» взаимодействию  $m$ -частичной компоненты налетающего адрона (см. рис. 15, в)<sup>39,156,160</sup>. Эта интерпретация также неудовлетворительна: структура адрона получается зависящей от мишени, а амплитуды взаимодействия составляющих адрон частиц следует принимать равными амплитуде взаимодействия самого адрона. Отсутствует и прямое доказательство того, что планарные диаграммы Глаубера — Грибова компенсируются непланарными в точности так, как это принимается на рис. 15, в.

Первая попытка учета влияния перерассеяний вторичных частиц на поглощение падающей частицы была предпринята недавно Левиным и Рыскиным<sup>105</sup>. Использовалась пространственно-временная картина, несколько отличающаяся от сформулированной в разделах г) и д) гл. 3: считалось, что быстрые партоны имеют независящее от расстояния до точки рождения сечение взаимодействия, но вероятность взаимодействия за время жизни порядка единицы. Было найдено, что картина поглощения налетающей частицы меняется: появляется пассивная компонента. Однако уравнение для инклюзивных спектров сохраняет каскадный вид.

Левин и Рыскин обсуждали случай падающих полных сечений и нашли, что вес пассивного состояния зависит от размера ядра. Неясно, как может измениться этот результат для постоянных или растущих полных сечений и как он зависит от деталей пространственно-временной картины взаимодействия.

### б) Кратные перерассеяния и кварковая модель

Естественный механизм кратных перерассеяний дает кварковая модель. В глубоконеупругом рассеянии при больших  $Q^2$  адроны видны состоящими из валентных кварков, глюонов и «морских»  $q\bar{q}$ -пар, причем партонная волновая функция адронов аддитивна, т. е. ее различные части могут быть приписаны к различным валентным кваркам.

В неупругих адрон-адронных взаимодействиях масштабом разрешения является средний поперечный импульс прямых вторичных частиц:

$\langle p_T^2 \rangle \approx m_0^2$ . Важно то, что

$$R_h^2 \langle p_T^2 \rangle \gg 1, \quad (6.4')$$

так что это разрешение меньше размеров адронов  $R_b$  и удается разрешать внутреннюю структуру адронов <sup>161</sup>. Различные оценки размеров составляющих кварков  $R_q$  дают  $R_q^2/R_b^2 \leq 1/10$  <sup>161-163</sup>. Это объясняет успехи аддитивной кварковой модели и позволяет рассматривать адроны как легкие ядра, состоящие из пространственно разнесенных составляющих кварков, каждый из которых имеет свою собственную систему partонов и взаимодействует независимым образом <sup>161</sup>. Независимость взаимодействия составляющих кварков не противоречит невылетанию цвета; в силу (6.4) происходит формирование вначале составляющих кварков, а затем составляющие кварки рекомбинируют в адроны. Повторяя анализ Грибова пространственных размеров partонных флюктуаций <sup>7,66</sup>, нетрудно убедиться, что разделения цветных объектов на превышающие радиус конфайнмента расстояния не происходит.

Возникающая картина рождения частиц на ядрах следующая  $30, 165, 166, 167$ . Вероятность неупругого взаимодействия с ядром  $v$  кварков из  $n$  составляющих кварков налетающего адрона равна  $167^*$ ):

$$w_v = \frac{1}{\sigma_{\text{abs}}^A} \int d^2b C_n^v \exp[-(n-v) \sigma_{\text{abs}}^{\text{qN}} T(b)] \times \\ \times \{1 - \exp[-\sigma_{\text{abs}}^{\text{qN}} T(b)]\}^v. \quad (6.5)$$

К описанию спектров частиц, рожденных одним составляющим кварком, применяется уравнение (3.15) <sup>30,166</sup>. Входящие в (3.15)  $l_f(\varepsilon)$  есть длины формирования составляющих кварков, а уже затем кварки рекомбинируют в прямые адроны.

Структура спектров в  $v$ -кварковых столкновениях приведена на рис. 26. При асимптотических энергиях имеются три резко различающиеся области. В области фрагментации пучка выходы вторичных частиц определяются средним числом кварков-спектаторов. В центральной области, при  $y \geq y_c = \ln(R_{A\mu}^2/\langle k_T \rangle)$ , в  $R_y$  возникает плато ( $y_c$  отвечает  $l_1(\varepsilon) = R_A$ ).

Быстрые  $y < y_c$  отвечают каскадному размножению вторичных частиц.

Результаты, которые будут обсуждаться ниже, были получены в работах<sup>30,165-168</sup> в рамках ряда приближений. Пренебрежение многопомеронными взаимодействиями вполне оправдано. Открытым остается вопрос о роли поправок к каскадной картине за счет планарных диаграмм<sup>100,169</sup>. Имеются неопределенности с тем, что понимать под амплитудой кварк-нуклонного взаимодействия. Известно, что в амплитуде адрон-нуклонного

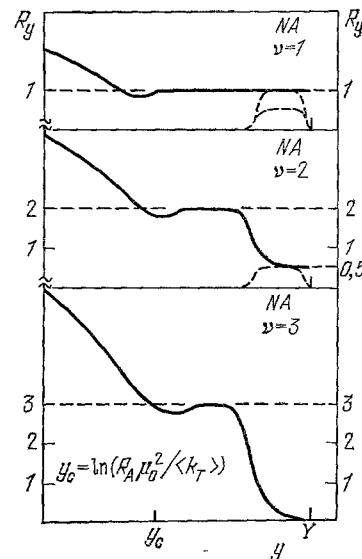


Рис. 26. Качественная картина относительных спектров в одно-, двух- и трехкварковых взаимодействиях протона с ядром.

<sup>\*)</sup> Во избежание недоразумений подчеркнем, что здесь и далее  $v$  имеет смысл числа неупругих взаимодействий лидирующей системы. В аддитивной кварковой модели  $v$  есть число взаимодействующих составляющих кварков; в эйкональной модели это число неупругих взаимодействий налетающей частицы. Мы используем общее обозначение, так как в обеих моделях  $v$  входит в спектры в центральной области, в распределения по множественности, корреляционные функции одинаковым образом, см. ниже.

взаимодействия вклад ветвлений феноменологически довольно значителен. Он необходим, в частности, для описания распределений по множественности<sup>170,171</sup> и корреляций по быстротам<sup>172,173</sup>. В рамках аддитивной кварковой модели эти ветвления следует относить частично к амплитуде кварк-кваркового рассеяния, а частично к малой примеси многокварковых взаимодействий<sup>174</sup>. Вопрос о возможности изменения структуры ветвлений в самой кварк-нуклонной амплитуде при переходе к взаимодействиям внутри ядра остается открытым. Не оценены и поправки к описанной выше картине взаимодействия за счет примеси пассивных компонент составляющих кварков. Все эти неопределенности не меняют, однако, наиболее важные следствия аддитивной кварковой модели, обсуждаемые ниже.

в) Правила кваркового счета  
для фрагментации пучка на ядрах

Если формулу (3.15) применять непосредственно к адронам, то предсказывается независимость от ядра-мишени множественности быстрых частиц<sup>1,78</sup>

$$R_y = 1, \quad l_1(\varepsilon) > R_A. \quad (6.6)$$

К 1976 г. казалось, что опыт согласуется с (6.6) см.<sup>78</sup>. Появившиеся позднее более детальные данные показали, что при всех энергиях в области фрагментации пучка  $R_y < 1$  (см. рис. 4—7). Такое поглощение быстрых частиц не противоречит росту длин формирования и естественно возникает в кварковой модели (см. <sup>30,165,167</sup>): число кварков-спектаторов,

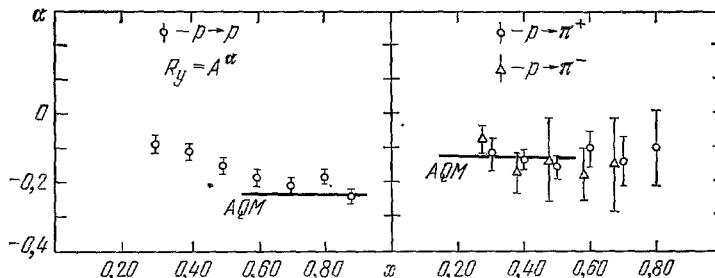


Рис. 27. Зависимость от  $x$  показателя  $\alpha$  в параметризации  $R_x = A^\alpha$  для фрагментации протонов в протоны и пионы<sup>177</sup>.

Указаны значения  $\alpha$ , даваемые правилом кваркового счета (6.7) при  $x_\pi \approx 1/3$  и  $x_p \approx 2/3$ .

определяющих выходы быстрых фрагментов пучка, убывает с ростом размеров ядра независимо от энергии (см. рис. 26).

Рассмотрим, например, рA-взаимодействия. Быстрые вторичные нуклоны образуются рекомбинацией двух кварков-спектаторов с одним кварком из числа вновь рожденных, а для образования быстрого пиона достаточно иметь один кварк-спектатор, причем эти барионы и мезоны будут иметь преимущественно  $x_B \approx 2/3$  и  $x_M \approx 1/3$ . Поэтому<sup>167</sup>

$$R_x^{p \rightarrow B} \left( x_B \approx \frac{2}{3} \right) \approx w_1, \quad (6.7)$$

$$R_x^{p \rightarrow M} \left( x_M \approx \frac{1}{3} \right) \approx w_1 + aw_2.$$

Коэффициент  $a$  зависит от модели рекомбинации, но всегда  $a \approx 1$ <sup>30,167,175,176</sup>. Степень согласия с опытом иллюстрируется рис. 27. Следует под-

черкнуть, что предсказания (6.7) не зависят от характера поглощения кварков в ядре.

Анисович и др. считают, что составляющие кварки имеют узкое распределение по  $x$  с резким максимумом при  $x \approx 1/3$  и предлагают проверять (6.7) именно для  $x_B = 2/3$  и  $x_M = 1/3$ <sup>167</sup>. Однако вклады в рождение барионов с  $x_B = 2/3$ , хотя и малые, могут давать и взаимодействия с одним спектатором, и без спектаторов. Далее, для детального сравнения с опытом важно представлять характер перехода от области фрагментации пучка к центральной области. В работе<sup>30</sup> была предложена процедура, позволяющая учесть наблюдаемую форму спектров и плавное смещение в область меньших  $x$  с уменьшением числа кварков-спектаторов.

Выписывается разложение спектра по компонентам  $F_s(x)$ , отличающимся числом кварков-спектаторов  $s$ , рекомбинирующих в данный фрагмент. Например,

$$\frac{dN^{p \rightarrow p}}{dx} = \frac{1}{2} w_1 [F_2(x) + F_1(x)] + \frac{1}{2} w_2 [F_1(x) + F_0(x)] + w_3 F_0(x). \quad (6.8)$$

Уменьшение числа спектаторов на один можно рассматривать как еще одно рассеяние. Пусть  $L(x)$  — спектр лидирующих частиц. Тогда<sup>30</sup>

$$F_{s-1}(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} F_s(z) L\left(\frac{x}{z}\right). \quad (6.9)$$

Если рекомбинация носит вероятностный характер, то для мезонов эта процедура точная<sup>176</sup>. Для  $L(x)$  хорошей параметризацией является  $L(x) \approx x$ . Спектры вторичных протонов за вычетом дифракционного вклада хорошо описываются выбором  $F_2(x) \approx x$ . Для  $R_x^{p \rightarrow p}$  тогда получаем

$$R_x^{p \rightarrow p} = \left[ w_1 \left( 1 + \ln \frac{1}{x} \right) + w_2 \left( \ln \frac{1}{x} + \frac{1}{2} \ln^2 \frac{1}{x} \right) + w_3 \left( \frac{1}{2} \right) \ln^2 \frac{1}{x} \right] \left( 1 + \ln \frac{1}{x} \right)^{-1}. \quad (6.10)$$

Из (6.10) видно, что для ядра свинца, где  $w_1 \approx w_2 \approx w_3 \approx 1/3$ , пропорциональный  $w_2$  вклад увеличивает  $R_x^{p \rightarrow p}$  ( $x_p \approx 2/3$ ) на  $\sim 20\%$ . Важность учета перерассеяний более высокого порядка при сравнении с экспериментом подчеркивалась и в<sup>178</sup>.

Фрагментация протонов в  $\Lambda^0$ -гипероны хорошо описывается  $F_2(x) \sim \sim x(1-x)$ . Рассчитанная согласно (6.9) зависимость  $R_x^{p \rightarrow \Lambda^0}$  и  $R_x^{p \rightarrow p}$  от  $x$  очень хорошо согласуется с приведенными на рис. 28 экспериментальными данными<sup>179</sup>. Хорошо описываются и данные по фрагментации нейтронов<sup>37</sup>, но их точность невысока (см. рис. 5).

Правила (6.7), (6.9) относятся к прямым частицам, так как поглощение продуктов распада определяется поглощением родительского резонанса<sup>165</sup>. Возможно, распадами типа  $N^* \rightarrow \Lambda^0 K^0$  объясняется то, что  $A$ -зависимости фрагментаций  $p \rightarrow \Lambda^0$  и  $p \rightarrow K^0$  на опыте близки друг к другу<sup>179</sup>. Поглощение  $\Lambda^0$ -гиперонов также оказалось близким к поглощению  $\Lambda^0$  и  $K^0$ <sup>179</sup>. Роль последнего факта для кварковой модели не ясна,

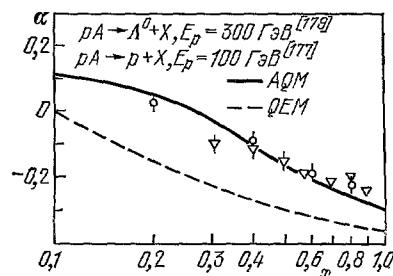


Рис. 28. Показатель  $\alpha$  в параметризации  $R_x = A^\alpha$  для фрагментаций  $p \rightarrow p$ <sup>177</sup> и  $p \rightarrow \Lambda^0$ <sup>119</sup>.

Кривые: расчеты  $\alpha$  в эйквональной (QEM) и аддитивной кварковой (AQM) моделях<sup>178</sup>;  $\alpha_{p \rightarrow p}$  и  $\alpha_{p \rightarrow \Lambda^0}$  близки друг к другу.

так как к редким процессам фрагментации типа  $p \rightarrow \bar{\Lambda}^0$  без участия кварков-спектраторов модель неприменима.

Правило (6.7) отвечает аддитивному взаимодействию кварков. В работе<sup>176</sup> было замечено, что при коллективном поведении кварков (например, если адроны взаимодействуют общей для всех валентных кварков глюонной компонентой<sup>180</sup>)  $A$ -зависимости были бы универсальными для всех фрагментов. Обсужденные данные свидетельствуют в пользу аддитивной модели. Но для лучшего понимания механизма фрагментации необходимы как более точные экспериментальные данные, так и более детальный анализ с учетом рождения всех резонансов.

Очень часто вводят понятие эффективного сечения поглощения  $\sigma_{bN}^*$  вновь рожденной частицы, анализируя  $A$ -зависимость спектров частиц с  $x \approx 1$  с помощью формулы (4.31). Такой анализ показывает, что эффективные сечения  $\sigma_{bN}^*$  меньше физических сечений  $\sigma_{bN}$ . Например, для вторичных пионов в  $pA$  взаимодействиях получается  $\sigma_{pN}^* \approx (1/2) \sigma_{pN}$ <sup>181</sup>. Наблюдаемое на опыте поглощение  $\Lambda^0$ -гиперонов и протонов слабее рассчитанного по (4.31) с сечением  $\sigma_{pN}^* = \sigma_{pN}$  и  $\sigma_{pN}^* = \sigma_{pN}$  (см. рис. 28). Правильным является все же прямое сравнение с (6.7) или со спектрами, рассчитанными согласно (6.9). Заметим, что в работах Демьянова и др. был сделан вывод, что для вторичных протонов в  $pA$ -взаимодействиях  $\sigma_{pN}^* \approx (1/3 \div 1/4) \sigma_{pN}$ <sup>182, 183</sup>. Этот вывод необоснован, так как было использовано слишком грубое приближение ядра с равномерной плотностью. При учете диффузного края ядра неплохое описание спектров при энергии первичных протонов 20 ГэВ<sup>184</sup> получается даже в эйкональной модели, в которой  $\sigma_{pN}^* = \sigma_{pN}$ <sup>173</sup>.

А. Бялаш и Э. Бялаш предложили определить  $F_s(x)$  прямым сравнением наблюдаемой  $A$ -зависимости спектров в области фрагментации с даваемой уравнением (6.8). Точнее, они вводили независимые функции фрагментации дикварка-спектратора, одиночного кварка-спектратора и неупругого взаимодействия вавшего кварка<sup>185</sup>. При анализе фрагментации  $p \rightarrow \bar{\Lambda}^0$  было найдено, что вклад фрагментации одного спектратора (пропорциональный  $w_2$  член в (6.8)) может быть, на тяжелом ядре, довольно велик. Следует, однако, подчеркнуть, что введение независимых функций фрагментации непоследовательно. Законы сохранения странности и барионного заряда требуют, чтобы все  $F_s(x)$  в разложении (6.8) были нормированы на одну и ту же множественность. Заметим, что это выполняется автоматически при использовании процедуры (6.9).

### г) Центральная пионизационная область и средние множественности

В области центрального плато  $R_y = \langle v \rangle = \sum_v v w_v$  Бялаш и др. заметили, что<sup>186</sup>

$$(R_y)_{\text{plat}} = \langle v \rangle = \frac{\bar{v}_{\text{hA}}}{\bar{v}_{\text{qA}}}. \quad (6.11)$$

Для черного ядра  $\sigma_{\text{abs}}^{\text{ha}} = \pi R_A^2$  независимо от налетающей частицы, и (6.11) переходит в соотношение Анисовича<sup>15</sup>:

$$(R_y)_{\text{plat}} = v_{\text{max}} = \begin{cases} 3, & pA, \\ 2, & \pi A. \end{cases} \quad (6.12)$$

До недавнего времени указания на появление плато в  $R_{\eta(y)}$  (рис. 4, 5) были недостаточно надежными. Спектры по псевдобыстротам плохи тем,

что четкая граница между плато и фрагментацией пучка и каскадной областью стирается. Первое надежное указание на плато в  $R_y$  получено в эксперименте NA5 в ЦЕРНе<sup>38</sup> (см. рис. 6). Высота плато хорошо согласуется с даваемой (6.11). Но это пока единственные подобные данные.

Бялаш и др. заметили, что высота плато позволяет непосредственно определить число  $N_q = v_{\text{шах}}$  составляющих кварков в адроне<sup>186</sup>. Действительно, используя (2.15), легко получить

$$N_q = \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{hA}}}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{pA}}} (R_y)_{\text{plat}}. \quad (6.13)$$

В  $^{186}$  анализировались данные Буша и др.<sup>29</sup> по рA-взаимодействиям при энергии 100 ГэВ, и был сделан вывод, что для протона  $N_q = 3$ . Но в использованных ими спектрах по псевдобыстротам никакого указания на плато не было, и выбор псевдобыстроты, для которой проверялось (6.13), был произвольным. Анисович и др. заметили, что удобнее сравнивать рA- и пA-взаимодействия с одним и тем же ядром<sup>167</sup>. Получающийся аналог соотношения Анисовича (6.12),

$$\left( \frac{R_y^{\text{pA}}}{v^{\text{pA}}} \right)_{\text{plat}} \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{pA}}}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{pA}}} = \frac{3}{2}, \quad (6.14)$$

справедлив не только в центральной, но приближенно и в каскадной области, что позволяет проверять кварковую модель и до появления плато в  $R_{y(\eta)}$ . Такое сравнение было проведено Шехтером<sup>187</sup>, и найдено хорошее согласие с экспериментом (рис. 29).

Вопрос о высоте плато в  $R_y$  и  $R_\eta$  крайне важен для теории. В эйкональных моделях предсказывается плато с высотой<sup>39, 96, 152-159, 188</sup>

$$(R_y)_{\text{plat}} = \bar{v}, \quad (6.15)$$

или, что то же самое,

$$\left( \frac{d\sigma^A}{dy} \right)_{\text{plat}} = A \left( \frac{d\sigma^N}{dy} \right)_{\text{plat}}. \quad (6.16)$$

Такой же результат получается и в кварковой модели, если каждый составляющий кварк взаимодействует неупруго  $v_{qA}$  раз<sup>189</sup>. Общая ситуация с эйкональными моделями следующая: они дают удовлетворительное описание средних множественностей<sup>39, 96, 190</sup>, распределений по множественности<sup>39, 96, 191</sup>, зависимостей множественности ливневых частиц от числа нуклонов отдачи<sup>192, 193</sup>, но не описывают одночастичные инклузивные спектры. Соотношения (6.15) и (6.16) на опыте не выполняются, и нет никаких указаний на то, что они начинают выполняться с ростом энергии (см. рис. 4-7). При быстротах  $y(\eta) \leq 1 - 2$  на опыте  $R_{y(\eta)}$  начинает расти и существенно превышает  $R_{y(\eta)} = \bar{v}$ . Это доказывает наличие каскадных эффектов, которыми при выводе (6.15) вообще пренебрегалось (см. раздел а) гл. 6). Объяснить этот рост  $R_{y(\eta)}$  эффектами фермиевского движения, как утверждалось в<sup>194</sup>, невозможно<sup>195</sup>. В работе<sup>196</sup> предлага-

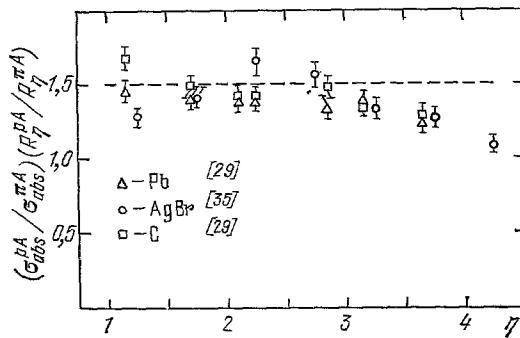


Рис. 29. Проверка соотношения Анисовича — Шабельского — Шехтера (6.14) для спектров в центральной области и области фрагментации ядра<sup>187</sup> при энергии 200 ГэВ.

лось учитывать каскадные взаимодействия протонов отдачи. Согласия с экспериментом это существенно не улучшает и саму модель более последовательной не делает, так как нуклоны отдачи ничем не выделены среди всех других вторичных частиц, которые также могут взаимодействовать внутри ядра.

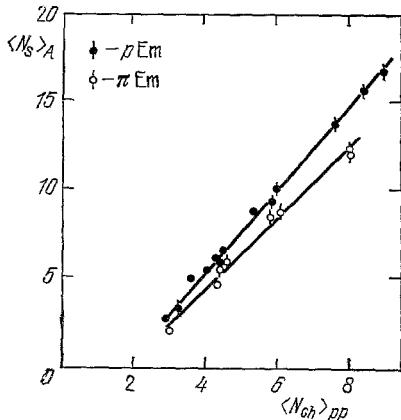


Рис. 30. Компиляция данных по зависимости  $\langle N_s \rangle_A$  во взаимодействиях пиона и протонов с ядрами фотоплёнки от  $\langle N_{ch} \rangle_{pp}$ <sup>187</sup>. Прямые отвечают асимптотическому отношению  $R = 0,91\bar{v}$ .

Для оценки высоты плато можно было бы использовать зависимость  $\langle N_s \rangle_A$  от  $\langle N_s \rangle_N$ . При асимптотических энергиях фрагментация пучка и каскад дают в  $\langle N_s \rangle_A$  независящие от энергии вклады и

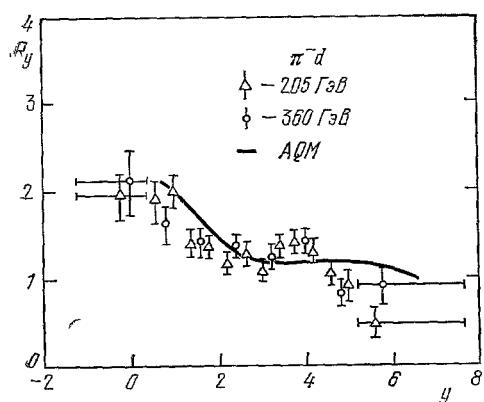


Рис. 32. Относительный спектр  $R_y$  в  $\pi$ - $d$  взаимодействиях с перераспределением рожденных частиц на втором нуклоне действует<sup>189</sup>.

Красная линия — предсказание аддитивной квакровой модели<sup>74</sup>.

с ростом энергии  $R$  должен был бы расти. При энергиях выше ускорительных получены на космической станции

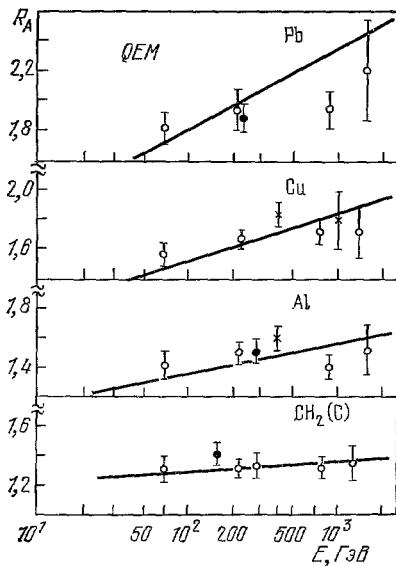


Рис. 31. Высоконергетическое поведение относительной множественности  $R$  согласно данным по взаимодействиям космических лучей с установкой Цхра-Цкаро<sup>188</sup>. Сплошная кривая — зависимость  $R_A$  от энергии в эйкональной модели<sup>96</sup>.

Проведенное в<sup>189, 197</sup> сравнение (6.17) с экспериментальными данными при энергиях до 200—400 ГэВ дает наклон в (6.17), равный  $\approx 0,91\bar{v}$ <sup>187</sup> (рис. 30). Это ближе к (6.15), чем к (6.11). Но использованные данные относились к энергиям, при которых плато в  $R_y(\bar{v})$  отсутствует, и (6.17) не имеет места, так что смысл этого результата неясен.

При энергиях (50—200) ГэВ на опыте  $R \approx 0,4 + (0,6 \div 0,7)\bar{v}$  (см. рис. 3). В эйкональной модели при высоких энергиях  $R = \bar{v}$ , т. е.

Цхра-Цкаро<sup>198</sup> (рис. 31). Но их точность недостаточна, чтобы решить, растет ли  $R$  до  $R = \bar{v}$ , как в эйкональной модели, или же убывает до  $R = \langle v \rangle$ , как в кварковой модели.

Особо интересно множественное рождение на дейтонах, когда во взаимодействии участвовали оба нуклона отдачи. Относительный спектр  $R_y$  в таких событиях был измерен недавно группой Любатти<sup>199</sup> и сравнивается на рис. 32 с предсказаниями кварковой модели<sup>74</sup>. В кварковой модели часть перерассеяний на втором нуклоне обязана кваркам-спектаторам из первого взаимодействия, а часть — каскадным взаимодействиям. Превышение  $(R_y)_{\text{plat}}$  над единицей есть доля взаимодействий кварков-спектаторов, равная  $\approx 20\%$  для первичных пионов; при  $y \approx 0$  предсказывается  $R_y \approx 2$ <sup>74</sup>. В эйкональных же моделях следовало бы ожидать  $R_y \approx 2$  и в центральной области<sup>74</sup>. Эксперимент хорошо подтверждает предсказания аддитивной кварковой модели.

Многопомерные взаимодействия подавлены малостью  $G_{\text{PPP}}$ . При их учете партонная волновая функция составляющих кварков имеет вид дерева с вершиной, обращенной к ядру (см., например,<sup>122</sup> и рис. 15). Плато в  $R_{y(\eta)}$  при асимптотической энергии при учете многопомерных взаимодействий отсутствует: появляется малый наклон, пропорциональный  $G_{\text{PPP}}$ . Детальные расчеты наклона и формы спектра в центральной области при сверхвысоких энергиях, когда  $G_{\text{PPP}} \ln E \sim 1$  и многопомерные взаимодействия становятся существенными, отсутствуют.

Отметим еще раз хорошее согласие с опытом всех основных следствий аддитивной кварковой модели. Были бы крайне интересны прецизионные измерения спектров в центральной части тераэлектрон-вольтной области энергий.

д) Множественное рождение  
в глубоконеупругом рассеянии лептонов  
на ядрах

Это особо интересный случай. В полных сечениях электророждения в исследованной области  $E$  и  $Q^2$  экранировка практически отсутствует (см. рис. 2) ( $E$  — энергия виртуального фотона):

$$f_{\gamma^* A}(E, Q^2) = A f_{\gamma^* N}(E, Q^2). \quad (6.18)$$

Формальное применение правил эйкональной модели к (6.18) означало бы, что (см. раздел а) гл. 6)

$$\langle N_s \rangle_{\gamma^* A} \equiv \langle N_s \rangle_{\gamma^* N}, \quad (6.19)$$

$$\left( \frac{dN_s}{d\eta} \right)_{\gamma^* A} \equiv \left( \frac{dN_s}{d\eta} \right)_{\gamma^* N}. \quad (6.20)$$

На опыте не выполняются ни (6.19), ни (6.20) (рис. 8, 33—35), что естественно объясняется внутриядерными взаимодействиями вторичных частиц<sup>41, 142</sup>.

Как подробно обсуждалось в разделе б) гл. 5, по своим адронным свойствам сильно-виртуальный фотон подобен одному кварку (виртуаль-

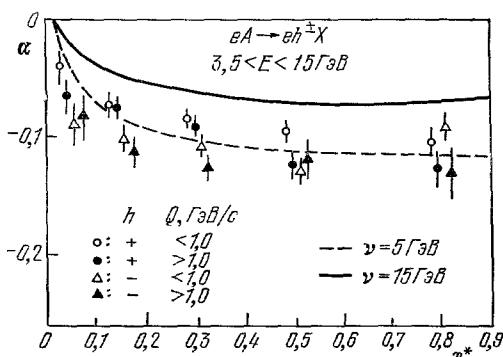


Рис. 33. Показатель  $\alpha$  в параметризации спектра в области фрагментации фотона  $R_{\gamma^* A} = A^\alpha$  в глубоконеупругом рассеянии электронов<sup>200</sup>.

Кривые — расчеты в кварковой модели с учетом длины формирования<sup>41</sup>.

ному). Поэтому к спектрам в электророждении применимы первоначальные соображения Канчели<sup>1</sup>: при энергиях  $E > R_A \mu_0^2$  предсказывается независимость от мишени спектров в области фрагментации фотона (см. (6.6)). Но при невысоких энергиях  $E < R_A \mu_0^2$  фрагменты фотона образуются все еще внутри ядра и поглощаются. Такое ядерное поглощение наблюдалось в эксперименте СЛАК — МТИ<sup>200</sup>. Как степень поглощения, так и зависимость  $R_{x^*}$  от  $x^*$  хорошо описываются уравнением (3.15).

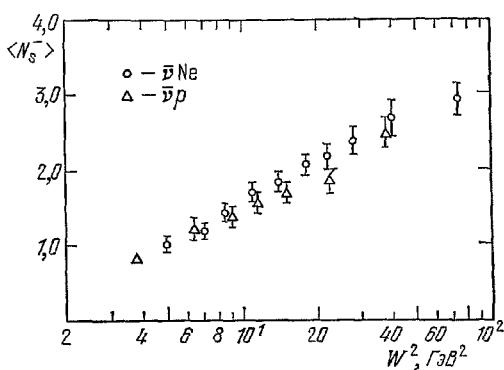


Рис. 34. Сравнение средней множественности в  $\bar{\nu}$ Ne- и  $\bar{\nu}p$ -взаимодействиях<sup>201</sup> ( $W^2 = 2m_N E - Q^2$ ).

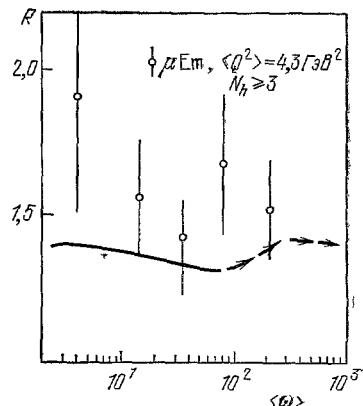


Рис. 35. Зависимость относительной множественности  $R$  в глубоконеупругом рассеянии мюонов на ядрах фотоматериала для событий с  $N_h \geq 3$  от  $\omega = 2m_N E/Q^2$ <sup>21</sup>. Кривая — расчет работы<sup>41</sup>. Стрелками указан рост  $R$ , ожидаемый при переходе от некогерентного к дифракционному рассеянию.

(см. рис. 33). Близкое объяснение этих данных обсуждалось Нильсоном и др.<sup>202</sup> и А. Бялаш и Э. Бялаш<sup>203</sup>. Эффектами длины формирования в этих работах пренебрегалось. В<sup>203</sup> утверждается, в частности, что поглощение фрагментов тока при высоких энергиях позволяет измерить сечения и поглощения, и упругого рассеяния кварка на нуклонах. В силу роста длины формирования это поглощение вообще должно исчезнуть с ростом энергии (см. рис. 33).

В дифракционном рассеянии при  $\omega = 2m_N E/Q^2 \geq R_A m_N \approx 10 A^{1/3}$  каскадирование происходит на большей толщине ядра, чем в некогерентном рассеянии при  $\omega < 10$ <sup>204, 142, 41</sup>. Поэтому предсказывается слабый рост  $R$  с ростом  $\omega$ , указанный условно на рис. 35 стрелками.

Глубоконеупругое рассеяние на ядрах выделено как наиболее прямой источник информации о кварк-ядерном взаимодействии.

#### ε) $\bar{\nu}$ -скейлинг в рождении частиц на ядрах

Буша и др. заметили, что на опыте  $R_\eta$  и  $R$  для  $\pi A$ -,  $pA$ - и  $KA$ -взаимодействий имеют приближенно одинаковую зависимость от  $v$  (рис. 3)<sup>29</sup>. Это наблюдение широко интерпретируется как доказательство последовательных неупругих взаимодействий внутри ядра только и только первичной частицы<sup>29, 30</sup>. При энергиях до сотен ГэВ приближенный  $\bar{\nu}$ -скейлинг получается, при учете каскадов, и в кварковой модели: при одинаковом

ковых  $\bar{v}_\pi$  и  $\bar{v}_p$  в  $\pi A$ -взаимодействиях  $\bar{v}_q$  и, соответственно, вклад каскадов выше, чем в  $pA$  взаимодействиях, что дает близкие  $R_\eta^{\pi A}$  и  $R_\eta^{pA}$ , и  $R_\eta^{\pi A}$  и  $R_\eta^{pA}$ <sup>30</sup> (см. рис. 30). Заметим, что в глубоконеупругом рассеянии  $v \equiv 1$ , и точный  $\bar{v}$ -скейлинг давал бы  $R = R_\eta = 1$  в противоречии с опытом (раздел д) гл. 6).

### ж) Немультипериферические модели

Типичный представитель этого класса моделей — модель когерентной трубы<sup>205</sup>, многократно переоткрытая в течение последних пяти лет<sup>206-209</sup>. В модели считается, что налетающая частица взаимодействует одновременно со всеми  $N_T$  нуклонами в трубке с сечением  $S = \sigma_{hN}$ . Взаимодействие с трубкой считается эквивалентным взаимодействию с нуклоном, но при энергии

$$E_{\text{eff}} = EN_T. \quad (6.21)$$

Модель дает удовлетворительное описание одночастичных инклузивных спектров и средних множественностей<sup>207, 208, 210</sup>. В ней естественна независимость  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и корреляций  $R_2^A(0, 0)$  от ядра-мишени<sup>211</sup>. Если ввести зависимость длины трубы от энергии,  $L \sim E/m^2$ , то хорошо описывается и рост  $R$  с ростом энергии при невысоких энергиях<sup>212</sup>.

Но более детального сравнения с экспериментом модель не выдерживает. Так, (6.21) означает уширение распределений по быстрым с ростом  $N_T$  или  $N_g$  ( $N_g \sim N_T$ ). На опыте наблюдается, напротив, сужение<sup>213</sup>. Ни  $(D/\langle N_s \rangle)_N$ , ни  $R_2^N(0, 0)$  от энергии не зависят, что в силу (6.21) приводит к их независимости от  $N_g$ <sup>211</sup>. Приведенные на рис. 10, 11 экспериментальные данные по  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0, 0)$  отвергают модель трубы.

В гидродинамическом варианте модели трубы, кроме перенормировки полной энергии, вводится перенормировка еще и начального объема. Перенормировка начального объема позволяет объяснить сужение распределений по быстрым с ростом  $N_g$ <sup>207</sup>. Но убывание  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0, 0)$  с ростом  $N_g$  является аргументом против и гидродинамического варианта модели трубы.

Широко обсуждалась также кластерная модель Калинкина и Шмона<sup>214</sup>. Считается, что в  $hN$ -столкновении образуется кластер, который движется в ядре, возвращаясь при последовательных столкновениях с нуклонами ядра, при этом расширяясь и распадаясь на конечные частицы вне ядра. Противоречие модели<sup>214</sup> эксперименту было продемонстрировано Гуламовым и Ужинским<sup>215</sup>. К критике<sup>215</sup> можно добавить, что исходные уравнения работы<sup>214</sup> для возбуждения кластера противоречат закону сохранения энергии.

При обсуждении экспериментальных данных часто ссылаются на модель Готтфрида<sup>216</sup>. По своим следствиям модель похожа на эйкональную модель. Но кратные взаимодействия в ядре испытывает система, отвечающая 2/3 полного интервала быстрых. Ее следствия ни для инклузивных спектров, ни для множественностей с экспериментом не согласуются. Но сама работа Готтфрида<sup>216</sup> и, в особенности, его обзор<sup>217</sup> сыграли очень большую роль в привлечении внимания к взаимодействиям с ядрами. Пример сравнения с экспериментом следствий модели Готтфрида и еще одной нетеоретикополевой модели, предложенной Фишбейном и Трефилом<sup>218</sup>, можно найти в<sup>219</sup>.

## 7. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ НА ЯДРАХ

### а) Связь корреляций быстрых с распределениями по множественности

При некоррелированном рождении вторичных частиц  $R_2(y_1, y_2) = 0$ , а распределение по множественности имеет пуассоновский вид с  $D = \sqrt{\langle N_s \rangle}$ . Наблюдаемые на опыте корреляции не малы. Для заряженных частиц  $R_{\text{cheh}}(0, 0) \approx 0,6$  во всех  $hN$ -взаимодействиях, а  $D$  зависит от  $\langle N_s \rangle$  по закону Брублевского<sup>19</sup>

$$D = a (\langle N_s \rangle - b). \quad (7.1)$$

где  $a \approx 0,5 - 0,6$ , а  $b$  мало:  $b \approx 0,5 - 1$  (см. обзоры<sup>220, 221</sup>).

Анализ зависимости  $R_2(y_1, y_2)$  от быстрых 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 быстрых  $y_1$  и  $y_2$ . На опыте  $R_S(0, 0) \approx R_L(0, 0) \approx 0,3$  (см. подробнее обзоры<sup>220, 221</sup> и цитированные там работы). Вблизи границы кинематической области  $R_2(y_1, y_2) < 0$  вследствие эффекта сохранения энергии.

Нетрудно вывести соотношения, связывающие  $a$  и  $b$  в (7.1) с корреляциями быстрых<sup>45</sup>:

$$a = \sqrt{R_L(0, 0)}, \quad (7.2)$$

$$b = (2\delta \cdot R_L(0, 0) - 1 - C \Delta R_S(0, 0)) (2R_L(0, 0))^{-1}. \quad (7.3)$$

В (7.3)  $\delta \approx 2 \ln 2$  и учитывает обращение в нуль двухчастичного спектра вблизи границы кинематической области.  $C = (dN_s/dy)_{y=0}$ . Из (7.2) и (7.3) следуют правильные и наклон  $a$ , и пересечение  $b$ .

### б) Корреляции быстрых в рождении частиц на ядрах

Имеют место соотношения<sup>44, 45</sup>

$$R_2^A(0, 0) = \frac{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}{\langle v \rangle^2} + \frac{R_2^N(0, 0)}{\langle v \rangle}, \quad (7.4)$$

$$\left( \frac{D}{\langle N_s \rangle} \right)_A^2 = \frac{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}{\langle v \rangle^2} + \frac{1}{\langle v \rangle} \left( \frac{D}{\langle N_s \rangle} \right)_N^2, \quad (7.5)$$

связывающие корреляции в центральной области быстрых и отношения Брублевского для ядер с распределениями по числу взаимодействующих кварков  $v$  (в кварковой модели) или с числом неупругих взаимодействий налетающей частицы (в эйкональной модели). Следующие из (7.4) и (7.5) зависимости  $R_2^A(0, 0)$  и  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  от атомного номера ядра оказываются довольно слабыми<sup>44, 45</sup> (см. рис. 10, 12). Это связано со смешиванием периферических и центральных столкновений: члены  $(\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2)/\langle v \rangle^2$  в (7.4) и (7.5) компенсируют убывание второго члена, пропорционального  $1/\langle v \rangle$ .

Расчеты по аддитивной кварковой модели хорошо согласуются с имеющимися данными. Но к простым формулам (7.4) и (7.5) могут быть и поправки, связанные с конечностью энергии. Так, в (7.5) следовало бы учесть уменьшение множественности в области фрагментации пучка с ростом  $v$ . В кварковой модели<sup>30</sup> это уменьшение компенсируется каскадным рождением частиц. В эйкональной модели, где каскады не учитывают-

ся, значения  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  могут получиться ниже даваемых уравнением (7.5) <sup>39, 222</sup>.

Трехчастичная корреляционная функция для ядер равна <sup>44</sup>:

$$R_s^A(0, 0, 0) = \frac{\langle v^3 \rangle - 3\langle v^2 \rangle \langle v \rangle + 2\langle v \rangle^3}{\langle v \rangle^3} + 3 \frac{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}{\langle v \rangle^3} R_2^N(0, 0) + \frac{R_3^N(0, 0, 0)}{\langle v \rangle^2}. \quad (7.6)$$

Первые данные по  $R_s^A(0, 0, 0)$  получены в ОИЯИ для  $\pi^-$ -взаимодействий при 40 ГэВ <sup>223</sup>. На опыте  $R^{---}(0, 0, 0) = -0,02 \pm 0,04$ , в хорошем согласии с квартковой моделью, в которой  $R^{---}(0, 0, 0) = 0,1$  <sup>44</sup>. Эйкональная модель дает  $R^{---}(0, 0, 0) = 0,40$  <sup>44</sup>.

В рождении на ядрах взаимодействия разных квартков происходят на разных нуклонах ядра, поэтому в области фрагментации ядра кинематическая малость двухчастичных спектров отсутствует <sup>45, 211</sup>. В частности, поэтому в области фрагментации ядра  $R_2^A(y_1, y_2)$  положительна <sup>45, 211</sup>, хотя  $R_2^N(y_1, y_2) < 0$ . Это предсказание согласуется с опытом <sup>51, 53, 224</sup>. В (7.3)  $\delta$  следует заменить на  $\delta/2$ , что уменьшает  $b$ . С учетом поправок на изменение также  $R_s(0, 0)$  (7.3) дает  $b_{Em} = b_D - 0, 5$ , в хорошем согласии с эмульсионными данными, приводимыми в обзоре <sup>9</sup>.

### в) Корреляция рождения быстрых частиц с фрагментацией ядра

Контроль числа внутриядерных взаимодействий размером ядра неэффективен. Более прямая мера числа неупругих столкновений внутри ядра  $N_{int}$  — число серых следов. Полуэмпирические соотношения, связывающие  $N_g$  с  $N_{int}$ , получены в рамках квартковой модели в <sup>45</sup> (здесь  $N_{int}$  включает взаимодействия как составляющих квартков налетающей частицы, так и каскадные взаимодействия), и в рамках эйкональной модели в <sup>18, 225</sup>. В последнем случае приходится считать, что на одно неупругое взаимодействие налетающей частицы в ядре получается несколько быстрых выбитых из ядра протонов, хотя формально каскады и не учитываются.

В аддитивной квартковой модели события с  $N_g \gg \langle N_g \rangle$  отвечают  $v = v_{max}$ . Соответственно, предсказывается плато в  $R_{y(\eta)}$  с независящей от ядра-мишени высотой <sup>45</sup>

$$(R_{y(\eta)})_{plat} = v_{max}. \quad (7.7)$$

Как обсуждалось в разделе г) гл. 6, для наблюдения плато, особенно в спектрах по псевдобыстротам, необходима высокая энергия. Зависимость  $R_\eta$  от  $N_g$  квартковой моделью описывается хорошо, но для проверки (7.7) энергии 400 ГэВ недостаточно (рис. 11). В эйкональной модели или в модели <sup>189</sup> с эйкональными пересечениями квартков значения  $v$  не ограничены, и в центральной области  $R_\eta$  должно расти с ростом  $N_g$  неограниченно.

Из сравнения рис. 10 с рис. 6 ясно, что предельная форма спектров еще не установилась. Попытки <sup>226</sup> угадать предельные свойства  $N_g$ -зависимостей спектров экстраполяцией низкоэнергетических данных ненадежны. Крайне необходимы данные по спектрам в ТэВ-ной области энергий.

Хорошо описывая  $N_g$ -зависимость спектров, аддитивная квартковая модель дает правильную зависимость от  $N_g$  и средних множественностей <sup>45</sup>. В эйкональной модели завышается выход частиц в центральной области, но не учитывается каскад. В результате, хотя она и не описывает сами спектры, множественности получаются согласующимися с опытом. Неплохо описываются и зависимости множественностей от  $N_g$  <sup>192, 193</sup>.

В фоторождении зависимости спектров от  $N_g$  должны быть сходными с зависимостью от  $N_g$  в  $\pi A$ -взаимодействиях, а в электророждении предсказывается независимость спектров в области фрагментации фотона от  $N_g$ <sup>41</sup>. Такое поведение инклюзивного спектра наблюдалось в эксперименте<sup>31</sup> по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах фотоэмulsionии, но имеющаяся 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, и поэтому зависимость  $R$  от  $N_g$  должна быть существенно слабее, чем для адронов<sup>41</sup>. Следует ожидать прояснения ситуации, когда появятся данные по фоторождению и нейтринным реакциям в фотоэмulsionии с большей статистикой.

г) Зависимость от фрагментации ядра корреляций быстрот от быстрых частиц

Из (7.4) и (7.5) следует<sup>44, 45</sup>, что при  $N_g \gg \langle N_g \rangle$

$$R_2^A(0, 0) = \frac{R_2^N(0, 0)}{v_{\max}}, \quad (7.8)$$

$$\left( \frac{D}{\langle N_s \rangle} \right)_A = \frac{1}{\sqrt{v_{\max}}} \left( \frac{D}{\langle N_s \rangle} \right)_N, \quad (7.9)$$

причем, как и в (7.7), предельные значения не зависят от ядра-мишени. Даваемая (7.4) и (7.5) зависимость  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0, 0)$  от  $N_g$  хорошо согласуется с наблюдаемой на опыте (рис. 10, 12, 36) (на рис. 36  $Q$  есть заряд наблюдаемых вторичных частиц — величина, по смыслу близкая к  $N_g - 1$ ). На рис. 10  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  действительно имеет предельное значение при больших  $N_p$ , близкое для всех ядер. Согласно (7.9) в  $\pi A$ - или  $\bar{\pi} A$ -взаимодействиях предельное значение  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  меньше, чем в  $\pi A$ -взаимодействиях, в превосходном согласии с экспериментом (рис. 10). Такое же неравенство выполняется и для корреляций быстрот (рис. 12). Корреляции в  $\pi^- C$ -взаимодействиях также убывают примерно вдвое для всех зарядовых комбинаций при больших  $Q$  (рис. 36).

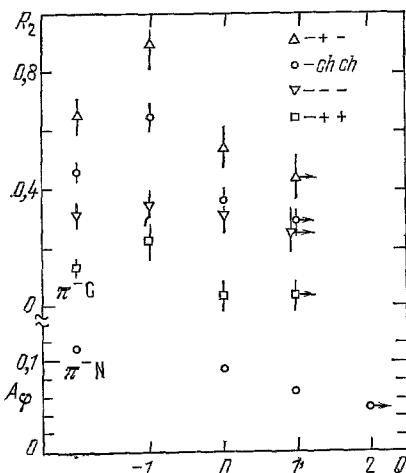


Рис. 36. Зависимость корреляций быстрот и азимутальной асимметрии от полного заряда конечных частиц в  $\pi^- C$ -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ<sup>223</sup>.

Указаны также значения  $A_\phi$  и  $R_2^A(0, 0)$  в  $\pi^- N$ -взаимодействиях или для полного набора  $\pi^- C$ -взаимодействий (крайние левые точки).

При больших  $Q$  величина  $A_\phi$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар в  $\pi^- C$ -взаимодействиях убывает примерно вдвое<sup>200</sup>, в хорошем согласии с квартковой моделью (рис. 36) (использование данных<sup>200</sup> по  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^- \pi^-$ -парам затруднительно из-за эффекта тождественности частиц).

С ростом  $N_g$  дисперсия распределения по  $v$  убывает в любой модели многократного рассеяния, включая и эйкональную модель. Так как зна-

$$A_\phi^A = \frac{A_\phi^N}{\langle v \rangle}. \quad (7.10)$$

При больших  $Q$  величина  $A_\phi$  для

чения  $v$  не ограничены, то в эйкональной модели при  $N_g \rightarrow \infty$  не должно быть предельного значения ни  $R_2^A(0, 0)$ , ни  $(D/\langle N_s \rangle)_A$ . Кроме того, нетрудно понять, что знак неравенства между  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  и  $R_2^A(0, 0)$  для рA- и лA-взаимодействий при совпадающих  $N_g$  в эйкональной модели противоположен даваемому квартовой моделью. Соотношение работ<sup>18, 225</sup> между  $v$  и  $N_g$  для ядер фотоэмulsionии отвечает при  $N_g \geq 8$  или  $N_p \geq 6$  значениям  $v \geq 6$ . При таком значении  $v$  (7.8) и (7.9) противоречат приведенным на рис. 10, 12 экспериментальным данным.

Если эйкональная модель дает, по-видимому, слишком быстрое убывание корреляций с ростом  $N_g$ , то в модели когерентной трубы корреляции вообще не должны зависеть от  $N_g$ . Как уже отмечалось в разделе (6.8) наблюдаемое на опыте убывание  $R_2^A(0, 0)$  и  $(D/\langle N_s \rangle)_A$  с ростом  $N_g$  отвергает все варианты модели когерентной трубы.

В глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах  $v \equiv 1$ , так что не должно быть зависимости корреляций в центральной области от  $N_g$ <sup>41</sup>. В этом глубоконеупругом рассеянии отличается от фоторождения, которое должно быть сходным с лA-взаимодействиями.

В начале каскадной области возникает эффективная граница кинематической области. С этим связан, в частности, минимум в  $R_y$  (см. рис. 26). Эффект границы кинематической области приводит к отрицательному вкладу в корреляцию быстрот в области минимума<sup>211</sup>. Согласно оценкам в работе<sup>74</sup>, в событиях с перерассеяниями в лd-взаимодействиях  $\delta R_2^A(y_c, y_c) \approx -(0, 05 - 0, 10)$ . Оценок эффекта для более тяжелых ядер не имеется. В принципе аналог уравнения (3.15) можно сформулировать не только для одиночастичных, но и многочастичных инклюзивных спектров. Это было сделано недавно Вербенским<sup>228</sup>, но решение этих уравнений еще не получено.

#### д) Ассоциированные множественности

Согласно (6.7) во фрагментацию  $pA \rightarrow pX$  при  $x \sim 1$  дают вклад только одноквартковые взаимодействия:

$$\langle v(p \rightarrow p(x \sim 1)) \rangle \approx 1. \quad (7.11)$$

В фрагментации  $pA \rightarrow \pi X$  имеем из (6.7)

$$\langle v(p \rightarrow \pi(x \sim 1)) \rangle = \frac{w_1 + 2aw_2}{w_1 + aw_2} > 1. \quad (7.12)$$

Это означает, что множественность  $\langle N_X \rangle$  ассоциированных с фрагментацией  $p \rightarrow \pi(x \sim 1)$  частиц X выше, чем при фрагментации  $p \rightarrow p(x \sim 1)$ <sup>222</sup>. Для ядер свинца  $w_1 \approx w_2$ , и согласно (7.12)  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow \pi} \approx 1,5 \langle N_X \rangle_{p \rightarrow p}$  (при  $x \sim 1$ ).

При реалистических энергиях рождение антiproтонов несущественно. Поэтому медленные протоны с  $x \ll 1$  рождаются в основном в трех- и двухквартковых взаимодействиях:

$$\langle v(p \rightarrow p(x \ll 1)) \rangle \approx 3, \quad (7.13)$$

в то время как для ионизационных пионов на ядрах свинца

$$\langle v(p \rightarrow \pi(x \ll 1)) \rangle \approx 2, \quad (7.14)$$

т. е. знак неравенства между  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow p}$  и  $\langle N_X \rangle_{p \rightarrow \pi}$  изменяется при уменьшении  $x$ <sup>223</sup>. Ожидаемые в квартовой модели зависимости отношения  $R = 4$  УФН, т. 134, вып. 3

$= \langle N_X \rangle_A / \langle N_X \rangle_N$  от  $x$  фрагмента приведены на рис. 37. В  $^{229}$  сформулированы предсказания также для спектров в зависимости от  $x$  и для распределений по множественности  $N_X$ . Распределения по  $N_X$  и отношение

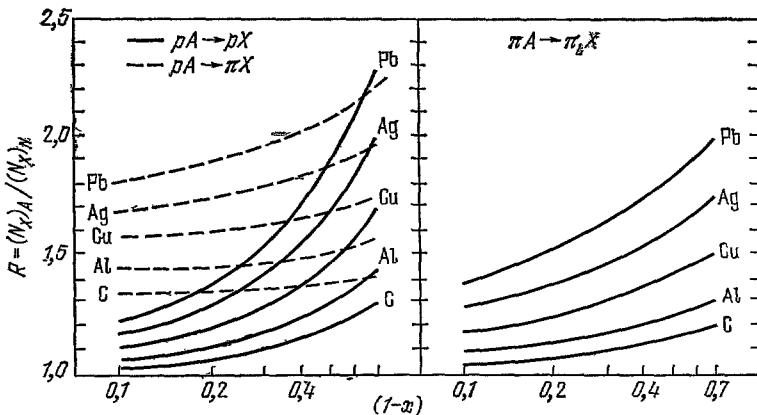


Рис. 37. Зависимость от  $x$  частицы-фрагмента относительных ассоциированных множественностей во фрагментациях  $pA \rightarrow pX$ ,  $pA \rightarrow \pi X$  и  $\pi A \rightarrow \pi \pi X$  для разных ядер  $^{229}$ .

Врублевского, в частности, оказываются слабо зависящими от  $x$  и сорта фрагмента. Близкие результаты для распределений по  $N_X$  при фрагментации  $p \rightarrow p$  получены также Омбо и др.  $^{230}$  в рамках эйкональной модели.

## 8. ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

### а) Рождение лептонных пар, $\psi$ -частиц и очарованных частиц

Аддитивность сечений глубоконеупругого рассеяния (см. разделы в) и г) гл. 5) означает аддитивность, по меньшей мере при  $x \geq 0, 1$ , плотностей партонов нуклонов ядра. Идущие на малых расстояниях жесткие процессы описываются некогерентным взаимодействием быстрых партонов из сталкивающихся адронов. Это — аннигиляция  $q\bar{q} \rightarrow \bar{N}\bar{N}$  в рождении массивных лептонных пар  $^{231}$  (обзор современной ситуации см. в  $^{232}$ ); слияние  $q\bar{q} \rightarrow \psi$  или слияние глюонов  $q\bar{q} \rightarrow \chi_1$  с последующим распадом  $\chi_1 \rightarrow \psi\gamma$  в рождении  $\psi$ -частиц  $^{233}$ ; рассеяние кварков и глюонов на большой угол в рождении частиц с большими поперечными импульсами  $^{234}$ . Для нас существенно то, что сечения жестких процессов пропорциональны произведению плотностей подходящих партонов из сталкивающихся адронов, и должны быть пропорциональны  $A^1$   $^{235}$ ,  $^{236}$ .

Компиляция  $^{237}$  данных  $^{238}$  по  $A$ -зависимости рождения дилептонов в  $pA$ -столкновениях приведена на рис. 38. В  $\pi A$ -столкновениях наблюдалась близкая зависимость  $\alpha$  от  $M_{\mu\mu}$   $^{239}$ . Согласно последним данным из ЦЕРНа в  $\pi A$ -столкновениях для тяжелых дилептонов  $\alpha = 1,03 \pm 0,03$   $^{240}$ . Закон  $A^1$  устанавливается при массах  $M_{\mu\mu} \geq 4$  ГэВ. Интересно, что эта масса есть принятая сейчас граница дрэлл-яновского континуума: при меньших массах нет ни дрэлл-яновского скейлинга, ни угловое распределение мюонных пар не совпадает с  $1 + \cos^2 \theta$   $^{241}$ . Характер перехода от  $\alpha = 2/3$  при  $M_{\mu\mu} \approx m_\rho$  к  $\alpha = 1$  при  $M_{\mu\mu} > 4$  ГэВ, как и сам механизм рождения небольших масс, остаются непонятыми. В то же время рождение таких масс на ядрах, особенно в области фрагментации ядра и в централь-

ной области, очень интересно, так как дилептоны внутри ядра не взаимодействуют.

Партоны и антипартоны могут испытывать до аннигиляции жесткие перерассеяния в ядре. Оценки в рамках квантовой хромодинамики показали, что возможный эффект в рождении дилептонов пренебрежимо мал<sup>242</sup>.

В рождении  $\psi$ -частиц  $\alpha$  близко к единице, но все же меньше единицы:  $\alpha_\psi = 0,927 \pm 0,030$ <sup>239, 243, 244</sup>. Для частиц, содержащих тяжелые кварки,

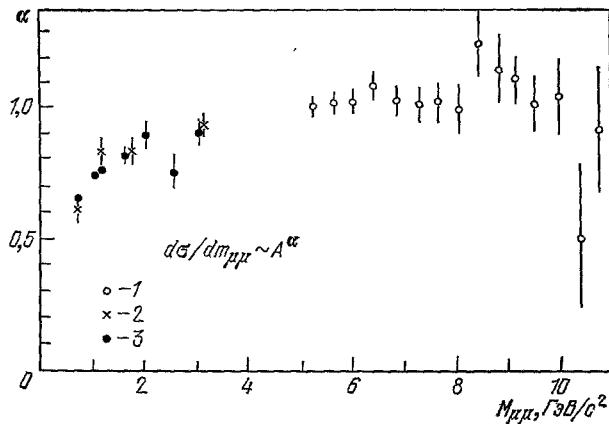


Рис. 38. Показатель  $\alpha$  в сечении рождения массивных лептонных пар протонами<sup>237</sup>.  
1 — Каплан и др., 2 — Бинкли и др., 3 — Брансон и др.<sup>238</sup>.

характерный масштаб виртуальных масс есть масса тяжелых кварков (см., например, <sup>8</sup>). Поэтому для  $\psi$ -частиц длины формирования малы<sup>245</sup>:  $l_\psi \sim k/m_\psi^2$ , и  $\alpha_\psi$  уменьшается за счет поглощения  $\psi$ -частиц внутри ядра. По имеющимся оценкам сечение  $\psi N$ -взаимодействия порядка нескольких миллибарн<sup>246</sup>. Можно было бы оценить  $\sigma_{\psi N}$  и по  $\alpha_\psi$ , считая механизмы рождения  $\psi$ -частиц и дилептонов с  $M_{\mu\mu} = m_\psi$  одинаковыми:

$$\sigma_{\psi N} \approx 10 \text{ мбн} \cdot (\alpha_{\mu\mu}(M_{\mu\mu} = m_\psi) - \alpha_\psi), \quad (8.1)$$

но достаточно точных измерений  $\alpha_{\mu\mu}(M_{\mu\mu} = m_\psi)$  не имеется.

Закон  $A^1$  должен выполняться и в рождении очарованных частиц в адрон-ядерных столкновениях. Это не всегда учитывалось должным образом при анализе результатов экспериментов нейтринных экспериментов типа «beam-dump»<sup>247</sup>.

### б) Рождение частиц с большими поперечными импульсами

Ситуация с рождением частиц с большими  $p_T$  довольно запутана. Последовательное теоретическое понимание величины наблюдаемых сечений в области  $p_T \leq (4-5) \text{ ГэВ}$  отсутствует. Расчеты в рамках квантовой хромодинамики можно согласовать с опытом, начиная с  $p_T \geq 3 \text{ ГэВ}$ , только введением значительного поперечного импульса партонов в адронах, увеличивающего сечение более чем на порядок<sup>234, 248</sup>. В этой ситуации интерпретировать экспериментальные данные по рождению частиц с большими  $p_T$  на ядрах нелегко. А выглядят эти данные интересно: если в рождении массивных лептонных пар  $\alpha_{\mu\mu}(M_{\mu\mu} > 4 \text{ ГэВ}) = 1$ , то для частиц с большими  $p_T$  показатель  $\alpha$  в параметризации  $d\sigma/d^3p \sim A^\alpha$  растет<sup>4\*</sup>

с ростом  $p_T$  для всех частиц и становится больше единицы (рис. 39). Это было наблюдено впервые группой Кронина еще в 1974 г.<sup>17</sup>, подтверждено впоследствии в ряде экспериментов<sup>249</sup> и до сих не получило удовлетворительного теоретического объяснения. Указания на даже еще более быстрый рост  $\alpha$  с ростом  $p_T$  получены в экспериментах по рождению струй частиц с большими  $p_T$ <sup>250</sup> (рис. 40).

То, что в глубоконеупругом рассеянии и в рождении массивных лептонных пар  $\alpha = 1$ , сразу же отвергает все объяснения эффекта Кронина,

основанные на гипотезе, что по той или иной причине плотность жестких partонов в ядре растет быстрее, чем  $A^{1/251-253}$ . Остаются модели, использующие механизм кратных перерассеяний жестких partонов. Одна из возможностей: двукрат-

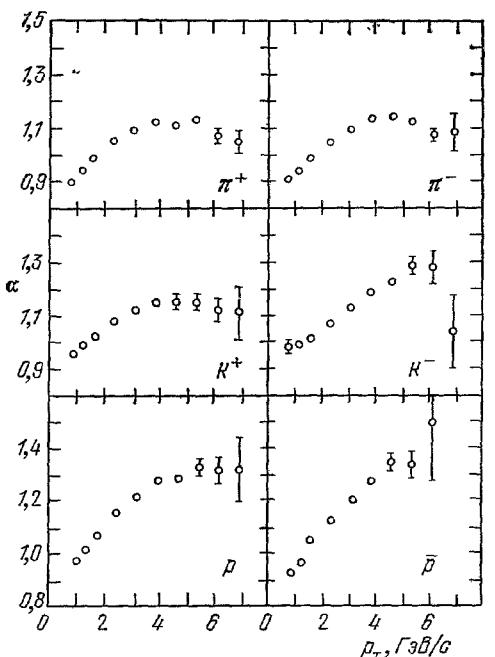


Рис. 39. Показатель  $\alpha$  в сечении рождения частиц с большими  $p_T$  в протон-ядерных взаимодействиях<sup>17</sup>.

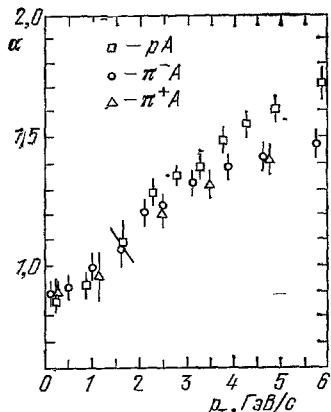


Рис. 40. Показатель  $\alpha$  в сечении рождения струй частиц с большими  $p_T$  на ядрах<sup>250</sup>.

ное жесткое рассеяние одного partона налетающей частицы на partонах ядра с последующей фрагментацией в наблюдаемый адрон. В этом случае дифференциальное сечение имело бы вид

$$d\sigma = A d\sigma^{(1)} + A^{4/3} d\sigma^{(2)} + \dots \quad (8.2)$$

Эффект Кронина можно объяснить, если  $d\sigma^{(2)} \sim d\sigma^{(1)}$ .

Наиболее однозначно эту гипотезу можно проверить в рождении пар частиц с большими  $p_T$ <sup>166</sup>. Наблюдение состоит в том, что член  $d\sigma^{(1)}$  в (8.2) отвечает рождению преимущественно симметричных пар, в то время как член  $d\sigma^{(2)}$  отвечает рождению в одном плече частицы (струи) с большим  $p_T$ , а во втором плече двух частиц (струй) с поперечным импульсом  $\sim p_T/2$ <sup>166</sup>. Поэтому при регистрации пар частиц для симметричных пар

$$\alpha (p_{T_1} \approx p_{T_2}) \approx 1, \quad (8.3)$$

а для асимметричных пар

$$\alpha (p_{T_1} \gg p_{T_2}) \approx \frac{4}{3}. \quad (8.4)$$

Подобная зависимость парного показателя  $\alpha$  была действительно наблюдена в экспериментах группы Ледермана в ФНАЛ<sup>254</sup> и группы Суляева

на установке ДАКОР в ИФВЭ<sup>255</sup>. Данные третьей группы, наблюдавшей пары с большими  $p_T$ <sup>256</sup>, эффекта не подтверждают, но  $p_T$  были ниже, чем в эксперименте Ледермана<sup>254</sup>, и пары наблюдались под углом  $110^\circ$ , а не  $90^\circ$ .

Из рис. 39 видно, что показатель  $\alpha$  выше для вторичных частиц, не содержащих валентных夸克ов ( $\bar{p}$ ,  $K^-$ ). Можно думать, что рождение  $\bar{p}$  и  $K^-$  связано с рождением на большой угол глюонов. В квантовой хромодинамике сечения  $gg$ - и  $gq$ -рассеяния больше сечений  $qq$  и  $q\bar{q}$ -рассеяний (больше цветовой заряд глюонов). Поэтому двукратные рассеяния усиливают относительный выход глюонов с большими  $p_T$ . Проведенные Кживицким и др. оценки действительно дают  $d\sigma^{(2)} \sim d\sigma^{(1)}$  и правильные неравенства между  $\alpha$  для разных частиц<sup>257</sup>. Для протонов также  $\alpha$  велико, но это можно как-то связать с рассеянием на большой угол самих протонов пучка (все еще не объясненным).

Второе объяснение эффекта Кронина, но только для струй, можно назвать механизмом псевдоструй. Вводятся рассеяния одновременно двух партонов из падающей частицы на разных нуклонах ядра в одном и том же направлении. Змушко<sup>258</sup> и Такаги<sup>259</sup> показали, что в условиях реальных экспериментов сечения образования таких псевдоструй не малы. В псевдоструях доля быстрых частиц ниже, а полная множественность выше, чем в обычной струе<sup>259</sup>. Оба вывода согласуются с данными Бромберга и др.<sup>260</sup>. Заметим, что если механизм псевдоструй имеет место, то сечение рождения четырех некоррелированных струй с импульсами  $p_T$  должно быть порядка сечения рождения одной струи с импульсом  $2p_T$ .

При калориметрических наблюдениях струй с большими  $p_T$  в калориметр, кроме продуктов распада собственно струи с большим  $p_T$ , попадают фоновые частицы из струи вдоль пучка, образованной фрагментами мишени и частицей пучка. Их число растет с ростом атомного номера ядра, и на ядрах импульс струи завышается, завышается и сечение рождения струи. Оценки показывают, что и этот фоновый эффект может объяснить отличие  $\alpha$  для струй от  $\alpha$  для одиночных частиц, а также смягчение струй при переходе к ядрам. В экспериментах по рождению пар частиц такой фон, как и фон от псевдоструй, отсутствует.

Для понимания механизма эффекта Кронина и обсуждавшихся его объяснений крайне важны эксперименты по детальному изучению корреляций в рождении частиц и струй с большими  $p_T$  на ядрах.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение содержания этого обзора и предыдущего обзора Никитина, Розенталя и Сергеева на эту же тему, опубликованного в УФН в 1977 г.<sup>11</sup>, показывает, что имело место существенное продвижение как в теории взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами, так и в эксперименте. Представляющаяся наиболее реалистической модель множественного рождения на ядрах — аддитивная夸克овая модель — была разработана именно после 1977 г. Имеющиеся экспериментальные данные, обсужденные выше, дают сильные указания на то, что в неупругих столкновениях составляющие夸克 ведут себя аддитивно. Простейший механизм аддитивности — малый размер составляющих夸克, указанный впервые Анисовичем<sup>161</sup>. Его можно связать с малым наклоном траектории померона, с большими поперечными импульсами внутреннего движения партонов в адронах<sup>161, 260</sup>. Эти факты должны учитываться при построении квантово-хромодинамических теорий адронов. Успехи в этом направлении пока более чем скромные.

Малость  $\alpha'_p$  отвечает большим масштабам масс в померонной лесенке<sup>261</sup>. Грибов заметил, что в хромодинамической чисто глюонной лесенке таким большим масштабом служит масса глюония<sup>262</sup>, которая велика<sup>263</sup>. С другой стороны, согласно<sup>264</sup> кварк-глюонная константа велика лишь при очень малых импульсах  $\Lambda \approx 100$  МэВ, а импульсы порядка 1 ГэВ отвечают уже области теории возмущений. Поэтому трудно понять, как при описании структуры адронов из обычных кварков в рамках хромодинамики возникает масштаб, отвечающий импульсам порядка 1 ГэВ.

Сейчас в рамках квантовой хромодинамики возникла новая феноменология жестких процессов в терминах функций фрагментации кварков и глюонов. Ее возможности практически исчерпаны, и возникает неизбежный вопрос: как же все-таки рожденные в жестких столкновениях кварки и глюоны переходят в адроны? Это проблема уже больших расстояний, и в ее решении взаимодействия с ядерными мишеньями могут оказать большую услугу. Так, в столкновениях с ядрами легко изучить взаимодействия одновременно всех составляющих кварков налетающих частиц, что невозможно во взаимодействиях с водородом.

Вернемся к развитию физики взаимодействий с ядрами за последние годы. Значительным был прогресс в понимании корреляционных явлений, для обсуждения которых два-три года назад не было ни детальных экспериментальных данных, ни теоретического аппарата. Имеющиеся уже сейчас данные по корреляциям не оставляют, по-видимому, шансов на выживание коллективных моделей: модели когерентной трубки, гидродинамической модели.

Простая каскадная модель<sup>10, 55</sup> безусловно правильно описывает наиболее важные черты множественного рождения на ядрах при невысоких энергиях. При энергиях в несколько десятков ГэВ она начинает резко расходиться с экспериментом, что некритически стали интерпретировать как отсутствие вообще каких-либо внутриядерных взаимодействий вторичных частиц. Корректный учет длии формирования вторичных частиц исправляет ситуацию, и существование соответствующим образом модифицированных каскадов уже не вызывает сомнений. Особенно важны в этом отношении эксперименты по электророждению и нейтрино-ядерным взаимодействиям.

Существенным был прогресс в понимании неупругих поправок в дифракционных процессах на ядрах. Стало ясным, что простого способа определения сечения взаимодействия нестабильных систем с ядерным веществом не существует. Но появляется возможность выяснить полнее партонную структуру адронов. Важная задача — согласование возникающей феноменологии с квантовой хромодинамикой.

Имеющееся понимание связи дифракционного рассеяния с процессами рождения не вполне удовлетворительно. Привычная интерпретация яйкоанальных диаграмм кратного перерассеяния в терминах процессов рождения противоречива и приводит к противоречащим опыту следствиям. Нет полного понимания и поправок к каскадной, поправленной на длины формирования, картине взаимодействия вторичных частиц. Характер неупругих процессов меняется при  $E > R_A \mu_0^2$ , и в силу условия-unitарности это могло бы повлиять и на полные сечения. На опыте же хорошо работает простая оптическая модель с учетом неупругих поправок.

Фрагментарность изложения была неизбежна. Мало внимания уделено взаимодействиям с дейтоном. Следует рекомендовать обстоятельный обзор Бергстрёма и Фредриксона<sup>265</sup> и лекции Шабельского<sup>266</sup>, в которых взаимодействия с дейтоном обсуждены подробнее. Полностью опущено обсуждение фрагментации ядра и собственно каскадной области. Здесь особенно интересны ядерный скейлинг и кумулятивное рождение частиц

на ядрах в заднюю полусферу. Мы отсылаем читателя к обстоятельным обзорам Франкфурта и Стрикмана (см. <sup>267</sup>), Балдина <sup>268</sup>, Ставинского <sup>269</sup> и лекциям Лексина <sup>270</sup>.

Приведем в заключение перечень экспериментов, представляющих наиболье интересными в свете имеющихся теоретических представлений:

1. Прецизионные измерения полных сечений пA- и КЛA-взаимодействий (проверка существования пассивных состояний и теории неупругого экранирования, см. раздел в) гл. 4).

2. Сравнение когерентной и некогерентной дифракционной диссоциации на ядрах (раздел г) гл. 4).

3. Измерения с высокой точностью амплитуды и фазы регенерации на ядрах при энергиях в сотни ГэВ (изучение партонных флуктуаций с медленными валентными кварками, см. раздел д) гл. 4).

4. Поиски экранировки и антиэкранировки в глубоконеупругом рассеянии на ядрах при  $x \leq (0,1 - 0,2)$  (раздел в) гл. 5).

5. Прецизионные измерения экранировки в области, переходной от фоторождения к электророждению: откуда малые масштабы  $Q^2$ ? (раздел г) гл. 5).

6. Поиски плато в отношении спектров ядро/нуклон при ТэВ-ных энергиях как измерение числа неупругих поглощений в ядре. Видны ли в центральной области эффекты многопомеронных взаимодействий (разделы б) и д) гл. 6).

7. Проверка правил кваркового счета для фрагментационных спектров для различных налетающих частиц и их фрагментов. Измерение ассоциированных множественностей и спектров (разделы г) гл. 6 и д) гл. 7).

8. Прецизионное сравнение зависимостей от  $N_g$  инклюзивных спектров, отношений Врублевского и корреляций быстрот в пA- и рA-взаимодействиях (разделы в) и г) гл. 7).

9. Сравнение с высокой статистикой электророждения, пейтринорождения и фоторождения на ядрах с рождением адронами. Поиск исчезновения поглощения фрагментов тока при высоких энергиях (разделы г) и д) гл. 6 и в) гл. 7).

10. Изучение корреляций в рождении частиц и струй частиц с большими поперечными импульсами на ядрах (раздел б) гл. 8).

Во всех этих пунктах за последние два-три года появились новые предсказания, проверка которых важна для дальнейшего развития теории.

Этот обзор написан в значительной степени по материалам лекций <sup>166</sup>, <sup>120</sup>, прочитанных автором на 6-й и 7-й Зимних школах ИТЭФ по физике элементарных частиц. Автор благодарен И. Ю. Кобзареву и Г. А. Лексину за предоставленную возможность прочитать эти лекции. Я благодарен за многочисленные обсуждения В. Б. Гаврилову, В. Г. Гришину, Л. Еник, О. В. Жирову, Е. М. Левину, С. Отвиновскому, М. Г. Рыскину, М. С. Фесслеру, В. М. Шехтеру. Особенno полезными были замечания Е. Л. Фейнберга по истории длин фо мирования и обсуждения теории дифракционных процессов. Более подробное изложение этих вопросов содержится в обзоре Е. Л. Фейнберга <sup>271</sup>, появившемся уже после написания этого обзора. Многочисленные ценные замечания были сделаны В. В. Анисовичем, В. Н. Грибовым, И. М. Дрёминым, Б. З. Копелиовичем и Ю. М. Шабельским, прочитавшими рукопись обзора, которым я особо признателен. Я благодарен также Л. Б. Окуню за ценную критику первоначального варианта обзора.

<sup>166</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР, Черноголовка (Московская обл.)

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Канчели О. В.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 469.
2. Франк И. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1942, т. 6, с. 10.
3. Тер-Микаэлян М. Л. Автограферат канд. диссертации.— М.: ФИАН СССР, 1952; ЖЭТФ, 1953, т. 25, с. 289.
4. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— ДАН СССР, 1953, т. 92, с. 535, 735.
5. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л.— ДАН СССР, 1953, т. 93, с. 439.
6. Feinberg E. L.— J. Phys. USSR, 1941, v. 5, p. 177.
7. Грибов В. Н.— ЯФ, 1965, т. 9, с. 640.
8. Вайнштейн А. И. и др.— УФН, 1977, т. 123, с. 217.  
Novikov V. A. et al.— Phys. Rept., 1978, v. 41C, p. 1.  
Peterman A.— Ibid., 1979, v. 53C, p. 157.
9. Гуламов У. Г., Гуламов К. Г., Чернов Г. М.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 554.
10. Барашников В. С. и др.— УФН, 1973, т. 109, с. 91.
11. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М.— УФН, 1977, т. 121, с. 3.
12. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Ядерная физика высоких энергий.— М., Атомиздат, 1980.
13. Грибов В. Н.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 892.
14. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.— Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105.
15. Anisovich V. V.— Phys. Lett. Ser. B., 1975, v. 55, p. 87.
16. Chew G. F., Rosenzweig C.— Phys. Rept., 1978, v. 41C, p. 263.
17. Cronin J. W. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 3105.  
Antreasyan D. et al.— Ibid., 1979, v. 19, p. 764.
18. Babecki J., Nowak G.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1978, v. 9, p. 401.
19. Wroblewski A.— Ibid., 1973, v. 4, p. 857.
20. Bethe H. A.— Phys. Rev., 1940, v. 57, p. 4125.
21. Аллаби Д. и др.— ЯФ, 1970, т. 12, с. 538.  
Denisov S. P. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 79, p. 62.  
Allarduce B. W. et al.— Ibid., 1973, v. 80, p. 1.
22. Саголь А. С. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 319.  
Бобченко Б. М. и др.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1553.
23. Гспонег А. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 9.
24. Бабаев А. И. и др.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 71.  
Любимов В. А.— УФН, 1977, т. 121, с. 193.
25. Murthy P. V. R. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 92, p. 269.
26. Heyne V. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1971, v. 34, p. 651.
27. Brookes G. R. et al.— Phys. Lett. Ser. D, 1973, v. 8, p. 2826.  
Caldwell D. O. et al.— Ibid., 1973, v. 7, p. 1362.  
Michalowski S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 737.
28. Грибов В. Н.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 1306.
29. Ditzler W. R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 57, p. 201.  
Stein S. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 1884.  
May M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 407.
30. Eickmeyer J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 104. Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 289.
31. Борег К. et al.— In: Proc. of Topical Conference on Weak Interactions.— Генева: CERN, 1969.— P. 61.
32. Busza W. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 43.
33. Nikolae N. N., Ostapchuk A. Ya.— Preprint TH-2575.— CERN, 1978.
34. Hand L. et al.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1978, v. 9, p. 1087; Zs. Phys. Ser. C, 1979, Bd. 1, S. 139.
35. Burnett T. H. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 443.
36. Bertini H. W.— Phys. Rev. Ser. C, 1978, v. 17, p. 1382.
37. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1954, т. 52, с. 185.
38. Альма-Ата — Москва — Гатчина — Ташкент. Сотрудничество.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 704.
39. Азимов С. А. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 1011.
40. Cahney D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 71.
41. Bari—Krakow—Liverpool—MPI—München—Nijmegen Collaboration. Report at XI Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics.— Bruges, 1980.
42. Capella A., Krzywicki A.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3357.
43. Faessler M. S. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 157, p. 1.

41. Nikolaev N. N.—*Zs. Phys. Ser. C*, 1980, Bd. 5, S. 291.
42. Азимов С. А. и др.—*ЯФ*, 1975, т. 22, с. 1168.
43. Angelov N. S. et al. JINR Preprint PI-9978.—Dubna, 1976.
44. Levin E. M., Nikolaev N. N., Ryskin M. G.—*Zs. Phys. Ser. C*, 1980, Bd. 5, S. 285.
45. Nikolaev N. N., Preprint ITP-1980-05, Chernogolovka, 1980.
46. Коха Z., Nielsen H., Olesen P.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1972, v. 40, p. 317.
47. Алма-Ата — Ленинград — Москва — Ташкент. Сотрудничество.—*ЯФ*, 1975, т. 22, с. 736.
48. Гуламов К. Г., Чернов Г. М., Юлдашев Б. С. Множественные процессы.—Дубна. Д42-9924, 1975.—С. 233.
49. Elliot J. R. et al.—*Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 34, p. 607.
50. Yeager W. M. et al.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1977, v. 16, p. 1294.
51. Gulamov K. G. et al.—*Zs. Phys. Ser. A*, 1977, Bd. 280, S. 107. A-AGMT Collaboration.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1977, v. 129, p. 205.
52. Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент. Сотрудничество.—*ЯФ*, 1978, т. 28, с. 989.
53. Otwadowski S.—Report at the MIS Workshop. Dubna, 1980.
54. Мурзин В. С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействия.—М.: Атомиздат, 1968.
55. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами.—М.: Атомиздат, 1972.
56. Winsberg L. S. et al.—*Phys. Rev. Ser. C*, 1976, v. 13, p. 279 and references therein.
57. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.—*УФН*, 1964, т. 82, с. 3. Feinberg E. L.—*Phys. Rept.*, 1972, v. C5, p. 240.
58. Фейнберг Е. Л.—*ЖЭТФ*, 1966, т. 50, с. 502.
59. Фейнберг Е. Л.—В кн. Проблемы теоретической физики. Сб. статей памяти И. Е. Тамма.—М.: Наука, 1972.—С. 248.
60. Мигдал А. Б.—*ЖЭТФ*, 1956, т. 32, с. 633.
61. Galitsky V. M., Gurevich I. I.—*Nuovo Cimento*, 1964, v. 32, p. 633.
62. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.—*УФН*, 1978, т. 126, с. 553.
63. Грибов В. Н., Иоффе Б. Л., Померанчук И. Я.—*ЯФ*, 1965, т. 2, с. 768.
64. Ioffe B. L.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1969, v. 30, p. 123.
65. Ахилев А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.—М.: Наука, 1969.
66. Грибов В. Н.—В кн. Материалы 7-й школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1973.—Т. 2, с. 5.
67. Аисельм А. А.—*Ibid.*, С. 37.
68. Mandelstam S.—*Nuovo Cimento*, 1963, v. 30, p. 1148.
69. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами.—М.: Мир, 1975.
70. Кадышевский В. Г.—*ЖЭТФ*, 1964, т. 46, с. 654.
71. Jaroszewicz T. et al.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1978, v. 79, p. 127.
72. Caneschi L., Halliday I. G., Schwimmer A.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1978, v. 144, p. 397.  
Heneuy F., Pumplin J. Preprint UCSD 40P10-195.—1978.
73. Bjorken J. D. Lectures at DESY Summer School.—1975; Preprint SLAC-PUB-1756.—1976.
74. Nikolaev N. N., Zoller V. R.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 147, p. 336.
75. Канчели О. В.—Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 397.  
Абрамовский В. А., Канчели О. В., Манджавидзе И. С.—*ЯФ*, 1971, т. 13, с. 1102.  
Mueller A. E.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1970, v. 2, p. 2963.
76. Канчели О. В., Матинян С. Г.—*ЯФ*, 1970, т. 11, с. 1305.
77. Gottfried K., Low F. E.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1978, v. 17, p. 2487.
78. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н.—*ЯФ*, 1976, т. 24, с. 772.
79. Schwimmer A.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1975, v. 94, p. 445.
80. Гедалин Э. А.—*ЯФ*, 1977, т. 26, с. 538; т. 27, с. 542; т. 29, с. 1321.
81. Artukov I. Z., Barashenkov V. S., Eliseev S. M.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1966, v. 3, p. 87; v. 6, p. 11.
82. Valanju P., Sudarshan E. C. G., Chiu C. B.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1980, v. 21, p. 1304.
83. Biakowski G., Chiu C. B., Tow D.—*Ibid.*, 1978, v. 17, p. 862.
84. Hoossain M., Tow D. M. Preprint ORO-3992-357.—CPF, 1979.
85. Дрёмин И. М.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 152; Препринт ФИАН СССР № 110.—Москва, 1980; ЯФ, 1981, т. 33, № 5.

86. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматгиз, 1959. — С. 448.
87. Feinberg E. L., Pomeranchuk I. Ya. — Nuovo Cimento, Suppl., 1956, v. 3, p. 652.  
Ахиезер А. И., Померанчук И. Я. — УФН, 1958, т. 65, с. 593.  
Ситенко А. Г. — УФН, 1959, т. 67, с. 377.
88. Miettinen H. I., Pumplin J. — Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1969.
89. Good M. L., Walker W. D. — Ibid., 1960, v. 120, p. 1857.
90. Копелиович Б. З., Лапидус Л. И. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 664; см. также сб. Множественное рождение и предельная фрагментация ядра. — Дубна: ОИЯИ, 1979. — с. 678.
91. Glashow R. J. — In: Lectures in Theoretical Physics, V. 1/Ed. W. E. Brittin, L. G. Duham — N.Y.: Interscience, 1959.
- Ситенко А. Г. — Укр. физ. ж., 1959, т. 4, с. 152.
92. Глаубер Р. — УФН, 1971, т. 103, с. 277.  
Барашенков В. С., Тонеев В. Д. — УФН, 1970, т. 100, с. 425.  
Колыбасов В. М., Маринов М. С. — УФН, 1973, т. 109, с. 137.
93. Goldhaber A. S., Joachain C. J. — Phys. Rev., 1968, v. 171, p. 1566.
94. Lesniak H., Lesniak L. — Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 40, p. 167.
95. Гурвиц С. А., Маринов М. С. — ЯФ, 1971, т. 14, с. 120.
96. Shabelsky Yu. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 132, p. 491.  
Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1976, т. 26, с. 1084.
97. Карманов В. А., Кондратюк Л. А. — Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 451.
98. Корелиович Б. З., Nikolaev N. N. — Zs. Phys. Ser., C, 1980, v. 5, S. 333.
99. Николаев Н. Н. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 1159.
100. Koplik J., Mueller A. E. — Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 3638.
101. Braun M. M., Shabelsky Yu. M. — Preprint LINP-611. — Gatchina, 1980.
102. Grassberger P. — Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 125, p. 84.
103. Grassberger P., Guerin F. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 133, p. 108.
104. Fialkowski G., Miettinen H. I. — Ibid., 1976, v. 103, p. 427.
105. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — ЯФ, 1980, т. 31, с. 429.
106. Каидалов А. Б. — ЯФ, 1971, т. 13, с. 1971.
107. Anisovich V. V., Dakhno L. G., Volkovitsky P. E. — Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 42, p. 224.
108. Каидалов А. Б., Кондратюк Л. А. — Nucl. Phys. Ser. B, v. 56, p. 90.
109. Тарасов А. В. — Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 771.
110. Николаев Н. Н. — ЖЭТФ, 1981, т. 82, № 3.
111. Abul-Magd A. Y. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1969, v. 30, p. 182.
112. Roberts T. J. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 159, p. 56.
113. Kolbig K. S., Margolis B. — Ibid., 1968, v. 6, p. 85.
114. Вемпорад С. et al. — Ibid., 1971, v. 33, p. 327; v. 42, p. 627.
115. Beusch W. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 55, p. 97.
116. Долинов В. К. и др. — ЯФ, 1977, т. 26, с. 1230.
117. Mühlemann B. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 133, p. 189.
118. Goggi B. et al. — Ibid., 1979, v. 161, p. 14.
119. Czyz W. — Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 3249.
120. Николаев Н. Н. — В кн. Элементарные частицы: труды 7-й школы ИТЭФ. — М.: Атомиздат, 1980. — Вып. 2, с. 5.
121. Nikolaev N. N., In: Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies/Ed. G. Bellini et al. — Triest, 1977. — P. 159.
122. Замолодчиков А. Б. и др. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 451.
123. Levin E. M. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 124, p. 1152.
124. Czyz W., Zielinski M. — Preprint INP-1086/PH. — Krakow, 1980.
125. Геворкян С. Р., Займидорога О. А., Тарасов А. В. — Препринт ОИЯИ Р2-6581. — Дубна, 1972.
- Fäldt G. — Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 62, p. 86.
126. Edelstein R. M. — In: High Energy Collisions Involving Nuclei/Ed. Bellini G. et al. — Bologna, 1975. — P. 293.
127. Витон Р. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 490.
128. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Лапидус Л. И. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 897.
129. Зайцев Ю. М. — В кн. Элементарные частицы: Труды 2-й школы ИТЭФ. — М.: Атомиздат, 1975. — Вып. 1, с. 45.
- Колыбасов В. М. — Ibid. — С. 59.
130. Roehrig J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1116.  
Moltzon W. R. et al. — Ibid., 1978, v. 41, p. 1213.  
Gspone A. et al. — Ibid., 1979, v. 42, p. 13.

131. Diu B., Ferraz De Camargo Fº A.—*Zs. Phys. Ser. C*, 1980, Bd. 4, S. 223.
132. Bertocchi L., Treleani D.—*Nuovo Cimento Ser. A*, 1979, v. 50, p. 338.
133. Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н.—*ЯФ*, 1978, т. 28, с. 1597.
134. Померанчук И. Я.—*ДАН СССР*, 1954, т. 96, с. 265, 481.
135. Bell J. S.—*Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 13, p. 57.
136. Stodolsky L.—*Ibid.*, 1967, v. 18, p. 135.
137. Adler S. L.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1964, v. 135, p. 963.
138. Bjorken J. D., Kogut J.—*Ibid. Ser. D*, 1973, v. 8, p. 1341.
139. Grammer G., Sullivan J. D.—In: *Electromagnetic Interactions*/Ed. Donnachie A., Shaw G.—N.Y.: Plenum Press, 1978.—V. 2.
140. Bauer T. H. et al.—*Rev. Mod. Phys.*, 1978, v. 50, p. 261.
141. Brodsky S. J., Grammer G., LePage P., Sullivan J. D.—*SLAC Report*.—1978.
142. Davidenko G. V., Nikolaev N. N.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1978, v. 135, p. 333.
143. Brodsky S. J., Gunion J. F., Kühn J.—*Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1120.
144. Brodsky S. J., Close F. E., Gunion J. F.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1972, v. 6, p. 177.
145. Nikolaev N. N., Zakharov V. I.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1975, v. 55, p. 397. Захаров В. И., Николаев Н. Н.—*ЯФ*, 1975, т. 21, с. 434.
146. Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И., Троян С. И.—В кн. *Физика элементарных частиц. Труды 13-й школы ЛИЯФ*.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1978.—С. 3.
147. Baily J. et al.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 151, p. 367.
148. Ditsas P., Shaw G.—*Ibid.*, 1976, v. 113, p. 246.
149. Caldwell D. O. et al.—*Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 553.
150. Ibanez L. E., Sanchez-Gomez J. L.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 156, p. 427.
151. Bertocchi L., Treleani D.—*Nuovo Cimento Ser. A*, 1979, v. 54, p. 413.
152. Bertocchi L., Treleani D.—*J. Phys. Ser. G*, 1977, v. 3, p. 147.
153. Jaroszewicz T. et al.—*Zs. Phys. Ser. C*, 1979, Bd. 1, S. 181.
154. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В.—*ЯФ*, 1973, т. 26, с. 1084.
155. Capella A., Kaidalov A. B.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1977, v. 111, p. 477.
156. Lehman E.—*Ibid.*, 1978, v. 127, p. 331.
157. Bialas A., Blezynski M., Czyz W.—*Acta Phys. Polon. Ser. B*, 1977, v. 8, p. 389.
158. Kinoshita K., Minaka A., Sumiyoshi Z.—*Progr. Theor. Phys.*, 1979, v. 61, p. 165.
159. Алавердян Г. Б. и др.—Препринт ОИЯИ Р2-7875.—Москва, 1974.
160. Caneschi L., Schwinger A.—*Deep Scattering and Hadronic Structure*/Ed. Tran. Than Van.—N.Y.: Academic Press, 1978.—V. 2, p. 173.
161. Анисович В. В.—В кн. *Материалы 9-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц*.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1974.—Т. 2, с. 106.
162. Анисович В. В.—В кн. *Материалы 14-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц*. Л.: ЛИЯФ АН СССР.—1979.—Т. 1, с. 3.
163. Анисович В. В., Левин Е. М., Рыскин М. Г.—*ЯФ*, 1979, т. 29, с. 1311.
164. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.—*УФН*, 1968, т. 98, с. 243.
165. Nikolaev N. N.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1977, v. 70, p. 95.
166. Золлер В. Р., Николаев Н. Н., Остапчук А. Я.—В кн. *Элементарные частицы: Труды 6-й школы физики ИТЭФ*.—М.: Атомиздат, 1979.—Т. 3, с. 3.
167. Anisovich V. V., Shabelsky Yu. M., Shekhter V. M.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1978, v. 133, p. 477.
- Анисович В. В., Лепехин Ф. Г., Шабельский Ю. М.—*ЯФ*, 1978, т. 27, с. 1639.
168. Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфирьев П. И.—*ЯФ*, 1980, т. 31, с. 762.
169. Волошин С. А., Никитин Ю. П.—*ЯФ*, 1979, т. 29, с. 1003; т. 30, с. 765.
170. Тер-Мартиросян К. А.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1973, v. 44, p. 377.
- Тер-Мартиросян К. А., Шабельский Ю. М.—*ЯФ*, 1977, т. 25, с. 770.
171. Левин Е. М., Рыскин М. Г.—*ЯФ*, 1975, т. 23, с. 554.
172. Кайдалов А. В.—В кн. *Элементарные частицы: Труды 2-й школы физики ИТЭФ*.—М.: Атомиздат, 1975.—Вып. 3, с. 3.
173. Левин Е. М., Рыскин М. Г.—*ЯФ*, 1975, т. 24, с. 396.

174. Левин Е. М., Шехтер Б. М.— В кн. Материалы 9-й Зимней школы ЛИЯФ. Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1974.— Т. 3, с. 28.
175. Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 55, p. 455.
176. Nikolaev N. N., Pokorski S.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 290.
177. Венгер А. Е. et al.— Preprint FERMILAB-Conf.- 80/47-EXP. 1980.
178. Алавердин Г. Б. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 776.
179. Heller K. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2737; Scubic P. et al.— Ibid., 1977, v. 18, p. 3115.
180. Van Hove L., Pokorski S.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1974, v. 5, p. 229; Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 86, p. 287.
181. Баков Ю. Д. и др.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 947.
182. Saragshcheva L. I. In: Proc. of 18th Intern. Conference on High Energy Physics.— Tbilisi, 1976.— V. 1, paper A6-10.
183. Демьянин А. И., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе.— М.: Атомиздат, 1978.
184. Allaby J. V. et al.— CERN Yellow Report 1969/10.— 1969.
185. Bialas A., Bialas E.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2854.
186. Bialas A., Cyuz W., Furmanski W.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1977, v. 8, p. 585.
187. Шехтер Б. М.— В кн. Множественное рождение и предельная фрагментация ядра.— Дубна, ОИЯИ, 1979.— С. 346.
188. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. Ya.— Nuovo Cimento Lett., 1978, v. 23, p. 273.
189. Shabelsky Yu. M., Shekhter V. M.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1980, v. 11, p. 347.
190. Алавердин Г. Б. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1342.
191. Алавердин Г. Б. и др.— Ibid., с. 776.
192. Бапкович С. и др.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 1034.
193. Шабельский Ю. М., Юлдашев Б. С.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1646.
194. Шабельский Ю. М.— В кн. Материалы 13-й Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1978.— Т. 1, с. 197.
195. Алавердин Г. Б. и др. Препринт ОИЯИ, Е2-12823, Дубна, 1979.
196. Kinoshita K., Minaka A., Sumiyoshi H.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 63, p. 1268.
197. Andersson B., Otterlund I., Stenlund E.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 87.  
Otterlund I. Preprint TECHNION-PH-79-46.— 1979.
198. Berdzenishvili O. L. et al.— In: Proc. of 16th Intern. Cosmic Ray Conference.— Kyoto, 1979.— V. 6, p. 204.
199. Abramowicz H. et al.— Preprint VTL-PUB-70.— 1980.
200. Osborne L. S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1624.
201. Berge J. B. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 18, p. 3905.
202. Nilsson B., Andersson B., Gustafsson G.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 83, p. 379.
203. Bialas A., Bialas E.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 675.
204. Николаев Н. Н.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 419.
205. Heitler W., Terring Ch.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1953, v. 66, p. 929.  
Roesler F. C., McCusker C. B. A.— Nuovo Cimento, 1953, v. 10, p. 127.  
Соссопи Г.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 244.  
Фейнберг Е. Л.— ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 244.
206. Патанинский А. З.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 654.
207. Шуряк Э. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 630.
208. Berlad G., Darg A., Eilam G.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 1616.
209. Fredricksson S.— Nucl. Phys. Ser. D, 1976, v. 13, p. 1616.
210. Розенталь И. Л.— УФН, 1975, т. 116, с. 271.
211. Николаев Н. Н.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 383.
212. Жиро О. В., Шуряк Э. А.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 485.
213. Azimov S. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 339.
214. Калинин Б. Н., Шмойлин В. Л.— ЯФ, 1975, т. 24, с. 628.
215. Гуламов К. Г., Ужинский В. В.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 1095.
216. Gottfried K.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 957.
217. Gottfried K.— In: Proc. of 5th Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure.— Uppsala, 1974.— Р. 79.
218. Fishbane P. M., Trebil J. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 51, p. 139.
219. Aliev F. K. et al.— Nuovo Cimento Lett., 1978, v. 23, p. 212.
220. Whiteomore J.— Phys. Rept., 1976, v. 27C, p. 187.
221. Гришин В. Г.— УФН, 1979, т. 127, с. 51.
222. Azimov S. A. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 179, p. 62.

223. Бацкович С. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1234.  
 Enik L.— Ph. D. Thesis — Budapest: Central Res. Inst. Phys., 1981.
224. Baroni G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 103, p. 213.  
 Baroni G., Lamana E., Petera S.— Ibid., 1978, v. 135, p. 405.
225. Andersson B., Otterlund I., Stenlund E.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 343.
226. Andersson B., Nilsson G., Otterlund I.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 153, p. 493.
227. Левин Е. М., Рыскин М. Г., Троян С. И.— ЯФ, 1976, т. 23, с. 423.
228. Вербецкий Ю. Т.— Доклады АН Груз. ССР, 1979, т. 95, с. 565.
229. Николаев Н. Н. В сб. Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. II Международный семинар: Препринт ИФВЭ-М-24.— Протвино, 1979.— С. 274.
230. Омбобо З., Ужинский В. В., Царен Ч.— Препринт ОИЯИ Р2-12821. Дубна, 1979.
231. Drell S., Yan T. M.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 316.
232. Stroynowski R. Quantum Chromodynamics. SLAC Report No. 224.— 1980.— P. 60.
233. Gunion J. F.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 1345.  
 Green M. B., Jacob M., Landshoff P. V.— Nuovo Cimento Ser. A, 1976, v. 29, p. 123.
234. Sivers D., Brodsky S., Blankenbecler R.— Phys. Repts., 1976, v. 23C, p. 1.  
 Ellis S., Stroynowski R.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 753.  
 Jacob M., Landshoff P. V.— Phys. Repts., 1978, v. 48C, p. 285.
235. Nikolaev N. N., Zakharov V. I. Invited Talk at International Seminar «Quarks and Partons». Moscow, June 1974; Chernogolovka preprint, 1975.
236. Farrar G. R.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 56, p. 185.
237. Vannucci F.— Preprint CERN-EP/79-151.— 1979.
238. Binkley M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 571.  
 Branson J. G. et al.— Ibid., 1977, v. 38, p. 457.  
 Kaplan D. M. et al.— Ibid., 1978, v. 40, p. 435.
239. Anderson K. J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 944.
240. Badier J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 89, p. 146.
241. Yongquist R. et al.— Preprint COO-3065-267, UR-745.— 1980.  
 Reece C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 427.
242. Michael C., Webber D. M.— Ibid., 1979, v. 83, p. 243.
243. Antipov Yu. M. et al.— Ibid., 1977, v. 72, p. 278; 1978, v. 76, p. 235.
244. Badier J. et al.— Preprint CERN-EP/79-61.— 1979.
245. Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окуни Л. Б.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1635.
246. Anderson R. L. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 263.  
 Aubert J. J. et al. Preprint CERN-EP/79-140.— 1979.
247. Hansl T. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 139.  
 Bosetti P. C. et al.— Ibid., p. 143.  
 Alibrani P. et al.— Ibid., p. 134.
248. Feynman R. P., Field R. J., Fox G. C.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3320; Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 136, p. 1.
249. Becker U. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1371.  
 Garbutt D. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 355.
250. Bromberg C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1202.
251. Afeck Y. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 2622.
252. Krzywicki A.— Ibid., 1976, v. 14, p. 152.
253. Kancheli O. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 358.
254. McCarthy R. L. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 213.
255. Абрамов В. В. и др.— ЯФ, 1981, т. 34, № 1.
256. Finley D. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1031.
257. Krzywicki A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 407.
258. Змушко В. В.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 448.
259. Takagi F.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1296.
260. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1537.
261. Dremin I. M., Dunaevskii A. M.— Phys. Rept., 1975, v. 18C, p. 159.
262. Грибов В. Н. В кн. Множественное рождение и предельная фрагментация ядра.— Дубна, ОИЯИ, 1979.— С. 542.
263. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. И. КХД и феноменология старых и новых мезонов: препринты ИТЭФ № 87, 88. Москва, 1980.
264. Edelman S. A., Kurdadze L. S., Vainstein A. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 278.

265. Bergström L., Fredriksson S.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 52, p. 675.
266. Шабельский Ю. М. В кн. Элементарные частицы: Труды 6-й школы ИТЭФ:— М.: Атомиздат, 1979.— Т. 3, с. 49.
267. Стрикман Н. И., Франкфурт Л. Л.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 571.
268. Балдин А. М.— Ibid., 1977, т. 8, с. 429.
269. Ставинский В. С.— Ibid., т. 10, с. 949.
270. Лексин Г. А. В кн. Элементарные частицы: Труды 4-й школы ИТЭФ — М.: Атомиздат, 1977.— Т. 5, с. 1.
271. Фейнберг Е. Л.— УФН, 1980, т. 132, с. 255.