

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539[.12 01+.142]

ПРОБЛЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДРА И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Л. А. Слив, М. И. Стрижман, Л. Л. Франкфурт

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	553
2. Эффект ЕМС и структура ядра	557
а) Достижения и нерешенные проблемы в нерелятивистской теории ядра	557
б) Эффект ЕМС. Область $x > 0,3$	558
в) Эффект ЕМС при $x < 0,2$	565
3. Развитие представлений о структуре ядра	567
а) Мезонная гипотеза о природе ядерных сил	567
б) КХД и ядерные силы	568
в) О возможности поиска экзотических степеней свободы в волновой функции ядра	571
4. Исследование короткодействующих корреляций в ядрах при рассеянии частиц высокой энергии	574
а) Околопороговые (e, e')-реакции при больших Q^2	574
б) Глубоконеупругое lA -рассеяние при $x \geq 1$	577
в) Рождение кумулятивных нуклонов в рассеянии (анти)нейтрино	580
г) Рождение кумулятивных частиц в адронных процессах при высокой энергии	580
5. Выводы	586
Приложение. Геометрия процессов при высокой энергии и короткодействующие нуклонные корреляции	587
Список литературы	589

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядра продолжается уже более 50 лет, однако до сих пор неизвестен ответ на целый ряд фундаментальных вопросов: в какой степени ядра могут быть описаны как системы из нуклонов, каково происхождение ядерных сил и т. д.? В значительной степени это обусловлено необходимостью учета внутренней структуры нуклонов, поскольку межнуклонные расстояния в ядре $\sim 1,7$ Фм сравнимы с радиусом нуклона $\sim 0,8$ Фм¹. В рамках мезонной теории ядерных сил эта задача, по-видимому, неразрешима вследствие так называемой проблемы «нуля заряда»². Практическая важность ответа на перечисленные вопросы обусловлена как тем, что тяжелые ядра близки к состоянию коллапса^{3,4}, так и потребностями астрофизики в реалистической теории сверхплотного ядерного вещества. Успехи квантовой хромодинамики (КХД) в описании свойств и структуры адронов^{5,6} порождают надежды на то, что использование КХД позволит найти ответы на основные вопросы ядерной физики. Однако вследствие невозможности обойти не решенную пока проблему конфайнмента кварков и глюонов для теоретического анализа явлений, исследуемых в ядерной физике, в настоящее время удается использовать только общие свойства КХД. Но и это уже не так мало, и на часть теоретических проблем, возникающих при построении теории ядра

и ядерных сил, КХД дает ответ. В частности, спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД (π -мезон-голдстоун) ответственно за доминирование барионных степеней свободы в волновой функции (ВФ) ядра. На основе КХД удается понять, как учитывать релятивистское движение нуклонов в ядрах, отдачу и запаздывание во взаимодействии быстрых частиц с ядрами и т. д. Кварк-глюонное происхождение ядерных сил стимулирует новые вопросы: в каких ядерных явлениях проявляются кварковые, глюонные степени свободы, каков пространственный масштаб флуктуаций цветного заряда, какую роль играют экранирование цвета, асимптотическая свобода?

Нерелятивистская теория ядра позволила рассчитать основные характеристики ядер в разумном согласии с опытом. Количественные достижения в случае средних и тяжелых ядер были обусловлены использованием феноменологических подходов, где недостаточно изученная динамика взаимодействия между нуклонами в частности короткодействующие нуклонные корреляции, и возможная примесь изобар и т. д. «запрятаны» в параметрах эффективного нуклон-нуклонного потенциала ^{4,7,8}. В то же время попытки построить микроскопическую теорию ядра, основанную на пустотном нуклон-нуклонном взаимодействии, встретились с трудностями. Например, расчеты, использующие реалистические потенциалы нуклон-нуклонного взаимодействия, занижают энергию связи легких ядер ³He, ⁴He, не согласуются с опытом и расчеты упругих и неупругих электромагнитных формфакторов ³He, ⁴He ⁹. Одним из наиболее загадочных явлений остается наличие сильного отталкивания в ядерных силах на междуклонных расстояниях $r \lesssim 0,5$ Фм.

До недавнего времени казалось невозможным подвергнуть прямой экспериментальной проверке основные приближения, делаемые при построении микроскопической теории ядра. В частности, не удавалось экспериментально выяснить широко обсуждавшуюся теоретиками возможную роль короткодействующих нуклонных корреляций, трехчастичных междуклонных сил, ненуклонных степеней свободы и т. д. Это не случайно: в процессах при низкой энергии $\lesssim 100$ МэВ (с небольшой передачей импульса нуклонам ядра) трудно выделить вклад от короткодействующих нуклонных корреляций на фоне более вероятных процессов, связанных со средними междуклонными расстояниями. Однако с ростом начальной энергии в реакциях неупругого рассеяния лептонов (адронов) на ядрах начинают доминировать процессы с передачей отдельным нуклонам ядра импульсов ~ 1 ГэВ/с. Именно это свойство позволяет использовать процессы при высокой энергии для исследования структуры ядра ¹⁰. До некоторой степени уместна аналогия с историей обнаружения кварков (глюонов) внутри адрона. Хотя о кварковой структуре адронов подозревали на основе анализа статических характеристик адронов, но только переход к высоким энергиям, к процессам с большой передачей импульса позволил «разрешить» кварки (глюоны) внутри адрона. Цель настоящего обзора — обрисовать, что уже достигнуто в исследовании ядра теоретическими и экспериментальными методами физики высоких энергий, что может быть достигнуто на этом пути и каких можно ожидать приростов к традиционным разделам ядерной физики.

Наиболее прямая информация о структуре ядра извлекается из анализа полных сечений глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах $l + A \rightarrow l' + X$ (здесь X — система адронов, не регистрируемых на опыте). Анализ графиков теории возмущений в КХД показывает, что эти сечения непосредственно выражаются через импульсное распределение кварков в основном состоянии ядра (см. например ¹¹). Недавно Европейская мюонная коллаборация (ЕМС) обнаружила значительное отличие в импульсном распределении кварков в железе и дейтоне (рис. 1) *) ¹². Эффект ЕМС при $x > 0.2$ был под-

*) Все обозначения соответствуют рис. 2. Здесь $x = -q^2/2m_N q_0$ — стандартная переменная Бёркена, q^2 — квадрат четырехимпульса, q_0 — энергия, переданная адроном.

твержден в рассеянии электронов^{13,14}. Он также не противоречит нейтринным данным^{15,16}. Экспериментальная ситуация с эффектом ЕМС при $x < 0,2$ является менее определенной.

При $x > 0,2$ существенные продольные расстояния во взаимодействии γ^* с ядром $z \sim 1/m_N x$ ^{17,18} много меньше, чем средние межуclidонные расстояния. Поэтому при таких x σ_{γ^*A} должно равняться сумме сечений рассеяния γ^* на отдельных нуклонах ядра (см. обсуждение в п. 2.3). Тем не менее наблюдаемое распределение кварков качественно не согласуется с ожиданиями нерелятивистской теории ядра и таким образом однозначно свидетельствует о присутствии заметных ненуклонных компонент в ВФ ядра. Гипотезы о природе эффекта ЕМС при $x > 0,2$ разумно разделить на три группы.

1. В КХД ожидается, что в структурной функции нуклона $-F_{2N}(x, Q^2)$ при $x \rightarrow 1$ доминирует компонента ВФ нуклона $N = |3q\rangle$, не содержащая мезонного облака и, следовательно, малого радиуса. Анализ упругих и неупругих формфакторов нуклона указывает, что эта компонента доминирует в $F_{2N}(x, Q^2)$ при $x \geq 0,5$ (см. гл. 2). Поскольку взаимодействие кварк-глюонных компонент малого радиуса в нуклоне с другими нуклонами подавлено, ядерная среда поляризует нуклон, подавляя вероятность этих конфигураций в связанном нуклоне, находящемся на средних межуclidонных расстояниях^{19,20}. При такой интерпретации эффект ЕМС отвечает примеси резонансов (N^* , Δ , $N\pi$...) в ВФ ядра $\leq 5\%$ и, возможно, росту радиуса связанного нуклона на $1-3\%$.*).

2. В ядре с вероятностью $\sim 20-30\%$ присутствуют ненуклонные степени свободы: шести-, девяти-, двенадцатикварковые мешки²³⁻²⁸ и т.п. Качественная идея²³ состоит в том, что кварк в таком мешке распределен по объему, большему, чем в нуклоне. В результате уменьшается его импульс, что приводит к $R_A = (2/A) F_{2A}(x, Q^2)/F_{2D}(x, Q^2) < 1$ при $x \geq 0,3$ и к $R_A > 1$ при $x \leq 0,2$.

3. В работе²⁹ было предположено, что радиус конфайнмента в ядре на $10-20\%$ больше, чем в свободном нуклоне. В этом случае эффект ЕМС при всех x обусловлен более интенсивным изучением глюонов в рассеянии лептонов на ядрах по сравнению с рассеянием на свободном нуклоне.

В целом в рамках практически всех предложенных интерпретаций эффекта ЕМС при $x \geq 0,3$ его можно рассматривать как определенное экспериментальное указание на возможность фазового перехода в сверхплотном ядерном веществе.

В гл. 2 показано, что наблюдаемая на опыте¹⁴ зависимость эффекта ЕМС от атомного номера при $x > 0,3$ разумно согласуется как с предположением, что доминирует эффект подавления конфигураций малого радиуса в связан-

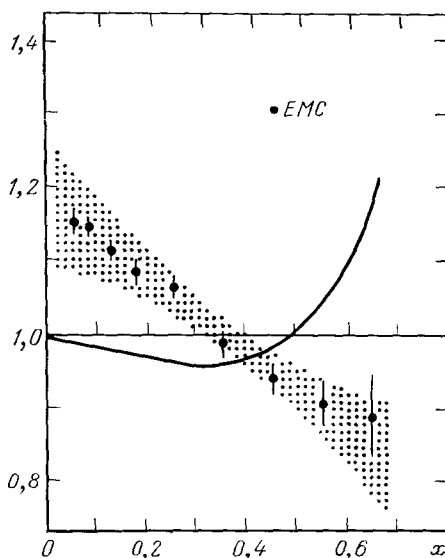


Рис. 1. Отношение структурных функций железа и дейтона¹².

$R = (2/A) F_{2Fe}(x, Q^2)/F_{2D}(x, Q^2)$. Кружки показывают систематические неопределенности в зависимости R от x . Сплошная кривая — ожидания моделей ферми-движения

*) Похожее изменение характеристик экситонов ожидается для неидеального экситонного газа при достаточной плотности²¹. Таким образом, аналогия между сверхплотным ядерным веществом и физикой фазового перехода газа экситонов в электрон-дырочные капли^{21,22} может оказаться плодотворной.

ном нуклоне, так и с предположением, что эффект ЕМС определяется нетривиальной кварковой структурой короткодействующих парных нуклонных корреляций.

С уменьшением x при $x \sim 0,1$ существенные продольные расстояния z сравниваются со средними межнуклонными расстояниями в ядре ~ 2 Фм. Поэтому при $x < 0,1$ σ_{γ^*A} не сводится к сумме сечений рассеяния на отдельных нуклонах ядра. С уменьшением x растет плотность партонов. Учет флуктуаций плотности партонов приводит к вкладу в R_A , сравнимому с наблюдаемым усилением R_A при $x \lesssim 0,1$. Эта поправка быстро убывает с ростом x и становится несущественной при $x > 0,2$.

Наивное применение теории возмущений КХД указывает, что слияние партонов, принадлежащих разным нуклонам ядра³⁰, приводит, в основном, к усилению распределения валентных кварков при $x \sim 0,1$ ²⁰. Однако надежное решение уравнений баланса невозможно вследствие неприменимости методов теории возмущений.

Усиление мезонного поля в ядре по сравнению со случаем свободного нуклона (модели конденсации пионов в ядрах...) приводит к усилению кварк-антикваркового моря в ядре^{23,31-33}. Однако опыты по рассеянию ν , $\bar{\nu}$ на протоне, дейтоне, ядрах¹⁵ пока не обнаружили заметного усиления моря в ядре. Эти данные, по мере улучшения надежности теоретических расчетов и выяснения на опыте роли нескейлинговых эффектов могут превратиться в серьезную проблему для гипотезы о мезонной природе ядерных сил.

Поскольку практически все гипотезы, предложенные для объяснения дефицита кварков с $0,3 < x < 0,7$ в ядрах, предполагают значительную высокоимпульсную компоненту в ВФ ядра, для выяснения природы эффекта ЕМС необходимо исследовать величину и структуру этой компоненты. К настоящему времени обнаружен ряд лептонных процессов, которые трудно (невозможно?) интерпретировать иначе, как проявление значительной высокоимпульсной компоненты ВФ ядра. В случае дейтона на это указывал анализ³⁴⁻³⁶ данных по упругому eD -рассеянию при $Q^2 \leq 4$ ГэВ²³⁷. Для ядер ожидалась существенно большая высокоимпульсная компонента^{10,34}, что подтвердил анализ³⁸ околопороговых $e + A \rightarrow e' + X$ -реакций при $Q^2 \leq 6$ ГэВ²³⁹⁻⁴⁰, глубоконеупругого $\mu + A$ -рассеяния при $x > 1$ в области, кинематически запрещенной для μN -рассеяния⁴¹. Первые корреляционные опыты, выполненные в глубоконеупругой реакции $\bar{\nu} + Ne \rightarrow \mu^+ + \text{быстрый протон назад} + X$ ⁴², указывают, что в высокоимпульсной компоненте ядра Ne доминируют короткодействующие парные, тройные нуклонные корреляции³⁸.

Исторически первые регулярные указания на значительную величину высокоимпульсной компоненты в ВФ ядра были получены в реакциях предельной фрагментации:

$$a + A \rightarrow p(\pi) + X, \quad (1.1)$$

где a -(адрон, γ , легкое ядро, ν , $\bar{\nu}$), с регистрацией p , π в области фрагментации ядра, кинематически запрещенной для рассеяния на водороде. Впервые реакция (1.1) с регистрацией протонов наблюдалась в⁴³, а для пионов в⁴⁴ (см. обзор экспериментов в⁴⁵⁻⁵⁰). Такие частицы, следуя Балдину⁵¹, принято называть кумулятивными. В силу сложности «мягких» адронных процессов был высказан ряд гипотез о механизме, ответственном за реакцию (1.1): малонуклонные (парные, тройные) корреляции⁵²⁻⁵⁴, многокварковые мешки^{54,55}, модель флуктонов^{51,45,56-59}, модели среднего поля⁶⁰⁻⁶³. Одновременно в ряде работ реакция^{*}(1.1) интерпретировалась как результат взаимодействия в конечном состоянии (см., например,⁶⁴⁻⁶⁷).

Сопоставление характерных свойств реакции (1.1) и лептонных процессов, перечисленных выше, обнаруживает родственную природу этих двух классов реакций³⁸. (При интерпретации адронных процессов (1.1) ключевую

роль играет теоретическое наблюдение, что глауберовские экранировки, существенно уменьшающие полное сечение адронных процессов на ядрах ($\sigma_{\text{н.д.}} \sim A^{2/3}$), сокращаются в инклюзивном спектре¹⁰⁾. Таким образом, в настоящее время существует значительная совокупность разнообразных высокоэнергетических лептонных и адронных процессов, указывающих, что в ядрах с $A \geq 12$ только 70—80 % нуклонов находятся под поверхностью Ферми *) и что высокоимпульсная компонента ВФ ядра, в основном, определяется короткодействующими корреляциями, в которых, по-видимому, доминируют нуклонные степени свободы^{38,68}.

Это делает актуальными предпринимаемые в последнее время попытки построения теоретического описания короткодействующих ядерных сил в духе КХД на основе методов, успешно применяемых при описании статических свойств адронов: различные варианты модели мешков^{36,69-73}, потенциальные кварковые модели (см., например, ⁷³⁻⁷⁵). Специфика ядерной физики обусловлена необходимостью учета энергетической «выгодности» для многокварковой системы образования «белых» подсистем^{77,72}.

Обзор организован следующим образом. Гл. 2 посвящена анализу эффекта ЕМС. В гл. 3 обсуждаются новые подходы к описанию ядерных сил и возможности поиска экзотических степеней свободы в ядрах. В гл. 4 рассмотрены результаты изучения короткодействующих нуклонных корреляций в ядрах в лептонных и адронных процессах при высокой энергии. В Приложении объяснена специфика процессов при высокой энергии, приводящая к необходимости использовать для описания ядра ВФ на световом конусе, которые в широкой кинематической области непосредственно выражаются через ВФ нерелятивистской теории ядра³⁸.

2. ЭФФЕКТ ЕМС И СТРУКТУРА ЯДРА

Информацию о микроскопической структуре ядра, получаемую в последние годы методами физики высоких энергий, нельзя рассматривать изолированно от предыдущего опыта ядерной физики. Поэтому, прежде чем переходить к рассмотрению высокоэнергетических процессов, полезно кратко суммировать результаты изучения структуры ядра в рамках нерелятивистской теории ядра.

а) Достижения и нерешенные проблемы в нерелятивистской теории ядра. Успехи нерелятивистской теории ядра в описании основных свойств ядер показывают, что в ВФ ядра доминируют нуклонные степени свободы.

1) Нерелятивистская теория разумно описывает основные характеристики дейтона: магнитный момент (с точностью $\sim 1\%$), электромагнитные формфакторы дейтона вплоть до $Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ ⁷⁸ и т. д. (Подчеркнем, что в импульсном пространстве реалистические ВФ дейтона — ВФ Рейда, Парижского потенциала, Хамады — Джонстона и т. д. серьезно различаются только при $k \geq 0,6-0,8 \text{ ГэВ/с}$, где нерелятивистское приближение неприменимо.)

2) В явлениях, где существенны передачи импульсов $\leq 0,2 \text{ ГэВ/с}$, неплохо работает модель независимых частиц, модель оболочек (см., например, ⁷⁹).

3) В случае тяжелых ядер плодотворными оказались подходы, использующие феноменологическое парное взаимодействие между нуклонами, которое включает в себя и часть многочастичных корреляций (см. обзоры ^{4,7,8}). Сопоставление используемых для этих целей внешне различных эффективных потенциалов показывает, что в области существенных импульсов $\leq 200 \text{ МэВ/с}$ они близки друг к другу по основным параметрам⁸⁰.

4) Совокупность данных по упругому протон-ядерному рассеянию при $T_p \leq 1 \text{ ГэВ}$ согласуется со стандартной моделью Глаубера с пустотным значением сечения pN -расстояния с точностью порядка $\sim 2\%$ ⁸¹.

*) Такая величина импульсной компоненты ВФ ядра не противоречит существующим расчетам в модели Бракнера⁸, где эта величина составляет 75—85%.

5) Анализ квазиупругих (e, e')-реакций на ^{12}C (Fe) указывает, что только $\sim 75\%$ (60%) нуклонов находятся под поверхностью Ферми ⁸².

6) Анализ экспериментов по фоторасщеплению ядер (см., например, ⁸³) и поглощению медленных пионов ядрами (см., например, ⁸⁴) указывает, что при $A \geq 12$ значительное число нуклонов находятся над поверхностью Ферми

$$\int n_A(k) \theta(k - k_F) d^3k \sim 20-40\%$$

и, в основном, принадлежат парным нуклонным корреляциям.

7) Расчеты с использованием реалистических нуклон-нуклонных потенциалов занижают энергию связи легчайших ядер ^3He , ^4He (для потенциала Рейда на 20% ⁹).

8) Не удалось получить правильные значения энергии связи на нуклон для ^{16}O и плотности ядерного вещества для бесконечной ядерной материи ⁸⁵. Последняя трудность, возможно, связана с учетом трехчастичных сил ⁸⁶.

9) Не выяснено происхождение ядерных сил и, в особенности, природа ядерного кора.

б) Э ф ф е к т ЕМС. О б л а с т ь $x > 0,3$. Наиболее прямым способом изучения структуры ядра является глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах в бьеркеновском пределе, когда $q^2 \equiv -Q^2$ — квадрат импульса, переданного адронной системе (квадрат «массы» виртуального фотона) и масса рожденной адронной системы — W^2 велики, а

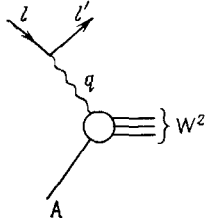


Рис. 2

$$x = \frac{Q^2}{2m_N q_0} \quad (2.1)$$

фиксировано. (Все обозначения соответствуют рис. 2.) В рамках КХД удается доказать, что при фиксированном x и $Q^2 \rightarrow \infty$ доминирует рассеяние на отдельных кварках ядра (см., например, ¹¹). Таким образом, в глубоконеупругом рассеянии лептонов на ядрах непосредственно измеряется импульсное распределение кварков (антикварков) в ядре.

Недавно ЕМС измерила полное сечение глубоконеупругого рассеяния мюонов на Fe и D:

$$\mu + \text{Fe (D)} \rightarrow \mu + X \quad (2.2)$$

при $9 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 170 \text{ ГэВ}^2$ при фиксированной бьеркеновской переменной x (см. (2.1)) и обнаружила заметное отличие в x -распределении кварков в Fe и D *) (см. рис. 1) ¹². Вскоре существование эффекта при $x \geq 0,3$ было подтверждено в экспериментах по рассеянию электронов ^{13,14}. Нейтринные данные также не противоречат существованию эффекта при $x > 0,3$ ^{15,16}. Широкий интерес к этому открытию обусловлен качественным несоответствием наблюдений и ожиданий нерелятивистской теории ядра, принимающей, что ядра состоят только из нуклонов (ср. обсуждение после (2.7)).

Для описания реакции (2.2) обычно используют разложение амплитуды процесса $\gamma^* A \rightarrow \gamma^* A$ по неупругим формфакторам:

$$\text{Im } A_{\mu\nu}^{\gamma^* A \rightarrow \gamma^* A} = \frac{F_{2A}(x, Q^2)}{(p_A q)} \left(p_{A\mu} - q_\mu \frac{(p_A q)}{q^2} \right) \left(p_{A\nu} - q_\nu \frac{(p_A q)}{q^2} \right) - \\ - F_{1A}(x, Q^2) \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right). \quad (2.3)$$

*) Как было указано в ⁸⁶, качественно похожее поведение наблюдается в адронных процессах при высокой энергии для сечения фрагментации пионов из ядер. Однако зависимость от атомного номера для эффекта ЕМС существенно слабее, чем в случае фрагментации пионов из ядер, где сечение при $0,6 < x < 1$ может быть параметризовано как $A^{2/3} + x^{1/3}$ ⁸⁶ (ср. рис. 4). Не исключено, что это отличие обусловлено поглощением пионов в ядре (см., например, ⁸⁷). Кроме того, в случае фрагментации $^4\text{He} \rightarrow \pi$ пока наблюдалось усиление выхода пионов, а не ослабление, как в ¹⁴.

Сечение инклюзивного процесса $\mu + A \rightarrow \mu' + X$ (т. е. процесса, где кроме лептона, не регистрируются другие частицы) прямо выражается через эти формфакторы:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \left(\frac{F_{2A}(x, Q^2)}{(p_A q)} \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2F_{1A}(x, Q^2)}{M_A} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.4)$$

Здесь E — энергия начального лептона, а θ — угол рассеяния в системе покоя ядра. Наиболее подробные данные существуют для $F_{2A}(x, Q^2)$.

Рассмотрим вначале кинематическую область $x > 0,2$, где эффекты больших продольных расстояний во взаимодействии γ^* с ядром малы. В этой области, если ядро состоит только из нуклонов, σ_{γ^*A} сводится к сумме сечений рассеяния на отдельных нуклонах ядра (ср. обсуждение в п. в) гл. 2):

$$F_{2A}(x, Q^2) = \int \rho_A^N(\alpha, k_t) F_{2N}\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) \frac{d\alpha}{\alpha} d^2k_t; \quad (2.5)$$

здесь $\rho_A^N(\alpha, k_t)$ — матрица плотности нуклонов в ядре на световом конусе. В нерелятивистском приближении α следует заменить на ³⁸

$$\alpha = 1 + \frac{k_3}{m_N}, \quad (2.6)$$

а $(1/m_N)\rho_A^N(\alpha, k_t)$ на $n_A^N(k)$ — нерелятивистскую матрицу плотности нуклонов с импульсом k в ядре. Необходимость использования ВФ на световом конусе для описания процессов при высокой энергии и их связь с нерелятивистской теорией ядра объяснены в Приложении. $F_{2N}(x, Q^2) = (1/2)(F_{2p}(x, Q^2) + F_{2n}(x, Q^2))$ — структурная функция нуклона. При $x \ll 1$ полезно разложить $F_{2N}(x/\alpha)$ в ряд по степеням $(1 - \alpha)$. В силу правил сумм для полного момента ядра ³⁸ линейное по $(1 - \alpha)$ слагаемое сокращается при суммировании вкладов от рассеяния на всех нуклонах ядра. Таким образом, для $F_{2N}(x) = c(1 - x)^3$ (которая разумно аппроксимирует экспериментальные данные при больших W^2) структурная функция ядра при $x \ll 1$ приобретает вид *)

$$\frac{1}{A} F_{2A}(x, Q^2) = F_{2N}(x, Q^2) \left[1 + \frac{2x}{(1-x)^2} \left(x - \frac{1}{2} \right) \langle k_A^2 \rangle m_N^2 \right]; \quad (2.7)$$

здесь

$$\langle k_A^2 \rangle = \int k^2 n_A^N(k) d^3k.$$

Поскольку $\langle k_A^2 \rangle > \langle k_D^2 \rangle$, то $R_A = (2/A) F_{2A}/F_{2D} < 1$ при $x < 0,5$ и $R_A > 1$ при $x > 0,5$ в противоречии с опытом (рис. 1) **), независимо от формы ВФ ядра. Следовательно, эффект ЕМС при $x > 0,3$ однозначно указывает на присутствие ненуклонной компоненты в ВФ ядра ***). Подчеркнем, что уравнения ренормгруппы позволяют по измеренному распределению кварков при больших Q^2 восстановить распределение кварков в ядре при небольших Q^2 , сравнимых с масштабом, характерным для жестких ядерных процессов.

Практически все гипотезы, претендующие на объяснение падения $R_A(x, Q^2)$ при $x \sim 0,5$, принимают, что в ядре железа с вероятностью $\sim 20-30\%$ присутствует высокоэнергетическая компонента, отвечающая либо а) высокоимпульсной $k > k_F$ компоненте с небольшой ненуклонной

*) Расчеты, использующие реалистические ВФ ядра, показывают, что (2.7) является разумным приближением к (2.5) при $x < 0,6$. Подчеркнем, что неопределенности в величине поправки на ферми-движение при $x < 0,6$ малы, так как $\langle k_A^2 \rangle$ известно из опытов по рассеянию электронов на ядрах в квазиупругой области.

**) Небольшая поправка на неодинаковое число p, n в Fe учтена в рис. 1.

***) Анализ экспериментальных данных на водороде указывает ^{88a}, что при $x > 0,65$ в области Q^2 , изучавшейся в ¹⁴, важен вклад высоких твистов. Поэтому при $x > 0,65$ измеренное в ¹⁴ $F_{2A}(x, Q^2)$ не выражается непосредственно через распределение кварков в ядре, а эффекты ферми-движения по оценке ^{88b} существенно меньше, чем при $Q^2 \sim 100 \text{ ГэВ}^2$.

примесью ^{19,20}, либо б) экзотическим состояниям: многокварковые мешки, изобары... ^{23-28,89 *}).

Первая по времени гипотеза для объяснения эффекта ЕМС была высказана Джаффе ²³, а вслед за ним и целым рядом авторов (см., например, ²⁴⁻²⁸). Он предположил, что когда нуклоны подходят на малые расстояния, — то образуется единый 6q, 9q . . . мешок. (Та же гипотеза предлагалась ранее, чтобы объяснить наблюдаемое рождение кумулятивных частиц и упругий формфактор D ^{34-36,55-59}). В результате кварки движутся в большем объеме, чем в нуклоне, что и приводит, в силу принципа неопределенности, к смягчению распределения кварков в 6q мешке по сравнению с нуклоном. Для иллюстрации Джаффе предложил формулу для структурной функции шестикваркового мешка радиуса R_{6q} :

$$F_{26q}(x) = 2F_{2N} \left(\frac{R_{6q}}{R_N} x \right). \quad (2.8)$$

Уравнение (2.8) искусственно обрезает область $x > 0,8$ и противоречит данным ^{13,14,41}. Поэтому для описания функциональной зависимости $F_{26q}(x)$ от x часто используют ²⁴ оценку теории возмущений КХД ⁹⁰ или формулы размерностного счета ⁹¹: $F_{26q}(x) \sim [1 - (x/2)]^{10}$, а $F_{2N}(x) \sim (1 - x)^3$. Таким образом,

$$R_A(x) - 1 \approx c(A) \left(1 - \frac{x}{2}\right)^{10} (1 - x)^{-3}. \quad (2.8')$$

Эту формулу можно обобщить и на случай 9-, 12-кварковых систем (см., например, ²⁴). Поскольку вывод формул кваркового счета существенно использует ограниченность фазового объема при $x \rightarrow 1$ ($x \rightarrow 2$), нам неизвестны теоретические основания для применимости (2.8'), неочевиден даже знак $R_A(0,5 - 0,6) - 1$ ⁹². Легко проверить, что (2.8') имеет минимум при $x \sim 0,5$. При $x \geq 0,85$ $R_A(x)$ быстро растет с x . Подгонка данных ¹² приводит к величине вероятности 6q-компоненты $P_{6q} \sim 20\%$ в железе.

Рассмотренные модели являются частными случаями гипотезы о том, что эффект ЕМС обусловлен кварковой структурой короткодействующих нуклонных корреляций. Это позволяет оценить зависимость эффекта ЕМС от атомного номера. В рамках стандартной теории ядра ожидаем ^{93,94}, что вероятность корреляций из j нуклонов пропорциональна

$$c_j(A) \sim \int \rho_A^j(r) d^3r \sim A^{0,15}, A^{0,27}, A^{0,27} \text{ при } j = 2, 3, 4 \text{ для } A \geq 12, \quad (2.9)$$

где $\rho_A(r)$ — плотность нуклонов в ядре (см. обсуждение в ³⁸). Зависимость $c_j(A)$ от A при $A < 12$ можно определить из околороговых (e, e')-реакций, из рождения кумулятивных частиц (см. гл. 4). Ожидаемая зависимость $R_A - 1$ от A для случая парных и тройных корреляций приведена на рис. 4 и не противоречит данным ¹⁴. Напротив, предположение ²⁶ о доминировании в эффекте ЕМС-рассеяния на α -кластерах в ядрах противоречит опыту, так как предсказывает, что $1 - R_A$ должно быть максимально для рассеяния на ⁴He, ¹²C, ¹⁶O ²⁶.

Характерное для обсуждаемых моделей предположение о доминировании ненуклонных степеней свободы в ВФ короткодействующих корреляций соответствует значительной экзотической компоненте в ВФ ядра (на нуклон) **):

$$P_{экз} \geq [1 - R_A(x)] \left(1 - \frac{F_{2экз}(x)}{F_{2N}(x)}\right)^{-1} \sim 20 - 30\%|_{Fe}, \quad 30 - 40\%|_{Pb},$$

*) Примесь Δ -изобар в ВФ ядра на уровне, обычно обсуждаемом в ядерной физике, не позволяет объяснить эффект: при учете зарядовой независимости требуется примесь Δ -изобар $\sim 30\%$ ⁸⁹.

**) Это ограничение может быть ослаблено при введении не только многокварковой, но и пионной компонент в ВФ ядра (см., например, ^{25, 27}).

где $F_{2\text{эк}}(x)$ — структурная функция экзотической компоненты. Введение столь большой экзотической компоненты в ВФ ядра, по-видимому, трудно совместить с успешной феноменологией нерелятивистской ядерной физики и с физикой жестких ядерных процессов (см. обсуждение в гл. 3, 4).

Альтернативная гипотеза^{19,20} сводится к предположению, что эффект ЕМС обусловлен подавлением редкой но доминирующей в $F_{2N}(x, Q^2)$ при $x > 0,5$ кварковой компоненты в ВФ связанного нуклона, находящегося на средних межнуклонных расстояниях в ядре. Ожидаемый масштаб подавления можно оценить, заметив, что величина поправки к описанию ядра как системы из нуклонов с фиксированной структурой характеризуется отношением типичных частот в ядре и в нуклоне:

$$\kappa = \left| \frac{U}{\Delta E} \right| \sim \frac{1}{10}; \quad (2.10)$$

здесь U — среднее значение потенциала для нуклона в ядре $U \approx 40$ МэВ $\Delta E \approx M_{N^*,\Delta} - M_N \sim 0,3 - 0,5$ ГэВ — характерная энергия возбуждения нуклона.

Одним из проявлений КХД является наличие в адронах кварк-глюонных компонент разного пространственного размера как следствие спонтанно нарушенной киральной симметрии в КХД. Максимальный радиус (бесконечный в пределе нулевых масс кварков) имеет пионное облако вокруг нуклона. В результате наблюдается заметное различие в величине электромагнитного и аксиального радиусов нуклона: $r_{\text{акс}}^2/r_{\text{э.м.}}^2 \approx 0,5$, так как вследствие нулевого спина π с ним не взаимодействует аксиальный ток. Более того, в теории возмущений КХД возникло представление о наличии слабовзаимодействующих сжатых конфигураций СК в обычных адронах⁹⁵. Было обнаружено, что сечение взаимодействия «белых» частиц падает с уменьшением r — радиуса области в пространстве, занимаемой цветными зарядами в адроне $\sim r^2$ при $r \rightarrow 0$. Для количественного описания эффекта ЕМС достаточно, чтобы радиус конфигураций в нуклоне, содержащих кварк с $x > 0,5$, был заметно меньше среднего радиуса нуклона:

$$\frac{r_N^2(x_q > 0,5)}{r_N^2} \ll \frac{1}{3}. \quad (2.11)$$

Фит к упругим и неупругим формфакторам нуклона⁹⁶ указывает, что $|3q\rangle$ -компонента в непертурбативной ВФ нуклона присутствует в нуклоне с вероятностью $P \sim 0,1-0,2$ и доминирует в $F_{2N}(x, a^2)$ при $x \gtrsim 0,5$ *). Радиус этой компоненты оказался мал: $r_{3q}^2/r_N^2 \sim 0,1$. Присутствие СК в адронах должно проявляться и в их взаимодействии при низкой энергии. Например, если ядерные силы — результат обмена мезонами M ($M = \pi, \omega, \dots$), тогда, повторяя рассуждения, обычно используемые при вычислении формфакторов адронов^{90,91}, приходим к выводу²⁰, что в случае «сжатого» нуклона ($r_N \rightarrow 0$) вершина MNN падает как r_N^2 **). Действительно, по мере сжатия нуклона ($r_N \rightarrow 0$) растут характерные импульсы кварков в нуклоне $k \sim r_N^{-1}$ и по сравнению со случаем точечного мезона добавочный пропагатор глюона находится

*) В литературе обсуждались и другие экспериментальные указания на существование СК в адронах, а также предлагались эксперименты по прямому поиску СК^{98-102, 19,20,38}.

**) Этот результат согласуется с гипотезой векторной доминантности, обычно применяемой к вершине γNN , в том смысле слова, что по мере сжатия нуклона растет относительный вес СК в фотоне. Напомним, что СК в фотоне наблюдались в процессе $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны (см., например, ¹⁰³).

в асимптотических условиях (ср. рис. 3). Таким образом, потенциал межнуклонного взаимодействия должен падать при $r_N \rightarrow 0$ как *)

$$V_{NN}(r_N, R) \sim r_N^2 \tilde{V}(R); \quad (2.12)$$

здесь R — расстояние между нуклонами.

Поскольку взаимодействие между нуклонами различно для разных кварк-глюонных конфигураций в ВФ нуклона, наличие ядерной среды приводит к деформации ВФ нуклона, связанного в ядре. В случае СК отношение вероятностей СК в связанном и свободном нуклоне может быть выражено через $U(R_{ij})$ — обычный межнуклонный потенциал и $\Delta E \sim 0,3-0,5$ ГэВ — энергия, характерная для СК ¹⁹:

$$\delta = 1 + 2 \sum_{j(j \neq i)} U(R_{ij}) (\Delta E)^{-1}. \quad (2.13)$$

Фактор подавления в случае ВФ ядра в импульсном пространстве, в приближении самосогласованного поля, имеет вид ²⁰

$$\delta(k) = 1 - 4 \left(\frac{k^2}{2m_N} + \varepsilon_A \right) (\Delta E)^{-1} \quad (2.14)$$

при $k < 0,4-0,5$ ГэВ/с,

здесь ε_A — энергия связи нуклона. В приближении парных нуклонных корреляций $\delta(k)$ имеет вид

$$\delta(k) = 1 - \frac{4k^2}{2m_N \Delta \tilde{E}}, \quad (2.15)$$

где $\Delta \tilde{E}$ — характерная энергия возбуждения для парных нуклонных корреляций. Из-за того, что основной вклад в парные корреляции дают корреляции с квантовыми числами дейтона, для которых запрещены переходы «D» $\rightarrow N\Delta$, $\Delta \tilde{E}$ должно быть заметно больше ΔE ($\Delta \tilde{E} \sim 1,5-2 \Delta E$). Так что (2.14) эффективно применимо и для парных корреляций. По способу вывода (2.14) справедливо только при $|\delta(k) - 1| \ll 1$, т. е. вне области ядерного кора.

Характер деформации ВФ связанного нуклона в области ядерного кора можно предсказать, используя вариационный принцип. Поскольку в этой области увеличение вероятности ТПК приводит к увеличению энергии связи, то они усилены, т. е. $\delta > 1$.

Таким образом, при $x \gtrsim 0,5$, где эффекты ферми-движения еще не велики и где доминирует рассеяние на СК, приходим к оценке

$$R_A(x) \equiv \frac{2}{A} F_{2A}(x, Q^2) F_{2D}^{-1}(x, Q^2) \Big|_{x \sim 0,5} \approx 1 + \frac{4\tilde{U}_A}{\Delta E} \sim 0,75 - 0,85; \quad (2.16)$$

*) Как указали Й. де Кам и Г. Пирнер (1982), такого рода эффекты важны для стабилизации мешка с пионным полем.

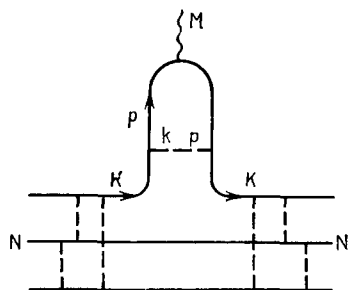


Рис. 3

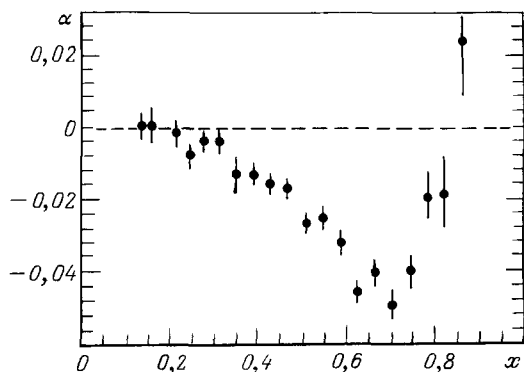
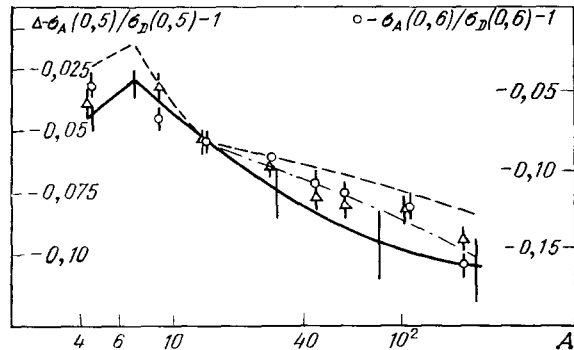


Рис. 4. Зависимость $(2/A) \sigma_A(x)/\sigma_D(x)$ от A , параметризованная в виде $c(x) A^{\alpha(x)}$ ¹⁴

здесь мы использовали $\bar{U}_A = 40$ МэВ, $\Delta E = 0,5 - 0,8$ ГэВ *). Эта оценка разумно согласуется с наблюдаемой величиной R_A . Характерным свойством (2.7) и (2.16) является факторизация зависимости $R_A - 1$ от x и от A при $x < 0,7$, где вклад нуклонных корреляций составляет поправку. Это предсказание ²⁰ разумно согласуется с опытом ¹⁴. Отметим, для контраста,

Рис. 5. Сравнение данных ¹⁴ для $(2/A) \sigma_A(x)/\sigma_D(x) - 1$ с предсказаниями механизма подавления точечноподобных конфигураций (сплошная кривая, ошибки на кривой отражают неопределенности в величине \bar{U}_A) и механизмов деформации двух- и трехнуклонных корреляций (штриховая и штрих-пунктирная линии)



что само R_A сложным образом зависит от x и A (см. рис. 4). Более того, (2.16), использующее измерение \bar{U}_A на разных ядрах ¹⁰⁴, и расчет \bar{U}_{He} ¹⁰⁵, приводят к A -зависимости $R_A - 1$, хорошо согласующейся с недавними измерениями в SLAC ¹⁴ (рис. 5).

Для того чтобы учесть одновременно эффекты деформации нуклонов и ферми-движение для $F_{2A}(x, Q^2)$, следует в импульсном приближении для

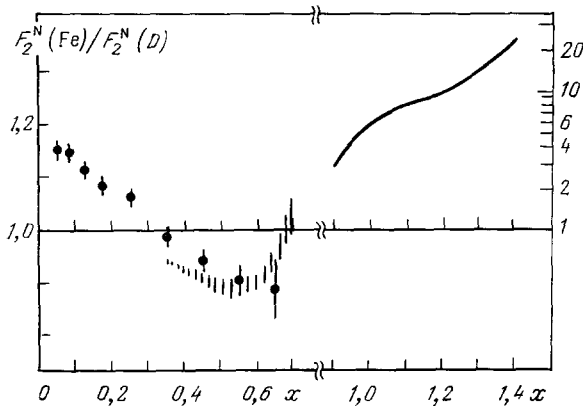


Рис. 6. Сравнение данных ¹⁴ с расчетом по формуле (2.17)

F_{2A} заменить $F_{2N}(x, Q^2)$ на $F_{2N}^{\text{eff}}(x, Q^2)$ — структурную функцию деформированного нуклона. В результате имеем

$$F_{2A}(x, Q^2) = \int F_{2N}^{\text{eff}}\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) \rho_A^N(\alpha, p_t) \frac{d\alpha}{\alpha} d^2 p_t; \quad (2.17)$$

здесь $x = -Aq^2/2q_0 m_A$, а ρ_A^N — матрица плотности нуклонов в ядре ⁹⁴. Для оценки $\eta(k, x) \equiv F_{2N}^{\text{eff}}(k, x, Q^2)/F_{2N}(x, Q^2)$ можно использовать приведенную выше аргументацию, согласно которой $\eta(k, x) \approx \delta(k)$ (≈ 1) при $x \geq 0,6$ ($x \leq 0,3$). Уравнение (2.17) с $\delta(k)$ из (2.15) и $\Delta E \sim (0,5-0,8)$ ГэВ и ρ_A^N из ³⁸ неплохо описывает данные ¹⁴ (рис. 6) при $x > 0,35$.

*) Именно ΔE такого масштаба нужно для объяснения дифракционных процессов на нуклонах и ядрах ^{99, 100}.

Очевидно, что эффект подавления СК должен проявляться и в рассеянии на дейтоне. Недавно появились данные по реакции $e + D \rightarrow e + p + n^{108}$, которые, по-видимому, указывают на существование такого эффекта (см. обсуждение в гл. 4.1).

Обсуждаемые эффекты слабо сказываются на средних характеристиках нуклонов в ядре, так как, в основном, поляризуемость нуклона сводится к изменению вероятности СК от $P \sim 0,1 - 0,2$ до $P(\delta)$. В результате радиус связанного нуклона в ядре увеличивается на $1-3\%$ за счет роста вероятности средних конфигураций от $1 - P$ до $1 - P + (1 - \delta)P^{20}$. К близкой оценке приводит учет в модели мешков уменьшения взаимодействия с уменьшением радиуса нуклонного мешка ²⁰:

$$\frac{r_{\text{связ}}}{r_{\text{своб}}} \approx 1 - \frac{2}{3} \frac{\bar{U}}{M_N} \approx 1,03. \quad (2.18)$$

Отметим, что оценка величины $r_{\text{связ}}$ $r_{\text{своб}}$ основана на конкретном предположении о динамике взаимодействия нуклонов в средней кварк-глюонной конфигурации и является модельно зависимой. Например, в модели киральных мешков учет усиления пионного поля в ядре приводит к сжатию мешка по сравнению со случаем свободного нуклона ^{69,70}. Тем не менее интересно, что успех формул глауберовского приближения в описании полных сечений рассеяния адронов на ядрах см. обзор ⁸¹ не противоречит заметной величине СК как в налетающем адроне ¹⁰⁰, так и в нуклоне, связанном в ядре ²⁰ (ср. (2.18)).

Примесь ненуклонных компонент $-P_{\Delta, N^*, N, \pi}$ за счет подавления СК в связанном нуклоне также оказывается невелика: $4U_{\Delta} P_{\text{СК}}/\Delta E \sim 2-4\%$. Подавление СК в связанном нуклоне приводит также к небольшой поправке к энергии связи нуклона в ядре ($\Delta \epsilon \sim 1$ МэВ) ²⁰. Впрочем, вклад от деформации средних конфигураций в нуклоне, который в настоящее время трудно оценить, может приводить к сравнимому увеличению энергии связи *).

Хотя разбухание нуклонов приводит лишь к малым поправкам в явлениях, обычно обсуждаемых в ядерной физике **), однако по мере увеличения плотности ядерного вещества растет притяжение между нуклонами. В результате увеличиваются радиус связанного нуклона (2.18) и, следовательно, относительный вес возбужденных состояний в нуклоне, т. е. изменяется локальная структура ядерного вещества. Напрашивается аналогия между свойствами сверхплотного ядерного вещества и неидеального экситонного газа, где учет внутренней структуры экситонов приводит к похожим изменениям параметров экситонов ²¹. Эта аналогия подсказывает, что ЕМС эффект можно рассматривать как указание на возможность фазового перехода в сверхплотном ядерном веществе, аналогичного фазовому переходу экситонный газ \rightarrow электрон-дырочная жидкость ^{21,22}. Однако энергия возбуждения нуклона $m_{N^*} - m_N \gtrsim 0,3$ ГэВ является большой величиной, и, следовательно, в реалистической ситуации обсуждаемый эффект является поправкой. С ростом плотности ядерного вещества увеличивается вероят-

) Разбухание нуклонов-квазичастиц в ядрах давно обсуждается в ядерной физике, например Ноблом ¹⁰⁷ и Б. З. Копелиовичем и Ф. Нидермайером (1981 г). Параметры этого объекта r^ , m^* ¹⁰⁷ качественно другие ($r^*/r_{\text{своб}} \approx m_N/m^* \sim 1,3$, $m_N - m^* \approx 0,25$ ГэВ, чем для связанного нуклона в ядре (2.18). Подчеркнем, что сечение глубоко-неупругого рассеяния лептонов на ядрах не выражается простым образом через сечение рассеяния на квазичастицах. Если игнорировать качественное различие между квазичастицей и связанным нуклоном в ядре, использовать предположение Нобла, что $r^* \sim 1/m^*$, а также (2.18) без множителя $2/3$ и (2.8), то удастся фитировать данные ЕМС ¹⁰⁸. Платой за пренебрежение зависимостью взаимодействия от радиуса кварк-глюонной конфигурации является полученная в ¹⁰⁸ величина энергии связи ядра (на нуклон): $\epsilon = m_N - m^* - \langle k_A^2 \rangle / 2m_N = -U_{\Delta} - 3k_F^2 / 10m_N \approx 30$ Мэв.

**) Поправка к магнитным моментам нуклонов, связанных в ядре за счет разбухания нуклона, приводит в модели мешков MIT для нуклона к росту $\mu_{\text{теор}}$ на фактор $r_{\text{связ}}/r_{\text{своб}}$ и заметно улучшает согласие с опытом теоретических расчетов μ_d , $\mu_{\text{He}} + \mu_{\text{H}}$.

ность обмена кварками и глюонами между нуклонами. В результате свойства ядерного вещества начинают определяться характером возбуждений в двухнуклонной системе (дибарионные резонансы?). Количественное рассмотрение этого круга вопросов находится в зачаточном состоянии.

В работе ²⁹ было отмечено, что эффект ЕМС при всех x можно полуквантованно описать как следствие различия радиационных эффектов в КХД на ядре и нуклоне, если предположить, что радиус экранировки цвета в ядре больше, чем на нуклоне на 10—20 %. В работах ^{92,109} указано на возможность перемешивания кварков между нуклонами, находящимися на малых относительных расстояниях ³⁴, как на причину увеличения радиуса экранировки цвета. При этом авторы приходят к выводу, что в тяжелом ядре ~80 % нуклонов принадлежат ненуклонной компоненте. В моделях типа модели Лоу ⁹⁵ рост радиуса экранировки цвета на 10—20 % должен приводить к сравнимому росту сечения рассеяния адронов на связанных нуклонах ядра, например, в случае $p^4\text{He}$ -рассеяния. Однако глауберовское приближение согласуется с опытом с точностью ~2 % ⁸¹.

Для выяснения природы эффекта ЕМС при $x > 0,3$ в первую очередь необходимо уточнить существующие ограничения на примесь экзотической компоненты в ВФ ядра (см. п. в) гл. 3). Необходимо также непосредственно исследовать сжатую компоненту в ВФ нуклона. По-видимому, наиболее наглядно это можно осуществить, изучив в hA -рассеянии множественность адронов, ассоциированных с рождением дрелл-яновской пары лептонов ¹⁹ (другие предложения см. в ^{38,101,102}).

в) Э ф ф е к т Е М С п р и $x < 0,2$. Группой ЕМС ^{12,15} было обнаружено, что при $Q^2 \geq 9 \text{ ГэВ}^2$ и $x < 0,2$ отношение $R(x, Q^2)$ заметно превышает 1 и слабо зависит от Q^2 (см. рис. 1). Экспериментальные данные SLAC ^{13,14,110} противоречивы: последние измерения ¹⁴ не обнаружили при $x \sim 0,1$ зависимости $\tilde{R}_A = \sigma_{eA}/\sigma_{eD}$ от Q^2 при $2 \leq Q^2 \leq 5 \text{ ГэВ}^2$, однако, в отличие от ¹², $\tilde{R}_A \approx 1$ при $x \leq 0,3$. Напротив, более ранние данные ^{136, 110} при $Q^2 \sim 2 \text{ ГэВ}^2$ и $x \sim 0,1$ совместны с ¹² и одновременно указывают на падение R_A по сравнению с ¹² при $x < 0,1$. Как отмечалось в ряде работ ¹¹¹, расхождение результатов ¹⁴ с результатами ^{12,110} могло бы быть связано с заметной величиной $\sigma_L/\sigma_T|_{Fe} - \sigma_L/\sigma_T|_D \approx 0,15$ при $x \sim 0,1$ и $Q^2 \sim 2 - 5 \text{ ГэВ}^2$. Используя стандартные формулы теории возмущений КХД (см., например, ¹¹), можно показать, что такое значительное отличие, по-видимому, могло бы возникнуть только за счет эффектов, степенным образом убывающих с ростом Q^2 (высших твистов). Оно приводило бы к качественному различию F_{1A}/F_D и F_{2A}/F_{2D} в кинематике SLAC. Например, $F_{1Fe}^{(N)}/F_{1D}^{(N)} < 1$. $F_{2Fe}^{(N)}/F_{2D}^{(N)} > 1$ при $x \sim 0,1$, $Q^2 \sim 2 \text{ ГэВ}^2$. Ввиду того, что в скейлинговом пределе эти отношения должны практически совпадать, сильная зависимость σ_L/σ_T от A (если она подтвердится в последующих экспериментах) серьезно затруднит интерпретацию данных SLAC в терминах распределения кварков в ядре.

Теоретическое обсуждение происхождения эффекта ЕМС при $x < 0,2$ мы начнем с использования точных правил сумм, следующих из КХД. Для анализа удобно представить F_{2A} в виде $F_{2A}(x, Q^2) = V_A(x, Q^2) + O_A(x, Q^2)$, здесь V_A — распределение валентных кварков в ядре — несет информацию о его квантовых числах. O_A — вклад в сечение от рассеяния γ^* на кварк-антикварковом «море» в ядре. Изучение $\nu, \bar{\nu}$, A -рассеяния позволяет разделить на опыте V_A и O_A , так как нейтрино по-разному взаимодействует с кварками и антикварками.

Используя точное правило сумм для барионного заряда ^{38,23}

$$\int_0^A \left[\frac{1}{A} V_A(x, Q^2) - \frac{1}{2} V_D(x, Q^2) \right] \frac{dx}{x} = 0, \quad (2.19)$$

легко показать, что, если принять, что $(2/A) V_A(x, Q^2)/V_D(x, Q^2) \geq 1$ при $x < 0,05$, тогда наблюдаемый рост $F_{2A}(x, Q^2)$ при малых x должен быть обусловлен ростом моря в Fe на фактор 1,4—1,6²³. В то же время для согласования правил сумм (2.19) с наблюдаемым эффектом ЕМС достаточно, чтобы $(2/A) V_A(x, Q^2)/V_D(x, Q^2) \approx 2/3$ при $x \lesssim 10^{-2}$ как следствие глауберовского экранирования, что близко к наблюдавшейся в¹¹² величине $(1/A) F_{2A}/F_{2N}$ при $x \sim 10^{-2}$ и $Q^2 \approx 2$ ГэВ². Подчеркнем, что явление экранировки в σ_{γ^*A} теоретически недостаточно исследовано. Известно только, что в КХД экранировка присутствует в лидирующем по Q^2 слагаемом^{19,101}. Отметим также,

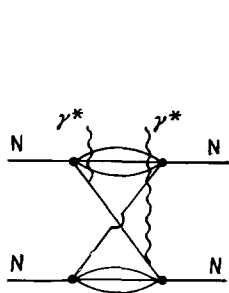


Рис. 7

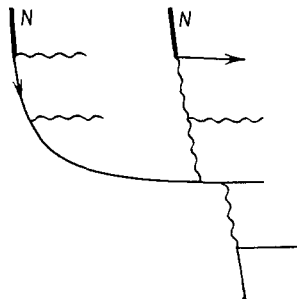


Рис. 8

что, как показывает анализ правила сумм для полного импульса ядра, предположение, что экранировка существенна только для $O_A(x, Q^2)$ при $x \sim 10^{-2}$ ³⁰, не позволяет объяснить существующие данные ЕМС при $x \sim 0,1$.

При мере уменьшения x растут существенные в процессе взаимодействия γ^* с нуклонами ядра продольные расстояния: $z \simeq 1/m_N x$. При $x \sim 0,1$ они сравниваются со

средними межнуклонными расстояниями в ядре. В результате импульсное приближение на языке распределений кварков не эквивалентно импульсному приближению в терминах нуклонных (кластерных) степеней свободы в ВФ ядра. Примером могут служить диаграммы типа рис. 7, где происходит обмен партонами между разными нуклонами (кластерами) ядра¹¹³. При $x > 0,1$, где можно пренебречь импульсами кластеров в ядре по сравнению с импульсами партонов в кластере изменение партонных распределений имеет вид $\delta\rho_A(x) \sim \lambda p_{c1}^2(x)/(R_A m_N x) (R_A^2 k_t^2)$; здесь R_A — радиус ядра, k_t^2 — средний квадрат поперечного импульса партона, $p_{c1}(x)$ — распределение партонов в нуклоне (кластере), λ — численный множитель ~ 1 . Основные уроки этого вычисления состоят в том, что при малых x графики типа рис. 7 — флуктуации плотности партонов, пионов и т. д. — важны, однако они быстро убывают с ростом x и становятся несущественной поправкой при $x > 0,2$.

Из общих соображений удастся вычислить только зависимость $R_A(0, 1)$ от атомного номера, так как она определяется тем, что γ^* взаимодействует с обоими нуклонами ядра:

$$R_A(x \sim 0,1) \sim$$

$$\sim \int \rho_A(r_1) \rho_A(r_2) d^3r_1 d^3r_2 \left(\frac{1}{m_N x} - |z_1 - z_2| \right) \theta(1\Phi_M - |r_{1t} - r_{2t}|); \quad (2.20)$$

здесь $\rho_A(r)$ — плотность нуклонов в ядре. $R_A(0, 1)$ ожидается несколько более быстрой функцией от A , чем $R_A(0,5)$ ²⁰.

Другой механизм отвечает слиянию партонов разных нуклонов ядра³². В рамках теории возмущений КХД естественно ожидать²⁰, что при $x \sim 0,1$ основную роль должны играть графики типа рис. 8, отвечающие слиянию кварков и глюонов, так как при $x > 0,05$ $V_N(x) < O_N(x)$. Количественный расчет этого механизма (даже выяснение знака эффекта при $x \sim 0,1$) затруднителен, так как необходимо решать уравнения баланса в области, где виртуальности в вершинах взаимодействия партонов невелики.

В ряде работ^{23, 31-33} рост R_A при $x \lesssim 0,2$ был интерпретирован как сугубо ядерный эффект усиления нестатического пионного поля в ядерной среде. Расчеты, выполненные в рамках модели ферми-жидкости, указывают,

что предконденсация пионного поля в ядре приводит к росту $O_A(x, Q^2)$, совместному с наблюдаемой величиной $\Delta = (1/A) F_{2A}(x, Q^2) - (1/2) F_{2D}(x, Q^2)^2$ при $x < 0,2$. Однако формулы³² нарушают следующее из КХД точное (при $Q^2 \rightarrow \infty$) правило сумм для импульса ядра, уносимого партонами. (В используемом в³² формализме доля импульса ядра, уносимая пионом $\alpha_\pi \approx k_3/m_A$, может быть как положительной, так и отрицательной!). Учет правил сумм с помощью формализма ВФ ядра на световом конусе приводит к существенно меньшему (на фактор $\sim 1/3$) усилению $R_A - 1$ ³³. Однако в расчетах^{32,33} не учтено рассеяние $\nu, \bar{\nu}$ на мезонах, которыми обмениваются нуклоны (графики типа рис. 7, где вместо обмена кварками происходит обмен мезонами). В целом теоретический анализ возможной роли мезонного поля в ядре является незавершенным.

Подчеркнем, что экспериментальные данные по рассеянию $\nu, \bar{\nu}$ на ядрах¹⁵ пока не указывают на заметное отличие $O_A(x, Q^2)/O_N(x, Q^2)$ от 1. В частности, предварительные данные коллаборации CDHS по отношению распределений антикварков в протоне и железе при $\langle Q^2 \rangle = 7 \text{ ГэВ}^2$ позволяют оценить максимально возможный вклад пионного поля \bar{u}, \bar{d} -кварков в $\Delta(x, Q^2)$. Он оказался значительно меньше величины Δ , наблюдавшейся в¹², что, очевидно, не согласуется с ожиданиями^{23,25,27,31,32}. Как было отмечено в^{111г}, введение растущего с A вклада продольного сечения σ_L не меняет этого заключения.

В целях полноты отметим, что к небольшому усилению $F_{2A}(x, Q^2)$ при малых x на фактор $(1 - \langle \delta \rangle P)/(1 - P) \sim 1,03$ приводит обсуждавшийся выше эффект роста вероятности средних конфигураций в связанном нуклоне. Возможный вклад деформации средних конфигураций трудно оценить.

Из анализа предложенных механизмов видно, что критическим для понимания природы ЕМС эффекта при $x < 0,2$ является разделение вкладов V_A и O_A . Такие эксперименты выполняются в настоящее время как с использованием $\nu, \bar{\nu}$, А-расстояния, так и с помощью реакции $\mu + A \rightarrow \mu + h + X$ с регистрацией адрона h в области фрагментации γ^* (группа ЕМС). Требуется также выяснить теоретически и экспериментально, как зависит экранировка σ_{γ^*A} при $x \leq 10^{-2}$ от Q^2 .

3. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТРУКТУРЕ ЯДРА

Цель настоящей главы — объяснить, какие теоретические проблемы возникают на пути построения микроскопической теории ядра, основанной на КХД.

а) Мезонная гипотеза о природе ядерных сил. Исследование рассеяния нуклонов с энергиями ниже порога рождения мезонов позволило выяснить, что ядерные силы в широкой области межнуклонных расстояний r похожи на силы Ван-дер-Ваальса (рис. 9), но отличаются от них тем, что экспоненциально падают при больших r . Качественное понимание экспоненциального падения ядерных сил с ростом r основано на идее Юкавы, что ядерный потенциал сводится к фурье-преобразованию графиков с обменом частицами:

$$V(r) \sim \int e^{iqr} \frac{d^3q}{M^2 + q^2} \sim \frac{e^{-Mr}}{r}, \quad (3.1)$$

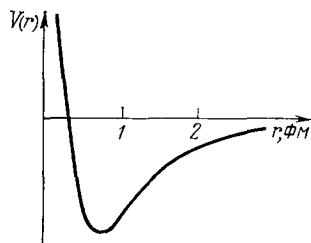


Рис. 9

где M — масса обмениваемой частицы. Таким образом, асимптотический вид потенциала при больших r дается обменом частицей с минимальной массой — π -мезоном. Экспериментальным подтверждением этой идеи является согласие с опытом расчета периферических фаз NN рассеяния на основе π -обмена (Померанчук). В настоящее время вся совокупность данных ядерной физики

указывает, что приближение однопионного обмена количественно описывает дальнедействующую часть ядерного потенциала при $r \gg 1/m_\pi$.

В дальнейшем были предприняты попытки вычислить потенциал $V(r)$ на средних и малых расстояниях на основе представления об обменах более тяжелыми мезонами (ρ , ω , 2π ...) (модель ОВЕР; см. обзор в ¹¹⁴). На этом пути удалось количественно описать фазы NN-рассеяния. Однако некоторые из используемых параметров мезон-нуклонного взаимодействия существенно расходятся с ожиданиями, основанными на опыте физики элементарных частиц. Так, например, для описания ядерного кора необходимо значительно большее значение константы $g_{\omega NN}$, чем следует из модели векторной доминантности. Существует целый ряд явлений, которые могут быть интерпретированы как взаимодействие налетающей частицы с мезонным потенциалом, так называемые мезонные токи (см. обзор в ⁷⁸). Однако в тех случаях, когда важны обмены тяжелыми мезонами, теоретическая интерпретация не является однозначной, поскольку величина вклада мезонных обменных токов сильно зависит от практически неизвестных формфакторов для вершин типа $\rho\pi\pi$.

Известные сегодня мезонные модели квантовой теории поля качественно не согласуются с КХД, так как вместо асимптотической свободы на малых расстояниях (в КХД) в этих моделях инвариантный заряд растет с уменьшением расстояний. В то же время теоретико-полевое взаимодействие векторных мезонов с нуклонами даже в «древесном» (борновском) приближении нарушает унитарность *).

Из-за составной природы нуклонов и мезонов неочевидно, что представление о мезонных обменах является адекватным приближением на межнуклонных расстояниях

$$r \leq 2r_N + 2r_M \sim 2 \Phi_M, \quad (3.2)$$

когда мезон уже не может «поместиться» между нуклонами (r_N (r_M) — радиус нуклона (мезона)). С точки зрения вычисления лестничных кварк-глюонных диаграмм, отвечающих обмену мезоном, более естественным источником короткодействующих ядерных сил выглядит обмен кварками, глюонами между нуклонами. Не ясно также, совместно ли приближение ОВЕР с отсутствием на опыте заметного усиления нестатического мезонного поля в ядре (см. п. в) гл. 2).

Приближение ОВЕР применялось не только к NN-системе, но и к $NN\bar{N}$ -системе. Как было отмечено еще в 1960 г. Сакураи, в силу отрицательной зарядовой четности векторных мезонов обмен ρ , ω в $NN\bar{N}$ -системе приводит к появлению больших сил притяжения на малых расстояниях ¹¹⁵. В то же время на графиках теории возмущений КХД не видно простой связи между NN - и $NN\bar{N}$ -взаимодействиями (см., например, ^{38,116}).

б) КХД и ядерные силы. Как это часто бывает в науке, квантовая хромодинамика автоматически устранила казалось бы неизбежные трудности мезонной гипотезы о ядерных силах. Вместо «нуль-заряда» в квантовой хромодинамике справедлива асимптотическая свобода. Более того, в отличие от мезонных теоретико-полевых моделей наиболее простым является теоретическое описание процессов, происходящих за короткие промежутки времени. Здесь применима теория возмущений, вследствие асимптотической свободы в КХД, и, следовательно, можно описывать процесс рассеяния в терминах кварков и глюонов. Именно в таких явлениях в первую очередь и проверяются сегодня предсказания КХД. Подчеркнем, однако, что лобовые попытки построить количественную теорию ядерных сил на основе КХД встречаются с очевидными трудностями. Кинематическая область, где применима теория

нуклонных расстояниях. В модели удается вычислить низшие фазы NN-рассеяния при $T_N \leq 1$ ГэВ через радиус мешка b , вычет перехода $NN \rightarrow \text{СКМ}$, энергию СКМ $E_{\text{СКМ}}$. Таким образом, в отличие от более ранних работ (см., например, ^{34-36, 55-59}), удастся включить б \bar{q} -мешки в ВФ дейтона и ядер согласованным с фазами NN-рассеяния образом. Учет сильной связи СКМ и NN-каналов приводит к тому, что, хотя в рамках модели СКМ определяет всю динамику NN-взаимодействия при $r \leq b$, примесь ненуклонных степеней свободы невелика ⁷²:

$$P_{\text{анз}}(D) \sim 2\%, \quad P_{\text{анз}}(A \gg 2) \sim 5\%. \quad (3.4)$$

Если ВФ шестикваркового СКМ описывать моделью MIT, его экзотическая компонента, в основном, связана не с примесью барионных резонансов, а с состояниями, построенными из двух цветных трехкварковых кластеров ³⁶. Последний вывод может оказаться качественно неправильным, так как не учитывает различие в энергиях, характеризующих возбуждение белых и цветных степеней свободы.

Альтернативой к модели мешков является модель конституэнтных кварков МКК, в которой принимается, что свойства адронов определяются взаимодействием кварков между собой, а взаимодействие с вакуумными конденсатами учитывается введением эффективной массы кварка $m_u \approx m_d \approx 300$ МэВ. МКК успешно описывает основные характеристики адронов и даже столкновения адронов высоких энергий (см. обзоры ^{121, 122}). Достижения МКК в описании экспериментальных данных стимулирует развитие потенциальных моделей адронов, в которых принимается, что конституэнтные кварки взаимодействуют между собой посредством парного потенциала, растущего степенным образом с расстоянием (см. обзор и ссылки на более ранние работы в ⁷⁴⁻⁷⁶). На больших расстояниях между нуклонами такое описание некорректно, так как не учитывает рождения $q\bar{q}$ -пар, которое превращает степенное убывание NN-потенциала в экспоненциальное. В предположении, что при $r > 2$ Фм потенциал определяется одноопионным обменом, в ⁷⁶ показано, что при $r < 2$ Фм потенциал NN-взаимодействия, вычисленный вариационным способом по модели ⁷⁶, близок к феноменологическим потенциалам с мягким кором. Притяжение в области $r \sim 1.4$ Фм, в основном, возникает за счет наличия в этой модели пространственно разделенных цветных трехкварковых кластеров. В области кора, согласно ⁷⁶, доминируют белые трехкварковые кластеры, а согласно ^{74, 75} — шестикварковая конфигурация $^4S^2P$. Обсуждаемые модели трудно согласовать с гипотезой конфайнмента кварков и глюонов, так как в них присутствуют ван-дер-ваальсовы цветные силы, которые и дают основное притяжение между нуклонами в ⁷⁶. Более того, взаимодействие цветных объектов на расстояниях > 1 Фм трудно согласовать с расчетами КХД на решетках, указывающими, что на этих расстояниях становятся важными эффекты экранировки цвета (рождение пар из вакуума *).

В целом, хотя применение КХД для построения микроскопической теории ядра носит пока полуколичественный характер, существование значительной высокоимпульсной компоненты в ВФ ядра и наличие большого класса явлений (см. гл. 4), в которых эта компонента может быть количественно исследована, позволяет надеяться, что со временем релятивистская ядерная физика станет одним из способов детального изучения непертурбативных эффектов в КХД.

в) О возможности поиска экзотических степеней свободы в волновой функции ядра. С точки зрения физики сильных взаимодействий описание ядра в терминах только нуклонных степеней свободы может быть лишь приближенным. Основной вопрос

*) Мы благодарны Ю. М. Макеевко за обсуждение этого вопроса.

в том, сколь существенны эти экзотические (не нуклонные) компоненты и какова их структура.

В докварковый период (до ноябрьской революции 1974 г. — открытия ψ -мезона) обсуждалась, главным образом, примесь барионных резонансов в волновой функции ядра, в частности $\Delta\Delta$ -компонента в дейтоне *). Вероятность этой конфигурации $I_{\Delta\Delta}$ можно оценить из размерностных соображений, сравнивая с вероятностью для нуклонов в дейтоне быть в конфигурации с несохранением энергии порядка разности масс системы $\Delta\Delta$ и дейтона ¹¹⁵

$$k_N^{\infty} \geq k_0 = \sqrt{m_\Delta^2 - m_N^2} \approx 0,8 \text{ ГэВ/с}, \quad (3.5)$$

т. е.

$$I_{\Delta\Delta} = \int \psi_D^2(k) d^3k \theta(k - k_0) \approx 5 \cdot 10^{-3}; \quad (3.6)$$

здесь для ψ_D использовались реалистические волновые функции дейтона с кором. Учет интегралов перекрытия в модели одноглюонного обмена приводит к дополнительному подавлению $I_{\Delta\Delta}$ ¹¹⁵: $I_{\Delta\Delta} \sim 10^{-3}$. Близкая величина ожидается в модели СКМ ⁷³. Такая оценка не противоречит результатам экспериментального поиска изобар в дейтоне ¹²³:

$$I_{\Delta\Delta} = (1 \pm 2) \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, экспериментальный поиск примеси изобар в дейтоне, по-видимому, сильно затруднен. Требуются специальные условия, например поиск кумулятивных изобар в глубоконеупругом рассеянии лептонов, чтобы отстроиться от фоновых процессов. Для более тяжелых ядер теоретические ограничения намного менее жестки, так как переходы $NN \rightarrow N\Delta$ слабее подавлены как энергетическими знаменателями, так и комбинаторно, чем в случае перехода $NN \rightarrow \Delta\Delta$. Поэтому интересно измерить отношение инклюзивных сечений реакций при высоких энергиях **)

$$\frac{\alpha d\sigma^{h+A \rightarrow \Delta(N^*, N\pi \dots) + X}}{d^2k_t} (\alpha, k_t) \left(\frac{\alpha d\sigma^{h+A \rightarrow N+X}}{d\alpha d^2k_t} \right)^{-1} \text{ при } \alpha_A > 1.$$

Для подавления возможного рождения N^* и Δ за счет вторичных процессов необходимо использовать легчайшие ядра с $A \leq 6$. В настоящее время, насколько нам известно, такие данные вообще отсутствуют. Ограничения уже на уровне $1/3$ были бы содержательны.

Кварковая физика поставила вопрос о шестикварковых конфигурациях в дейтоне, в которых кварки, принадлежащие протону и нейтрону, перемешаны ³⁴⁻³⁶. Однако, как отметил Фейнман ¹²⁴, любое «белое» состояние может быть описано как в терминах адронных, так и кварк-глюонных степеней свободы. Какое описание более простое, является динамической проблемой. Если цветные кластеры пространственно не разделены, то описание в терминах «белых» адронных степеней свободы столь же удобно. Напротив, если существуют в дейтоне пространственно разделенные цветные группы из трех кварков, то такое состояние удобнее описывать в терминах кварковых степеней свободы. Использование одновременно обоих описаний имеет явные преимущества. Например, отсутствие заметных неупругостей в NN -взаимодействии с изотопическим спином, равным нулю, позволяет оценить, что дейтон можно описывать в терминах нуклонных степеней свободы в достаточно широкой области (см. (3.5)). Напротив, на языке кварков проще оценить зависимость от импульса так называемых жестких ядерных процессов ¹²⁵. Напомним, что, именно, такая программа действий привела к успеху в описании свойств адронов на основе дисперсионных правил сумм ⁵.

*) Вследствие равенства нулю изоспина D в нем нет ΔN -компоненты.

**) Здесь α/A — доля импульса ядра, уносимая Δ -изобарой, в системе отсчета, где ядро быстрое (см. уравнение (4.9)).

Перечислим существующие ограничения на экзотическую барионную компоненту в ВФ ядра (ср. также обсуждение в гл. 2).

а) Нерелятивистская теория дейтона при импульсах нуклонов $k \leq 0,2 - 0,3$ ГэВ/с согласуется с опытом с точностью $\sim 10\%$, а в случае $k \geq 0,3$ ГэВ/с (жесткие ядерные процессы; гл. 4) двухнуклонное приближение описывает сечения с точностью $\sim 30\%$. Таким образом, экзотическая компонента должна приводить лишь к поправкам во вкладе нуклонной компоненты. Если принять, что переход в экзотическую компоненту возможен только на расстояниях $\leq 1/m_\pi$ или $k \geq 200$ МэВ/с, то для $P_{\text{экз}}(D)$ имеем ограничение:

$$P_{\text{экз}}(D) < 3\%. \quad (3.7)$$

Определенное ограничение накладывает также согласие нерелятивистской теории со статическими характеристиками дейтона.

б) Для ${}^3\text{He}$ из анализа $p^3\text{He}$ -рассеяния¹²⁶ следует ограничение на примесь легких ненуклонных компонент, в основном Δ -изобары (на один нуклон)

$$P_{\text{экз}}({}^3\text{He}) < 1,7\%. \quad (3.8)$$

в) В случае углерода анализ (e, e') -реакций в области квазиупругого пика⁸² приводит к интегральной оценке: вероятность найти нуклон в ядре с импульсом меньше фермиевского составляет $\sim 75\%$ ⁸². С другой стороны, вероятность найти в ядре нуклон с импульсом ≥ 300 МэВ/с составляет величину $\sim 30\%$ (см. гл. 4). Учитывая неопределенности в этих числах, мы приходим к консервативной оценке сверху на величину экзотической компоненты:

$$P_{\text{экз}}({}^{12}\text{C}) < 10\%. \quad (3.9)$$

Как и в случае дейтона, в широком интервале импульсов нуклонов она является лишь поправкой к нуклонной высокоимпульсной компоненте. Оценку, близкую к (3.9), можно получить и в случае Fe, однако она является менее надежной из-за отсутствия данных по лептонным реакциям на Fe при $x > 1^*$).

Перспективными для поиска экзотических конфигураций являются корреляционные эксперименты — в первую очередь лептонные реакции при $Q^2 \geq 1$ ГэВ² с регистрацией нескольких частиц в конечном состоянии: на легких ядрах ($A \leq 6$) — $l + A \rightarrow l' + N(\Delta, N\pi) + X$ с $\alpha_N(\alpha_{N\pi}) > 1$. Такие реакции, однако, позволяют искать лишь продукты разрушения многокварковых (в основном бк) конфигураций. Чтобы обнаружить выбивание шестикварка как целого, естественно обратиться к анализу процессов, где изучаются трехчастичные корреляции, отвечающие трем близким соседним нуклонам. Если при сближении двух нуклонов образуется шестикварк, то при сближении трех нуклонов импульс одного нуклона может балансироваться шестикварком. Поэтому, выбивая этот нуклон, одновременно можно освободить шестикварк. Необходимым условием для этого является отбор конфигураций, в которых доминирует рассеяние на тройных корреляциях. Простейшим примером является реакция $e + {}^3\text{He} \rightarrow e + p + X$ с $\alpha_p \geq 1,5$ при $E_e \sim 5$ ГэВ. Отбор событий с $(p_t)_p \approx -(p_t)_e \geq 0,5$ ГэВ/с резко усиливает вклад от упругого рассеяния электрона на быстром нуклоне ядра. Для поиска проявлений бк-конфигураций следует изучать состав системы, летящей вперед ($2N, 2N\pi \dots$), и искать пики в спектре масс этой системы. Можно также изучать аналогичную реакцию с кумулятивным пионом, глубококонечноеупругое рассеяние и использовать вместо лептона адрон (см. также обсуждение в³⁸ и в п. а) гл. 4).

*) Успешное описание многочисленных характеристик тяжелых ядер в рамках традиционных ядерных подходов трудно использовать для получения ограничений на $P_{\text{экз}}$, так как оно исходит из эффективного NN-взаимодействия, в параметры которого, в принципе, может быть «запрятана» большая ненуклонная компонента.

Для выяснения динамики NN-взаимодействия важно также изучить, существуют ли дибарионные резонансы, широко обсуждающиеся в последнее время (см. обзор в ¹²⁷). Теоретическая и экспериментальная ситуация здесь пока неудовлетворительна, так как положения предполагаемых резонансов близки к порогам рождения изобар. Как показывают расчеты (см., например, ¹²⁸), открытие канала реакции с изобарами приводит к нерегулярностям, близким к тем, что наблюдались на опыте. Поскольку согласно существующим фазовым анализам дибарионы, в основном, имеют неупругие моды распада, необходимо аккуратно изучить неупругие реакции, где вклад дибарионов должен быть усилен: $NN \rightarrow N\Delta$, $N + N \rightarrow N + \Delta$, $\pi D \rightarrow N\Delta$, (πNN) , $N + d \rightarrow NNN$, $NN \rightarrow \pi D$. Отметим, что в этих реакциях можно также сравнительно легко измерить поляризацию Δ и существуют довольно простые способы измерения поляризации быстрого дейтона ¹²⁹.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ЯДРАХ ПРИ РАССЕЯНИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Насколько нам известно, методы физики высоких энергий впервые целенаправленно использовались для измерения высокоимпульсной компоненты ВФ ядра в работе ¹³⁰, где изучалось подпороговое рождение антипротонов. За последние годы с появлением большой совокупности данных по адронным ⁴³⁻⁵⁰, а затем и лептонным реакциям ^{37,39-42} с большой передачей энергии нуклонам ядра появилась возможность приступить к исследованию не только величины, но и структуры короткодействующих нуклонных корреляций в ВФ ядра.

а) Околопороговые (e, e') -реакции при больших Q^2 . В SLAC изучалось неупругое рассеяние электронов на ядрах D, ^{3,4} He, Al при $Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2$ ^{39,40}

$$e + A \rightarrow e' + X \quad (4.1)$$

вблизи кинематической границы, т. е. когда масса рожденной системы X невелика: $W - M_A \leq 0,3 \text{ ГэВ}$, а $x = Q^2/2q_0 m_N > 1$. В этой кинематике рождение пионов сильно подавлено, так что X представляет собой систему нуклонов и ядерных фрагментов. Естественным механизмом для реакции (4.1) (см., например, ¹³¹ и ссылки в ней) является упругое рассеяние e на нуклоне с большим импульсом k , направленным навстречу q (в системе покоя ядра A), так как только в этом случае $W - M_A$ может быть небольшим. То есть в этих процессах кинематически усилен вклад от высокоимпульсной компоненты ВФ ядра.

$A = 2$. В области $W - M_D \geq 50 \text{ МэВ}$, где взаимодействие в конечном состоянии невелико, процесс описывается суммой диаграмм рис. 11, отвечающих импульсному приближению и интерференции соответственно. Сечение

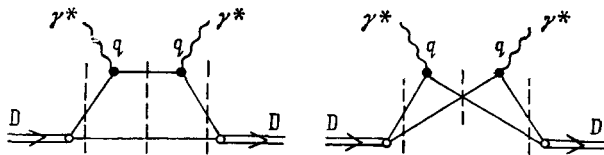


Рис. 11

выражается через ВФ дейтона на световом конусе, которая в двухнуклонном приближении практически совпадает с нерелятивистской ВФ дейтона ^{52 *}). Результаты расчета с использованием стандартных ВФ дейтона с ко-

*) Этот результат следует из требования, чтобы двухнуклонное приближение для ВФ NN-системы на световом конусе было бы справедливо при произвольном направлении оси квантования. Если потенциал в уравнении Вайнберга нарушает это условие, то не удастся добиться лоренц-инвариантности амплитуды $NN \rightarrow NN$ -рассеяния на массовой поверхности.

ром ¹²⁵ разумно согласуются с данными SLAC ³⁹ *). Интересный способ проверки доминирования диаграммы 11а предложен в ¹³¹ в рамках нерелятивистского рассмотрения, где отношение

$$\frac{\partial q_0}{\partial y} \frac{d\sigma^{e+D \rightarrow e'+x}}{d\Omega_e dE_e} (\sigma_{\text{Mott}} |f^2(Q^2)|)^{-1} = F(y) \quad (4.2)$$

при больших Q^2 должно зависеть только от переменной y , определяемой из закона сохранения энергии

$$q_0 + m_D = \sqrt{m^2 + (q_3 - y)^2} + \sqrt{m^2 + y^2} \quad (4.3)$$

— так называемый y -скейлинг; здесь $|f(Q^2)|^2$ — квадрат соответствующего нуклонного формфактора, а σ_{Mott} — сечение рассеяния на точечном нуклоне. Анализ ¹³⁶ показал, что y -скейлинг согласуется с данными ^{38,106}. (Учет релятивистского движения нуклонов ²⁵ не приводит к заметному нарушению y -скейлинга ¹³⁷.) Это является независимой проверкой предположения, что в процессе (4.1) измеряется ВФ дейтона. В целом анализ (e, e') -реакций на дейтоне показал, что двухнуклонное приближение неплохо работает при $Q^2 \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ вплоть до $k \leq 0,6 \text{ ГэВ}/c$, причем $\int \psi_D^2(k) d^3k \cdot \theta(k - 0,3 \text{ ГэВ}/c) \sim \sim 4-5 \%$ **). Основной вклад в этот интеграл дает D волна, что согласуется с наблюдаемым поведением упругого сечения hD -рассеяния в области переданных импульсов $(0,3-0,4) \text{ ГэВ}^2$ (см., например, ¹³⁸) и данными по упругому pD -рассеянию ¹³⁹ ***).

Разумно ожидать, что при $Q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2$ в формфакторе нуклона (как и в $F_{2N}(x, Q^2)$ при $x \geq 0,6$) доминирует рассеяние на СК в ВФ нуклона. Поскольку в связанном нуклоне вероятность СК подавлена (ср. ур. (2.15')), двухнуклонное приближение должно завышать сечение реакции $eD \rightarrow eNN$ при больших Q^2 и $k \leq 0,5 \text{ ГэВ}/c$ на фактор $\delta_D(k)$ ²⁰. Кроме того, при $k \geq 0,5 \text{ ГэВ}/c$ ожидается дополнительное (по сравнению с эффектом ЕМС) падение сечения, так как деформированный нуклон не может фрагментировать в силу ограниченности фазового объема в разрешенные по квантовым числам состояния. Уточненные данные, сообщенные нам Р. Арнольдом ¹⁰⁶, не противостоят существованию такого эффекта (рис. 12). Подчеркнем, что, поскольку при $Q^2 \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ стандартные ВФ дейтона (ВФ Рейда, мягкий кор) описывают сечение (см. рис. 12), на опыте наблюдается именно отклонение от двухнуклонного приближения. Необходимы детальные измерения сечения реакции $eD \rightarrow e + p + n$, так как эта реакция при $Q^2 \geq 4 \text{ ГэВ}^2$ может дать непосредственную информацию о шестикварковой компоненте в дейтоне (ср. п. а) гл. 3).

$A \geq 3$. При $A > 2$ большой импульс нуклона k , на котором рассеивается электрон, может балансироваться не только одним нуклоном с импульсом $-k$, как в дейтоне (парная корреляция), а двумя нуклонами с $k_1 \sim \sim k_2 \sim -k/2$ (тройная корреляция) и т. д. Поэтому удобно представить сечение реакции (4.1) как сумму сечений рассеяния на 2-, 3-, ...-нуклонных

*) Расчет ¹³² с теми же ВФ позволяет описать и упругие формфакторы дейтона ³⁷ вплоть до $Q^2 \sim 4 \text{ ГэВ}^2$. Однако в этом случае сечение серьезно зависит от экспериментально плохо изученного электрического формфактора нейтрона ^{38,132-135}.

**) В ¹³⁶ утверждалось, что фит к экспериментальным данным по (e, e') -реакции на дейтоне требует в 2—3 раза большей высокоимпульсной компоненты ВФ дейтона, чем в стандартных ВФ дейтона. Как указал Чиоффи дельи Атти, этот вывод, в основном, обусловлен некорректными приближениями, использованными при анализе данных в ¹³⁶.

***) Поскольку в данной реакции W^2 ограничено, заметную роль может играть взаимодействие в конечном состоянии. Импульсное приближение, использующее плоские волны для описания конечного состояния, как следствие притяжения между нуклонами, недооценивает сечение. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

корреляциях ³⁸:

$$\sigma_A(x, Q^2) = A \sum_{j=2}^A a_j(A) \sigma_j(x, Q^2). \quad (4.4)$$

Мы воспользовались тем, что при больших x ВФ j -нуклонной корреляции и, следовательно, сечение рассеяния на ней определяются лишь локальными

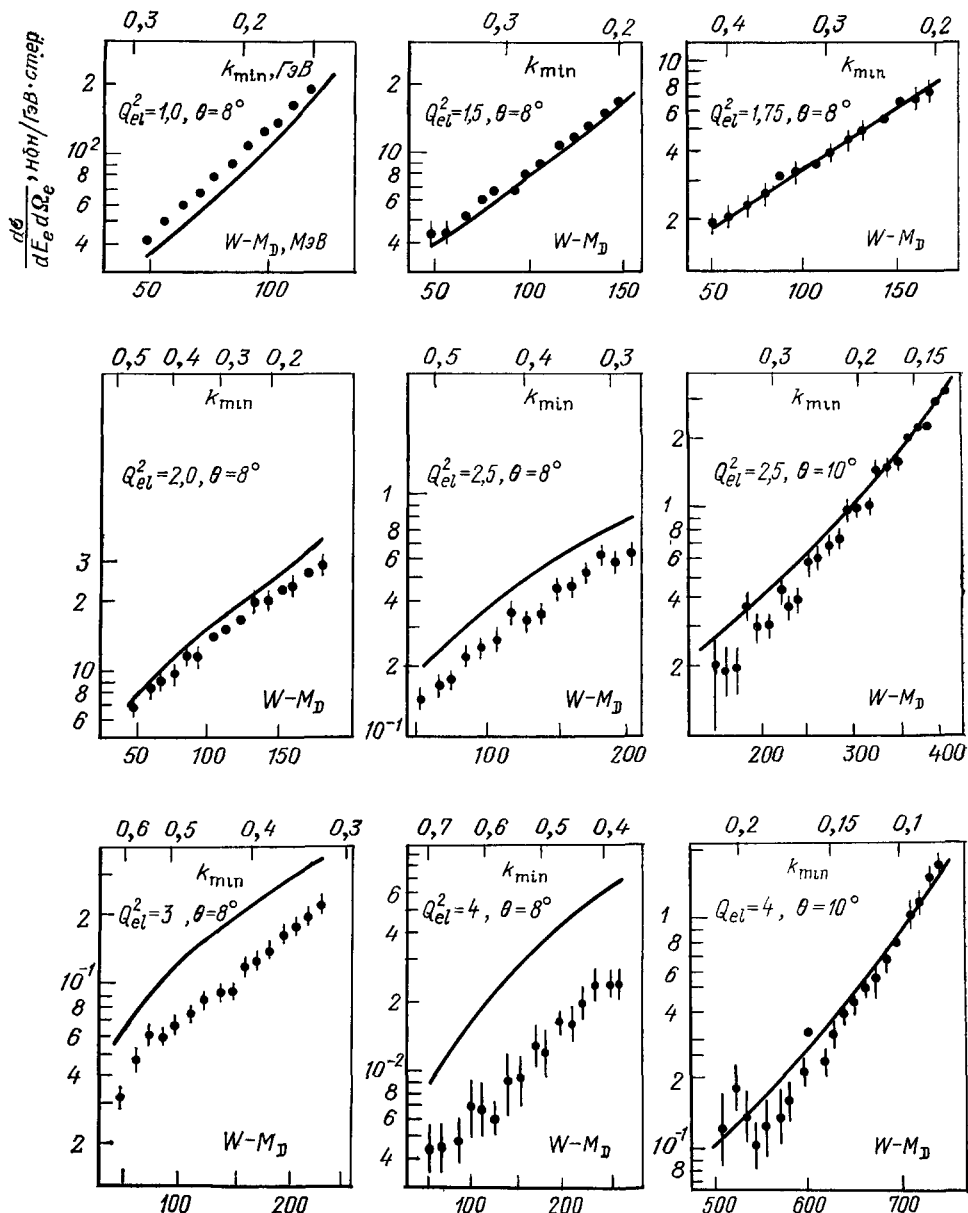


Рис. 12. Зависимость сечения реакции $e + D \rightarrow e + X^{106}$ от инвариантной массы рожденной системы W и минимального импульса нуклона в ВФ дейтона k_{\min} , разрешенного при данных Q^2 и W .

Q_{el}^2 обозначает Q^2 для упругого рассеяния электрона на дейтоне (нуклоне) при $\theta = 8^\circ(10^\circ)$. Кривые — расчет по двухнуклонному приближению с ВФ дейтона (Рейд, мягкий кор). Как и в ¹⁰⁶, чтобы подавить взаимодействие в конечном состоянии, наложено ограничение $W - M_D \geq 50$ МэВ

свойствами ядерного вещества, а от ядра зависит лишь относительная вероятность j -нуклонной корреляции $a_j(A)$. Поэтому очевидно, что (4.4) должно иметь место в случае, если электрон рассеивается на $6q$ -, $9q$ -, ... -кластерах (ср. 140)*). Из кинематики следует, что

$$\sigma_j(x, Q^2) = 0 \text{ при } x > j. \quad (4.5)$$

Нормировку σ_2 удобно выбрать так, что при $x > 1$ $\sigma_2(x, Q^2) = \sigma_D(x, Q^2)$. Из условия (4.5) следует, что при $x \geq 2$ $\sigma_3(x, Q^2) \sim \sigma_{He}(x, Q^2)$. Так как ядро является довольно разреженной системой, в области $j > x > j-1$ должен доминировать вклад j -нуклонной корреляции. Поэтому отношение

$$\frac{\sigma_A(x, Q^2)}{\sigma_{A=j}(x, Q^2)} \Big|_{j-1 < x < j} \approx \frac{A}{j} a_j \quad (4.6)$$

должно слабо зависеть от x , Q^2 ³⁸ **). Соотношение (4.6) объясняет наблюдаемые регулярности в экспериментальных данных по околопороговым (e, e')-реакциям на 3He , 4He , Al :

а) $\sigma_{He}(x, Q^2)/\sigma_D(x, Q^2)$ практически не зависит от x при $1 \ll x \ll 2$ (рис. 13), причем величина этого отношения согласуется с ожиданиями ³⁸, основанными на анализе выходов кумулятивных p, π из 4He (см. ниже).

б) $R(x, Q^2) = \sigma_{He}(x, Q^2)/\sigma_{He}(x, Q^2)|_{2 < x < 3}$ также слабо зависит от Q^2 (рис. 14), хотя σ_{He}, σ_{He} убывают в обсуждаемом интервале Q^2 в 100 раз. Наблюдаемая величина $R \sim 3$ отвечает увеличению вероятности ppn - и ppp -троек в 4He в 2 раза по сравнению с вероятностью корреляции в 3He , что согласуется с комбинаторной оценкой, основанной на близости радиусов 3He и 4He ³⁸.

в) Сопоставление приведенного в ^{40b} спектра на пустой мишени, сделанной из алюминия, с данными для 4He указывает, что $(1/27) \sigma_{Al}/(1/4) \sigma_{He} \sim 2$ и слабо зависит от x в области $2 \leq x \leq 2,7$ ^{***}).

В работе ⁴⁰ утверждалось, что данные для $\sigma_{He}(x, Q^2)$ на фактор ~ 5 превышают результаты теоретического расчета, основанного на решении уравнения Шрёдингера для 3He с парным NN -взаимодействием. Значительная часть расхождения была связана с тем, что в расчете, использованном в ⁴⁰, была выброшена высокоимпульсная компонента спектральной функции с импульсами $k \geq 0,5$ ГэВ/с. Анализ последних расчетов ¹⁴¹ ВФ 3He указывает, что в области парной корреляции расхождение с опытом, по-видимому, не велико: расчеты приводят к $a_2(^3He) \approx 1,3$, в то время как из данных ^{40, 106} следует $a_2(^3He) \approx 1,7$. Отличие между этими числами того же порядка, что и занижение средней плотности нуклонов в 3He в расчетах ¹⁴¹.

В целом данные по (e, e')-реакциям указывают на значительную абсолютную величину высокоимпульсной компоненты ВФ ядра. Теоретическая интерпретация данных, однако, неоднозначна: они совместны как с разложением сечения по вкладам от парных, тройных, ... нуклонных корреляций (4.4), так и с моделями, где принимается, что импульс быстрого нуклона балансируется системой нуклонов с массой $\sim M_{A-1}^{131}$ (приближение среднего поля).

б) Г л у б о к о н е у п р у г о е lA -р а с с е я н и е п р и $x \geq 1$. Поведение структурных функций ядер $-F_{2A}(x, Q^2)$ при $x > 1$ и их значительная величина были предсказаны в работах ^{132, 142} на основе уравнения (2.17).

*) В ¹⁴⁰ принималось, что процесс происходит за счет рассеяния на $6q$ -, $9q$ -конфигурации. В силу околопороговой кинематики использование в ¹⁴⁰ скейлинговых формул и, следовательно, приближения полноты является неоправданным. Необходимо учитывать подавление сечения, связанное с малостью интеграла перекрытия с двух-, трех- ... нуклонной системой.

**) Поправки, связанные с конечной энергией отделения нуклонов, приводят к тому, что для тяжелых ядер соотношение (4.6) должно выполняться, начиная с больших x .

***) Как сообщил нам Р. Арнольд, в настоящее время проводится специальный анализ данных по рассеянию электронов на алюминии при $x > 1$.

В ¹⁴³ на основе предположения, что зависимость от x_F для спектров кумулятивных частиц совпадает с распределением кварков по x , было предсказано, что $F_{2A}(x) \sim \exp(-ax)$ с $a \approx 7$. В модели малонуклонных корреляций похожесть распределений кумулятивных пионов и кварков в широкой обла-

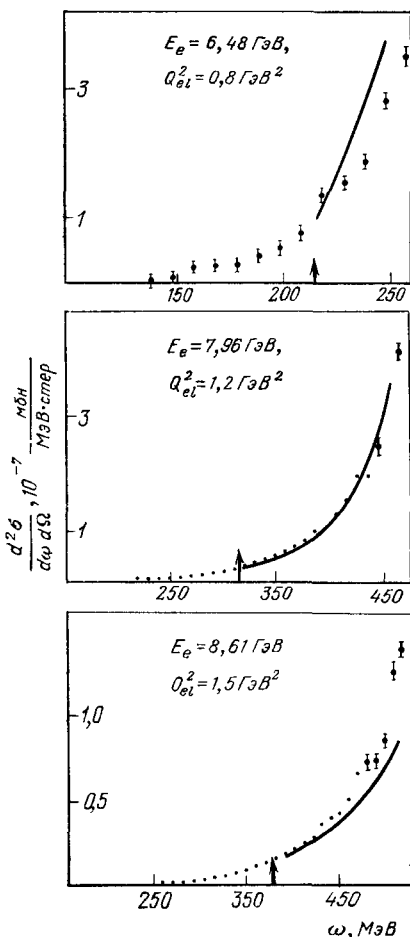


Рис. 13. Зависимость дифференциального сечения (e, e')-реакции на ³He от переданной энергии $\omega = E_1 - E_f$ ^{40a}.

Сплошные кривые — расчет в приближении парной корреляции; стрелки указывают границу области, кинематически запрещенной для рассеяния на дейтоне

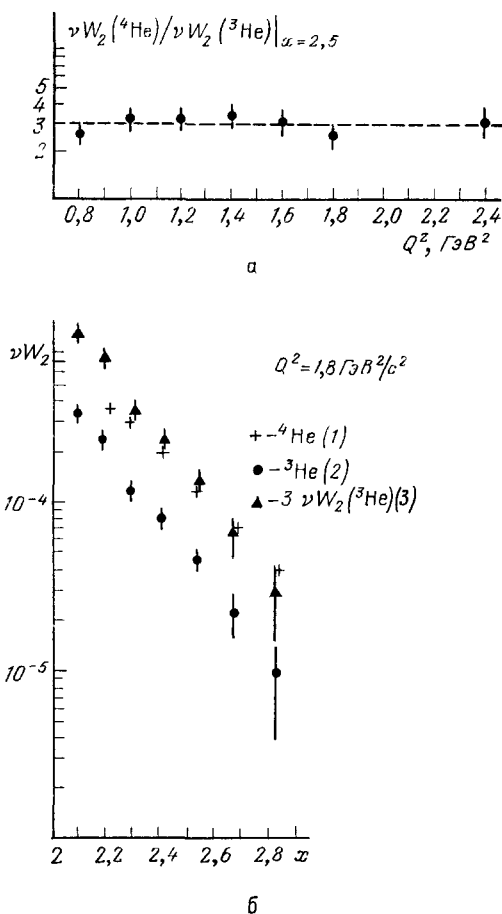


Рис. 14. а — Отношение структурных функций рассеяния на ⁴He и ³He при фиксированном $x = 2,5$ как функция Q^2 (данные из ^{40б}); б — сравнение зависимости от x структурных функций ⁴He и ³He при $Q^2 = 1,8$ ГэВ² (1 — $F_{2^4\text{He}}(x, Q^2)$, 2 — $F_{2^3\text{He}}(x, Q^2)$, 3 — $3 F_{2^3\text{He}}(x, Q^2)$; данные из ^{40б})

сти $x > 1$ возникает при $A > 2$ как следствие близкой функциональной зависимости от x при $x < 0,8$ для спектров пионов в hN-рассеянии и распределения кварков в нуклоне. Однако ожидается ¹²⁵, что в случае дейтона спектр кумулятивных пионов должен убывать при $x \rightarrow 2$ резко медленнее, чем $F_{2D}(x, Q^2)$ (см. формулу (4.12)). Недавно появились предварительные результаты измерения $F_{2C}(x, Q^2)$ при $x \geq 1$ в $\mu^{12}\text{C}$ рассеянии при $Q^2 \sim 100$ ГэВ² (рис. 15) ⁴¹. Экспериментальная величина наклона спектра $a \approx 8-10$ неплохо согласуется с ожиданиями ^{132,142,143}. В то же время, как видно из рис. 15, модели ядра, не содержащие значительной высокоимпульсной компоненты, модель ферми-газа, осцилляторная модель качественно противоречат опыту. Расчет ^{132,142} в рамках приближения парных корреляций, где $\rho_A^p(\alpha, k_t) = \lambda Z \rho_D^p(\alpha, k_t)$ при $k \geq 0,3$ ГэВ/с и $\lambda = 6-8$ ⁵³,

а ρ_D^p то же, что и в (e, e') -реакциях неплохо согласуется с опытом при $x \sim 1$. В области больших x данные согласуются¹⁴⁴ с расчетом^{125,145}, использующим матрицу плотности нуклонов в ядре на световом конусе — $\rho_A^N(\alpha, k_t)$, извлеченную из теоретического анализа процессов с рождением кумулятивных частиц. Необходимость использования ВФ на световом конусе обсуждается в Приложении. Связь ρ_A^N с нерелятивистской ВФ ядра (в той области, где

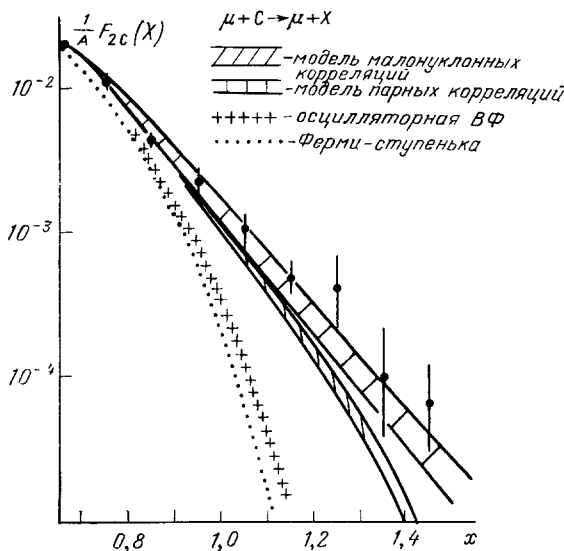


Рис. 15. Сравнение данных⁴¹ с расчетами $F_{2C}(x, Q^2)$, использующими ряд ВФ ядра

такая связь имеет место) рассмотрена в³⁸. Вклад тройных четверных корреляций приводит к росту отношения структурных функций $F_{2A}(x, Q^2)/F_{2D}(x, Q^2)$ при $x > 1$ (см. рис. 6). Рассчитанная таким образом $F_{2D}(x, Q^2)$ согласуется⁵² со скейлинговым пределом $F_{2D}(x, Q^2)$, измеренным в³⁹, где масса рожденного адронного состояния невелика. Величина коэффициента λ , оцененная в⁵³, разумно согласуется^{68,38} с существующими анализами фоторазвала ядер, где измерялось число триплетных pn -пар в ядре ^{12}C с импульсами $k \sim 0,3 - 0,4$ ГэВ/с. Такое значение λ отвечает величине высокоимпульсной компоненты:

$$\int n(k) \theta(k - 0,4 \text{ ГэВ/с}) d^3k \sim 0,15. \quad (4.7)$$

Подчеркнем, что при таком определении λ включает в себя вклад более высоких корреляций. Например, на основе анализа сечения рождения кумулятивных нуклонов³⁸ можно ожидать, что коэффициент собственно при парных корреляциях составляет $\lambda \sim 4-6$.

Данные⁴¹ анализировались также в рамках модели флутонов в^{27,146} *). В отличие от модели малонуклонных корреляций модель предсказывает, что отношение $(1/6) F_{2C}(x, Q^2)/F_{2D}(x, Q^2)$ слабо зависит от x при $1 < x < 1,5$ и составляет ~ 2 . Это число заметно отличается от наблюдаемого на опыте отношения инклюзивных сечений рождения кумулятивных пионов из ^{12}C и D на один нуклон, которое составляет $\sim 5-6$ при $\alpha_\pi > 1$ и растет с ростом α_π ⁸⁷.

*) Ранее^{59b} в модели флутонов рассматривалось поведение $F_{2A}(x, Q^2)$ при $x \gg 1$. Полученное в^{59b} выражение для $F_{2A}(x, Q^2)$ при $x \sim 1$ приводит к $a \approx 0,4$.

Анализ рождения кумулятивных π ^{27,146} использовал кумулятивное число⁷⁹, зависящее от E_{inc} и, следовательно, приводящее к нарушению предельной фрагментации.

в) Рождение кумулятивных нуклонов в рассеянии (анти)нейтрино. В принципе, наиболее эффективным методом исследования структуры короткодействующих корреляций являются глубоко-конеупругие процессы с регистрацией добавочных частиц. В силу кинематики нуклон, летящий в заднюю полусферу с большим импульсом $-p$ (кумулятивный нуклон), может рождаться в результате разрушения корреляции, только если $\bar{\nu}$ рассеивается на нуклоне, коррелированном с выбитым нукло-

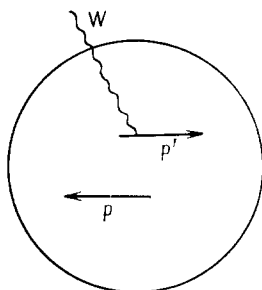


Рис. 16

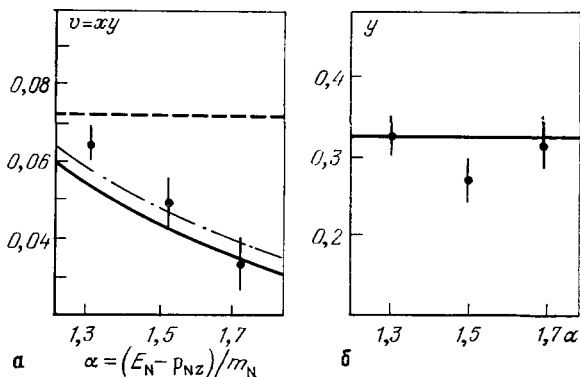


Рис. 17. Зависимость $v(\alpha)$, $y(\alpha)$ для событий с кумулятивными нуклонами в реакции $\bar{\nu} + \text{Ne} \rightarrow \mu^+ + p + X$.

Данные из ⁴²; сплошная кривая — предсказание модели малонуклонных корреляций, штрихпунктирная — эффект 20%-ного вклада вторичных взаимодействий, штриховая — среднее \bar{v} для образца

ном, который движется вперед с импульсом p' (рис. 16) — так называемый *спектаторный механизм* *). В этом случае должен иметь место эффект типа доплеровского: среднее x для событий, где зарегистрирован кумулятивный нуклон с импульсом p , должно быть меньше, чем в среднем событии ⁵³. В случае $\bar{\nu}\text{Ne}$, где эффекты вторичных взаимодействий, по-видимому, невелики, наблюдалось ⁴² уменьшение $\langle v \rangle_p = \langle xy \rangle$, совместное с предсказаниями ^{38,53}, основанными на доминировании пары, тройных нуклонных корреляций в высокоимпульсной компоненте ВФ ядра (рис. 17, а); здесь $y = E_\mu/E_{\bar{\nu}}$. Коэффициенты a_2 , a_3 были определены независимо по анализу адронных процессов с рождением кумулятивных протонов ³⁸ (обсуждение данных ¹⁴⁸ на более тяжелых ядрах с $A \sim 10^2$, где усилены эффекты вторичных взаимодействий, см. в ³⁸). Абсолютная величина сечения также согласуется (с точностью $\sim 20\text{--}30\%$) с величиной высокоимпульсной компоненты ВФ ядра, извлекаемой из величины $F_{2,3C}(x, Q^2)$ при $x \geq 1$ ¹⁴³. В то же время $\langle y \rangle$ не выросло (рис. 17, б). Это нетривиально, так как в среднем событии на нуклоне с уменьшением x растет y (растет вклад от рассеяния $\bar{\nu}$ на морских кварках).

г) Рождение кумулятивных частиц в адронных процессах при высокой энергии. К настоящему времени накоплен большой объем информации о рождении кумулятивных частиц в процессах при высокой энергии ^{43-50,87,149}:

$a + A \rightarrow b + X$, где $a = (\gamma, \nu, \bar{\nu}, \pi, p, \text{легкие ядра...})$, $b = N, \pi$, (4.8)
т. е. в области предельной фрагментации ядра, кинематически запрещенной

*) В силу кинематики $\bar{\nu}N$ -рассеяния относительный вклад от рассеяния на нуклоне, летящем навстречу $\bar{\nu}$, с рождением кумулятивного нуклона составляет величину меньше 1% ¹⁴⁷. Это представляет серьезную трудность для моделей типа среднего поля ⁶⁰⁻⁶³, где рассматривается только такой механизм рождения кумулятивных нуклонов. Рождение кумулятивных нуклонов из корреляций, не разрушенных $\bar{\nu}$, резко подавлено взаимодействием в конечном состоянии (см., например, ¹⁰).

для рассеяния на водороде:

$$\alpha = (E_b - p_{b3}) m_N^{-1} > 1. \quad (4.9)$$

В качестве оси 3 выбрано направление импульса налетающей частицы a .

Исследование процессов (4.8) стимулировалось работой ⁵¹, где предполагалось, что рождение кумулятивных пионов представляет собой процесс предельной фрагментации, обусловленный взаимодействием быстрых частиц

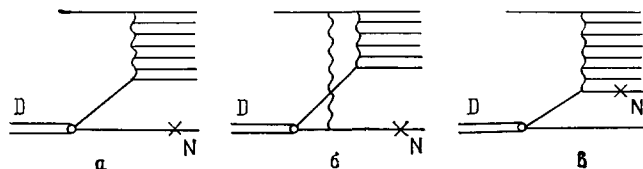


Рис. 18

с флуктуациями ядерной плотности, и работами ⁴³, где были сформулированы основные регулярности рождения кумулятивных протонов в адронных процессах, детальное изложение многочисленных экспериментальных данных и библиографию см. в ^{38,45-49,58,59б,68}.

В типичных неупругих адронных процессах при высокой энергии ($E_a \gg 10$ ГэВ) средние передачи импульса выбитому нуклону ядра не малы ~ 1 ГэВ/с ¹⁰, поэтому и в адронных процессах можно, в принципе, исследовать короткодействующие нуклонные корреляции.

$A = 2$. Основным вкладом высокоимпульсной компоненты ВФ дейтона в сечение рождения кумулятивных нуклонов является так называемый спектаторный механизм ^{52,53}. Амплитуда этого процесса отвечает рассеянию на нуклоне, летящем вперед (рис. 18, a), и глауберовской экранировке (рис. 18, $б$). Вклад прямого механизма — рассеяние на нуклоне, летящем навстречу h (рис. 18, $в$), составляет довольно малую поправку; при малых p для этого механизма глауберовская экранировка сокращается ¹⁴⁰. Окончательный ответ для инклюзивного сечения

$$G_h^{D/N}(\alpha, p_t) \equiv \frac{\alpha d^3 \sigma^{h+D \rightarrow N+x}}{d\alpha d^2 p_t},$$

т. е. сечения, просуммированного по всем процессам и всем параметрам рождающихся частиц, кроме исследуемых, имеет вид ¹⁴⁴

$$G_h^{D/p}(\alpha, p_t) = \kappa_h \sigma_{hh}^{hN} \rho_D^N(\alpha, p_t), \quad (4.10)$$

где множитель $\kappa_h = (0,7 - 0,9)$ учитывает глауберовские экранировки и вклад прямого механизма (выражение для κ_h см. в ^{129,150} *).

Сечение рождения кумулятивных π ... описывается только прямым механизмом и имеет вид ⁵²

$$G_h^{D/\pi}(\alpha, p_t) = \sum_{N=p, n} \int \rho_D^N(\beta, k_t) G_h^{N/\pi}\left(\frac{\alpha}{\beta}, p_t + \frac{\alpha}{\beta} k_t\right) \frac{d^3 \beta}{\beta} d^3 k_t. \quad (4.11)$$

Впервые предположение, что рождение кумулятивных пионов из дейтона — эффект малых межнуклонных расстояний в дейтоне, было высказано Балди-

*) С уменьшением начальной энергии возрастает роль взаимодействия в конечном состоянии, в частности за счет двухступенчатых процессов с рождением Δ -изобары в промежуточном состоянии ^{150,151}. Отметим, что и этот вклад в сечение определяется вероятностью парных нуклонных корреляций, так как он пропорционален $|\psi_D(k \sim 0,3 \text{ ГэВ}/c)|^2$. На возможную роль этого процесса указывают данные по pD -рассеянию при $E_p = 1$ ГэВ ^{152, 153}, где вклад спектаторного механизма составляет небольшую долю сечения (см., например, ⁵⁴). При высокой энергии от поправок, обусловленных такими процессами, можно отделаться, отбирая события со средней множественностью.

ным⁵¹ на основе идеи, что в этом случае два нуклона взаимодействуют как один адрон, т. е. что отношение $G_h^{D/\pi}(\alpha)/G_h^{N/\pi}(\alpha/2)$ не зависит от α .

Расчет по формуле (4.10) с реалистическими ВФ дейтона хорошо согласуется с данными^{46,49} при $\alpha \leq 1,6 - 1,7$ ($k \leq 0,8$ ГэВ/с). При больших α параметрически усилены вклады более сложных кварк-глюонных конфигураций в дейтоне¹²⁵, трехреджеонный вклад^{38,132}, отвечающий режиму $G_h^{D/p}(\alpha, p_t) \sim (2 - \alpha)^2$. Обсуждалось также, что в этой области может быть существенно рождение нуклонов за счет взаимодействия в конечном состоянии посредством цветных сил⁶⁷. Отличительной чертой последнего механизма являются малая ассоциативная множественность, а также подавление рождения кумулятивных нуклонов в глубоконеупругом рассеянии лептонов на дейтоне.

Уравнение 4.11 описывает сечение рождения кумулятивных пионов^{46,50,87} до $\alpha \sim 1,3$. При больших α (где в рамках импульсного приближения доминирует вклад от импульсов $k \geq 1$ ГэВ/с в ВФ дейтона) могут оказаться существенными, как и в случае рождения кумулятивных нуклонов, вклады более сложных кварк-глюонных конфигураций в дейтоне, трехреджеонные вклады, которые в пределе $\alpha \rightarrow 2$ параметрически усилены и приводят к¹²⁵:

$$G_h^{D/\pi}(\alpha)|_{\alpha \rightarrow 2} \sim (2 - \alpha)^5, \quad (4.12)$$

что следует сравнить с $F_{2D}(x) \sim (2 - x)^{10}$, ожидаемой в теории возмущений КХД при $x \rightarrow 2$ ⁹⁰. (Такое поведение $F_{2D}(x)$ не противоречит скейлинговому пределу данных³⁹, где, однако, масса рожденного адронного состояния невелика.) В настоящее время данные для $G_p^{D/\pi}$ имеются только при $\alpha \leq 1,35$ ^{46,50,87}; при $\alpha > 1$ $G_p^{D/\pi}$ убывает приблизительно как $(2 - \alpha)^9$. Подчеркнем, однако, что возможность использования приближения полноты в кинематике эксперимента^{46,87}, особенно при $\alpha \geq 1,3$, вызывает сомнения в силу ограниченности фазового объема (мала инвариантная масса отдачи).

Сопоставление данных по адронным реакциям 4.8 на дейтоне с лептонными процессами показывает, что в широкой кинематической области реакции 4.8 несут прямую информацию о высокоимпульсной компоненте ВФ дейтона.

$A > 2$. Перечислим вначале основные регулярности реакций (4.8), указывающие на то, что мы имеем дело с нетривиальным явлением; более подробный обзор данных см. в³⁸.

а) Зависимость от α для спектра кумулятивных p , π из ${}^4\text{He}$ и более тяжелых ядер практически одинакова при $1,3 \leq \alpha \leq 2$, а при $1,3 \leq \alpha \leq 1,6$ эти спектры близки к спектрам кумулятивных p , π из дейтона^{46,47}.

б) Близки по форме зависимость от α для спектра кумулятивных пионов и от x для структурной функции ядра¹²⁵.

в) Нормированное сечение $G_a^{A/p}(\alpha, p_t) \sigma_{in}^{aN}$ одинаково зависит от A для любых налетающих частиц a и с точностью $\sim 20-30\%$ не зависит от сорта налетающей частицы a , для $a = \gamma, \pi, p, \nu$.

г) $(1/A) G_a^{A/p,\pi}(\alpha, p_t)$ растет с ростом A , причем до $A \leq 12-20$ одинаково для p, π , а при больших A $1/AG_a^{A/p}$ растет заметно быстрее^{46,47,159}.

д) Велики сечения рождения 2-, 3-, ... кумулятивных нуклонов, причем в основном 2 нуклона вылетают из далеких точек ядра^{47,154}.

е) $G_a^{A/p}(\alpha, p_t) \geq 10^2 G_a^{A/\pi}(\alpha, p_t)$, однако α -зависимости $G_a^{A/p}$ и $G_a^{A/\pi}$ близки^{46,47,149}.

Для понимания основных регулярностей ключевыми являются спектральный механизм рождения кумулятивных нуклонов⁵³ и теоретическое наблюдение^{10,144}, что глауберовские экранировки сокращаются в инклюзивном сечении. Поясним это утверждение на примере разрушения начальным адроном h только парных корреляций в ядре. Налетающий адрон h последовательно разрушает все нуклонные корреляции, расположенные на при-

цельном параметре (рис. 19). В среднем акте адрон h неупруго взаимодействует с $\nu = A\sigma_{hN}^{\text{inel}}/\sigma_{hA}^{\text{inel}}$ нуклонами. Поэтому инклюзивное сечение, т. е. сечение, просуммированное по испусканиям нуклонов-спектаторов из любых точек ядра, равно *)

$$E_N \frac{d^3\sigma^{h+A \rightarrow N+X}}{d^3p_N} \approx \nu \sigma_{hA}^{\text{inel}} \varphi_A^2(p_N) = \sigma_{hN}^{\text{inel}} A \varphi_A^2(p_N), \quad (4.13)$$

здесь φ_A^2 — вероятность парной нуклонной корреляции. Применение реджеонной диаграммной техники дает возможность обобщить этот результат на случай произвольных корреляций и учесть глауберовские экранировки, обусловленные рассеянием на корреляциях^{38,144}. Качественные отличия от «настоящего» импульсного приближения проявляются в значительном выходе из средних и тяжелых ядер нескольких кумулятивных нуклонов, а также в росте с A ($\sim A^{1/3}$) продольных размеров области испускания нуклонов. Это предсказание¹⁰ находится в согласии с данными^{47,154}. Картина последовательного выбивания нуклонов позволяет также объяснить угловую зависимость коэффициента слипания для рождения быстрых дейтонов из ядер⁴⁷.

В результате сечение реакций (4.8) может быть записано в форме, аналогичной случаю (e, e') -реакций:

$$G_a^{A/h}(\alpha, p_t) = A \sum_{j=2}^A a_j(A) \sigma_a^{j/h}(\alpha, p_t), \quad (4.14)$$

с теми же коэффициентами с точностью до изотопических эффектов, что и в (4.4). Очевидно, что из (4.14) — аналогично случаю реакции (4.1) — следует подобие спектров (п. а) и совпадение A -зависимостей $G_a^{A/p,\pi}$ для легких ядер (п. в). A -зависимость $G_a^{A/p,\pi}(\alpha, p_t)$ и $\sigma^{(e,e')}(x, Q^2)$ непосредственно связаны при $\alpha \sim x > 1$ (ур. (4.13), (4.8)). Так, $a_2(^4\text{He}) \approx 4$, извлеченное из реакции (4.1), согласуется с величиной отношения $a_2^N(^4\text{He})/a_2^N(^3\text{He}) \approx 9/5$, оцененного в³⁸ в модели Вигнера. Подчеркнем, что (4.14) справедливо во всех моделях, где реакция (4.8) происходит за счет рассеяния на короткодействующих нуклонных корреляциях (модели малонуклонных корреляций, $6q$ ($9q \dots$) мешков, флуктонов). Однако оно отсутствует как в моделях среднего поля, где принимается, что импульс быстрого нуклона балансируется импульсом всего ядра-остатка, так и в моделях, где реакция (4.8) обусловлена вторичными взаимодействиями.

Для более детальных расчетов можно воспользоваться приближением малонуклонных корреляций для высокоимпульсной компоненты ВФ ядра. Тогда сечения $G_a^{A/p,\pi}$ имеют тот же вид, что для дейтона (формула (4.11)) с заменой $\rho_D^N(\alpha, p_t) \rightarrow \rho_A^N(\alpha, p_t)$. Обобщив (4.13) с учетом выбивания нуклонов из произвольных корреляций (не только парных!), приходим к выводу,

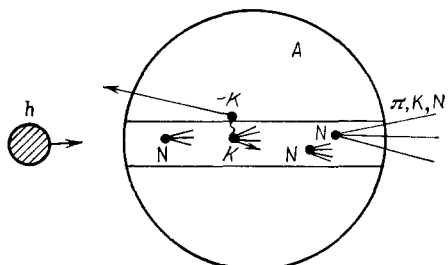


Рис. 19

*) В случае тяжелых ядер значительный вклад в рождение кумулятивных нуклонов (но не пионов!) дает разрушение короткодействующих корреляций вторичными частицами³⁸. Это приводит к дополнительному фактору $\gamma(A)$ в правой части (4.13). Хотя с учетом этих явлений удастся описать абсолютный выход кумулятивных p, π из тяжелых ядер, степень однозначности анализа не ясна. С уменьшением начальной энергии формула (4.13) становится качественно неприменимой, так как в этом случае адрон может рождать кумулятивные нуклоны только из области вблизи поверхности ядра. Попытки оценить вклад малонуклонных корреляций в рождение кумулятивных нуклонов в pA -рассеянии при $E_p \leq 1$ ГэВ см. в^{38, 84, 155}.

что инклюзивный спектр кумулятивных нуклонов $G_a^{A/N} / \sigma_{in}^{aN}$ должен одинаково зависеть от атомного номера ядра A в случае любых частиц $a = (\gamma, \nu, \bar{\nu}, e, p, \pi)$ ¹⁰ и даже ядро-ядерного рассеяния¹⁵⁶. Напротив, эмпирическая гипотеза ядерного скейлинга^{47,48} предсказывает универсальную зависимость от A множественности кумулятивных нуклонов: $G_a^{A/N} / \sigma_{in}^{aN}$. Универсальная зависимость инклюзивного спектра от A установлена на опыте не только для p, π ^{47,48}, γ ⁴⁹ рассеяния на ядрах, но и для ядро-ядерного рассеяния¹⁵⁷. Отметим, что вследствие наличия глауберовской экранировки при выбивании кумулятивного нуклона из малонуклонной корреляции ожидается вполне определенная зависимость $G_a^{A/N} / \sigma_{in}^{aN}$ от сорта частицы a ^{146,156}.

Абсолютная величина и зависимость $\bar{G}_p^{A/\pi}$ от α, p_t вычисляется на основе (4.10), (4.11) и данных по $G_p^{A/p}$ в неплохом согласии с опытом³⁸.

Для того чтобы рассчитать зависимость $G_a^{A/N}$ от α, p_t , удобно использовать разложение ρ_A^N в ряд по сумме вкладов 2-, 3-нуклонных корреляций^{38,94}:

$$\rho_A^N(\alpha, p_t) = A \sum_{j=2}^A a_j(A) \rho_j(\alpha, p_t) \quad (4.15)$$

и аппроксимировать ρ_j как свертку $j-1$ парных корреляций. Тогда для $\rho_2(\alpha, p_t = 0) \sim (2 - \alpha)^m$ (на опыте и в теории возмущений КХД¹²⁵ $m \simeq 3$ в широкой области α) имеем^{38,94}

$$\begin{aligned} \rho_j(\alpha, 0) &\sim \left(1 - \frac{\alpha-1}{j-1}\right)^{m(j-1)+j-2}, \\ \rho_j(\alpha, p_t) &\approx \frac{1}{j-\alpha} F_j\left(\frac{m_N^2(1-\alpha)^2 + p_t^2}{\alpha(j-\alpha)}\right). \end{aligned} \quad (4.16)$$

В результате удается рассчитать в разумном согласии с опытом абсолютную величину $G_H^{A/p}$. Отметим, что, поскольку ядро является довольно плотной системой, вклад j -нуклонной корреляции в ρ_A^N в области $\alpha \rightarrow j$ (т. е. при таких α , когда описание этой корреляции в терминах нуклонных степеней свободы, по-видимому, качественно неприменимо) маскируется вкладом от корреляции более высокого порядка. В результате в большинстве явлений, обсуждавшихся в этой главе, важны межнуклонные расстояния $\geq 1-1,2$ Фм³⁸.

Величина $a_2(^{12}\text{C}) \sim (6-8)$, полученная из этого анализа, согласуется с величиной $a_2(^{12}\text{C})$ из глубоконеупругого μA -рассеяния и фотоядерных реакций (см. обсуждение в разделе 4.2). Анализ экспериментальных данных по рождению кумулятивных частиц в адронных процессах, надпороговых (e, e')-реакций с большими Q^2 и т. д. показывает, что вероятность j -нуклонной корреляции $-P_j$ быстро убывает с j : $P_j \sim (P_2)^{j-1} \sim (1/5)^{j-1}$, что отражает малость вероятности дополнительному нуклону попасть в малый объем.

В настоящее время существует ряд альтернативных моделей рождения кумулятивных частиц. Подробное сравнение этих моделей с опытом см. в^{38, 68}. Здесь мы кратко обсудим основные физические идеи. Первую группу образуют модели, принимающие, что кумулятивные частицы возникают от разрушения короткодействующих нуклонных корреляций в жестком адронном процессе, т. е. что применимо импульсное приближение. В этих моделях не учитывается спектаторный механизм рождения кумулятивных нуклонов. Примером является модель флюктов, 6q-, 9q-, 12q-мешки и т. д.^{34,45,46,51,55,56, 59,158 *} В этих моделях не удается объяснить: а) большую абсолютную вели-

*) Иногда в модели флюктов^{45, 51,57,58}, а также в модели когерентной трубки¹⁵⁹ принимается, что когерентны партоны быстрого ядра, принадлежащие нуклонам, находящимся на одном прицельном параметре. Динамический механизм установления такой когерентности пока не был предложен. Отметим, что в теории возмущений КХД такое явление отсутствует (см. обсуждение в⁶⁹), так как лоренцевское сжатие быстрого ядра в области фрагментации ядра точно компенсируется лоренцевским замедлением времени. Напомним, что модель когерентной трубки встречается с качественными трудностями при описании адрон-ядерного рассеяния; см., например,¹⁶⁰.

чину выхода 1, 2, . . . кумулятивных нуклонов; б) $p/\pi \gtrsim 10^2$ в случае кумулятивных частиц; в) наблюдаемый на опыте большой R_A — радиус области, из которой испускаются два кумулятивных протона¹⁵⁴; г) большую абсолютную величину выхода кумулятивных пионов в предположении, что процесс является жестким. На это указывает сопоставление $G_p^{A/\pi}$ при $\alpha_\pi > 1$ с данными по $F_{2A}(x, Q^2)$ и по рождению лидирующих пионов в рассеянии лептонов на адронах⁵⁸. Если учесть глауберовские перерасеяния и спектраторный механизм — что в настоящее время выполнено только в модели малонуклонных корреляций, тогда конкретное различие между обсуждаемыми моделями сведется к величине примеси ненуклонных степеней свободы в ВФ ядра (ср. разделы а) гл. 2 и в) гл. 3). Большая абсолютная величина сечения рождения кумулятивных протонов накладывает серьезные ограничения на возможность введения примеси ненуклонных компонент в ВФ ядра (см. п. в) гл. 3). Из совокупности обсуждавшихся выше данных следует, что в случае легких ядер нуклонные степени свободы составляют по меньшей мере половину высокоимпульсной компоненты ВФ. Для выяснения ситуации необходим поиск рождения кумулятивных барионных резонансов¹⁶¹.

В ряде работ (см., например, ^{65, 162}) предполагается, что рождение кумулятивных нуклонов — результат поглощения медленных (с импульсами $\sim 100\text{--}300$ МэВ/с) вторичных пионов коррелированными парами нуклонов в ядре. Роль этого механизма качественно завышена в ^{162, 65}, так как вместо пионов в ядре, в основном, распространяются тяжелые резонансы. Действительно, многочисленные эксперименты показывают (см. ¹⁶³), что пионы с фейнмановским $x < 0,2$ — в основном продукты распадов Δ , ω , ρ . Эти резонансы практически не успевают распасться внутри ядра, так как расстояние, проходимое резонансом без распада, длина его свободного пробега, радиус области взаимодействия резонанса с нуклонами ядра (области «формирования» резонанса в элементарной реакции) — все $\sim 1\text{--}1,5$ Фм. На некоторую роль обсуждаемого механизма в случае ядер с $A \geq 12$, возможно, указывает наблюдение в $p + A \rightarrow \pi + X$ реакции провала в спектре пионов, летящих в заднюю полусферу, с импульсами $\sim 200\text{--}300$ МэВ/с (с $x > 0,4$)⁸⁷ (другое объяснение этого провала в духе эффекта ЕМС см. ⁸⁶). Каскадная модель, будучи основана на классической механике, качественно завышает роль каскадных процессов. Кроме обсуждавшейся выше важной роли тяжелых резонансов, она не учитывает: а) времени формирования быстрых адронов, б) того, что квантовая механика приводит к качественно иному характеру взаимодействия медленных частиц по сравнению с классической механикой (см., например, ¹⁶⁴). В частности, для медленной (с импульсом $k < k_F$) частицы в силу ее волновой природы подавлена (по сравнению с расчетом, основанным на классической механике) вероятность провзаимодействовать с нуклоном ядра, т. е. попасть в объем радиуса $\sim 1/k_F$. В результате сечение поглощения медленных пионов коррелированными парами нуклонов в ядре подавлено по сравнению с каскадными расчетами на фактор k_π^2/k_F^2 ¹⁶⁵.

В целом, возможная роль вторичных взаимодействий в образовании кумулятивных частиц, проблема прохождения кумулятивных частиц через ядерную среду не достаточно теоретически изучены. Например, если кумулятивные пионы, нуклоны рождаются в точноподобной конфигурации (ср. обсуждение в гл. 2), тогда их вторичное взаимодействие с ядром серьезно подавлено. Поэтому для надежного исследования структуры ядра пока можно использовать процессы рождения кумулятивных частиц только на легких ядрах при $A \leq 6\text{--}9$. Для выяснения границы области A , в которой можно исследовать структуру ядра, а не пространственную картину сильного взаимодействия, необходимы корреляционные эксперименты; см., например, ^{10, 38, 68}.

Подведем итог: методы физики высоких энергий доказали свою эффективность в исследовании короткодействующих корреляций в ВФ ядра. На следующем этапе они могут позволить детально изучить структуру этих корреля-

ляций. Для теоретической ядерной физики наличие даже грубой экспериментальной информации о величине и свойствах короткодействующих нуклонных корреляций, о свойствах ядерных сил должно иметь важные практические последствия.

Несколько упростилась задача вычисления эффективного потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия через взаимодействие нуклонов в пустоте. Действительно, основной успех при количественном описании явлений, обусловленных эффектами малых межунолонных расстояний в ядре, связан с использованием разложения высокоимпульсной компоненты ВФ ядра по сумме вкладов короткодействующих корреляций, имеющих универсальную форму, не зависящую от сорта ядра. Именно это свойство и позволило запрятать короткодействующие нуклонные корреляции в параметры универсального эффективного потенциала, описывающего взаимодействие квазичастиц. То есть наиболее трудную для сегодняшних методов расчета информацию можно взять из данных опыта в универсальной форме.

В неупругих процессах при высокой энергии исследуются короткодействующие корреляции, расположенные в основном вблизи центра ядра *). Поэтому здесь возможно несколько более прямое сопоставление с теорией бесконечной ядерной материи, чем в процессах при низкой энергии.

5. ВЫВОДЫ

1. Современная теория сильных взаимодействий КХД указывает на необходимость качественно иной интерпретации короткодействующей части ядерных сил на основе кварк-глюонной структуры адронов.

2. Построение количественной теории ядерных сил на основе КХД является трудной проблемой, так как отсутствуют адекватные методы расчета взаимодействия частиц на расстояниях ≥ 1 Фм, которые в основном существенны для большинства ядерных явлений (неприменимы методы теории возмущений КХД). Дальнодействующую часть ядерных сил $r \gg 1/m_\pi$ можно описывать обменом π -мезоном, а возможно, обменом двумя π -мезонами. Существование ядра как релятивистской системы из нуклонов является следствием наличия спонтанно нарушенной киральной симметрии в КХД.

3. Проведенные в последнее время исследования процессов при высокой энергии с большой передачей импульса нуклонам ядра оказались эффективным методом изучения короткодействующих нуклонных корреляций в ядрах. С развитием новых численных методов решения многочастичного уравнения Шредингера и прогрессом в анализе жестких ядерных реакций появляется практическая возможность детально проверить основные допущения, на которых базируется нерелятивистская теория ядра.

4. Для явлений, где вклад высокоимпульсной компоненты¹ специально не усилен, применимы методы традиционной ядерной физики, использующие понятие квазичастиц. При таком подходе эффекты малых межунолонных расстояний «запрятаны» в параметры эффективного потенциала. В этом смысле КХД не отменяет известные методы, применяемые в теории ядра.

5. Следующий этап исследований состоит: а) в изучении в глубоко неупругом рассеянии лептонов на ядрах кварк-глюонной ВФ ядра в широкой области x , б) в измерении в (e, e') -реакциях при больших Q^2 зависимости от A для вероятностей короткодействующих корреляций, в) в исследовании структуры корреляций и поиске экзотических степеней свободы в ядрах с помощью $(e, e'N(\Delta, N^*))$ -реакций и адронных процессов, г) в детальном изучении двухнуклонных корреляций в экспериментах с поляризованным дейтоном.

*) В процессах при достаточно низкой энергии исследуется распределение нуклонов вблизи поверхности Ферми. При высоких энергиях в упругом hA -рассеянии изучается распределение нуклонов вблизи поверхности ядра.

В заключение мы считаем приятным долгом поблагодарить Р. Арнольда, А. М. Балдина, Б. Виллиса, В. Б. Гаврилова, В. Н. Грибова, А. В. Ефремова, Л. А. Кондратюка, Г. А. Лексина, И. А. Савина, А. А. Саперштейна, Ю. А. Симонова, В. А. Ходеля, К. Чиоффи дельи Атти за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Исследование короткодействующих нуклонных корреляций в ядрах методами физики высокой энергии во многом основано на использовании геометрии процессов рассеяния, знакомой из глауберовского подхода. Однако многочастичный характер процессов при высокой энергии и обусловленная этим значительная величина характерного импульса, переданного нуклонам ядра в типичном неупругом процессе, качественно изменяют внешние проявления короткодействующих нуклонных корреляций по сравнению с физикой, характерной для энергий порядка сотен МэВ. Цель настоящего приложения — пояснить характер идей и рассуждений, которые типичны для анализа процессов при высокой энергии. Подробное изложение можно найти в обзоре ³⁸.

Наиболее простой и важный для релятивистской ядерной физики пример — глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах:

$$l + A \rightarrow l' + X. \quad (\text{П.1})$$

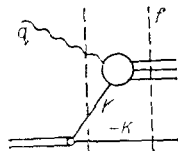


Рис. 20

Все обозначения соответствуют рис. 2. Для описания процесса (П. 1) при больших Q^2 и не слишком малых x применимо импульсное приближение в модели, где ядро описывается как система, состоящая только из нуклонов. Однако вид формул несколько иной, чем в нерелятивистской ядерной физике из-за необходимости учета отдачи. У нас нет нерелятивистского уравнения Шредингера для описания процесса рассеяния, потому формулы нужно выводить непосредственно из графиков временной нековариантной теории возмущений. Попытка вычислить F_2^A привычным для нерелятивистской теории способом через шредингеровские ВФ ядра приводит к парадоксу. Для иллюстрации ниже мы рассмотрим рассеяние на дейтоне. Формально импульсное приближение соответствует графику рис. 20. Амплитуда элементарного процесса здесь входит вне энергетической поверхности. Полезно вычислить несохранение инвариантной энергии в верхнем блоке между конечным состоянием и промежуточным состоянием Δ :

$$\Delta = [s_f = (q + p_D - p_{en})^2] - [s_i = (p + p_{B3})^2]; \quad (\text{П.2})$$

здесь p_{en} — четырехимпульс нуклона-спектатора $p_{en} = (\sqrt{m_N^2 + k^2}, -k)$, а $p_{B3} = (\sqrt{m_N^2 + k^2}, k)$ — импульс нуклона, на котором происходит взаимодействие. s_f — инвариантная энергия, вычисленная по конечному состоянию, а s_i — по промежуточному. Простые вычисления дают

$$\Delta = 2q_0(M_D - 2\sqrt{m_N^2 + k^2}) + M_D^2 - 2M_D\sqrt{m_N^2 + k^2} \rightarrow \infty. \quad (\text{П.3})$$

Поскольку амплитуда элементарного процесса — волновая функция — убывает с ростом Δ , то приходим к выводу, что обсуждаемый вклад равен нулю (даже при $k \rightarrow 0$!). Несмотря на парадоксальность, ответ правильный, и он отражает специфику релятивизма и множественного рождения. Детальное обсуждение этого круга проблем выходит за рамки настоящей статьи; см. ³⁸. Формальная причина парадокса состоит в том, что рассматривались не все графики, а только графики, привычные в нерелятивистской теории, где в промежуточном состоянии не сохраняется энергия. С другой стороны, для выделения существенных графиков полезно исследовать эквивалентную систему графиков, где в промежуточном состоянии сохраняется $\sum_i p_i^-$, но не $\sum_i p_i^+$ ($p_i^\pm = \sqrt{m_N^2 + p_{iz}^2} \pm p_{iz}$). Ось z выбрана по направлению импульса фотона. Удобно ввести в рассмотрение переменные светового конуса: $\alpha_i = A p_i^- / p_A^-$ и k_{it} . Тогда условие сохранения $\sum_i p_i^-$ эквивалентно $\sum_i \alpha_i = A$. Здесь

суммирование идет по всем частицам в промежуточном состоянии, в которое переходит ядро A . Аналогичное вычисление разности $s_f - s_i = \Delta$ дает в этом случае при $q_0 \rightarrow \infty$:

$$\Delta \rightarrow M_D^2 \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) - (m_N^2 + k_t^2) \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{-1}. \quad (\text{П.4})$$

Видно, что $\Delta_{q_0 \rightarrow \infty}$ конечно. Более того, в энергетических знаменателях, характеризующих развитие системы во времени, можно пренебречь Δ по сравнению с W^2 (бёркенровский и

фейнмановский скейлинг *)). Таким образом, уже анализ наиболее простого физического явления показывает, что для описания процесса рассеяния при высокой энергии необходимо использовать волновые функции ядра на световом конусе. Здесь мы не будем обсуждать более общую аргументацию в пользу этого утверждения, основанную на пространственно-временной картине Грибова — Фейнмана для сильного взаимодействия; см., обзор ³⁸. В качестве подарка за корректное описание процесса рассеяния возникает простое соответствие между адронными и кварк-глюонными степенями свободы в волновой функции ядра **). Это известно из теоретического опыта в насыщении правил сумм в алгебре токов, из успеха дисперсионных правил сумм. Использование волновых функций ядра на световом конусе позволяет немедленно вывести из графиков Фейнмана формулы импульсного приближения для структурной функции ядра F_{2A} через структурную функцию нуклона $F_{2N}(x, Q^2)$ и $\rho_A^N(\alpha, k_t)$ — матрицу плотности нуклонов в ядре ¹³². Легко показать, что при небольших $|1 - \alpha|$, k_t существенные диаграммы для $\rho_A^N(\alpha, k_t)$ совпадают с диаграммами нерелятивистской теории ядра ³⁸. Следовательно, в этой кинематической области $\rho_A^N(\alpha, k_t)$ может быть вычислено в рамках стандартной нерелятивистской теории ядра.

Соответствие между динамикой на световом конусе и нерелятивистской теорией ядра поясним на примере задачи о взаимодействии двух бесспиновых нуклонов. Ограничение нуклонными степенями свободы приводит для амплитуды NN -рассеяния вне энергетической поверхности к уравнению Вайнберга:

$$T(\alpha_1, k_{t1}, \alpha_3, k_{t3}) = V(\alpha_1, k_{t1}, \alpha_3, k_{t3}) + \int V(\alpha_1, k_{t1}, \alpha_5, k_{t5}) (M_{5,6}^2 - M_{3,4}^2)^{-1} \frac{d\alpha_5}{\alpha_5(2-\alpha_5)} \frac{d^2k_{t5}}{(2\pi)^3} T(\alpha_5, k_{t5}, \alpha_3, k_{t3});$$

здесь $[d\alpha/(2-\alpha)] d^2k_t/(2\pi)^3$ — фазовый объем для двухнуклонной системы; α_i, k_{ti} — световые импульсы нуклонов в начальном и конечном состоянии; $1/(M_{5,6}^2 - M_{3,4}^2)$ — энергетический знаменатель для двухнуклонного состояния;

$$\frac{1}{4} M_{5,6}^2 = \frac{m^2 + k_{t5}^2}{\alpha_5(2-\alpha_5)}, \quad \frac{1}{4} M_{3,4}^2 = \frac{m^2 + k_{t3}^2}{\alpha_3(2-\alpha_3)}$$

— инвариантные массы систем из нуклонов 5, 6 и 3, 4. Потенциал V — сумма графиков, не имеющих двухнуклонного промежуточного состояния.

Лоренц-инвариантность T и V на энергетической поверхности диктует форму V вне энергетической поверхности: $V = V(k^2, k'^2, (k - k')^2)$; здесь k (k') — импульс нуклона в центре инерции начального (промежуточного) состояния:

$$\alpha_5 = 1 + \frac{k_z'^2}{\sqrt{m^2 + k'^2}}, \quad k_{t5} = k_t'$$

(для нахождения этого ограничения удобно перейти в систему центра инерции сталкивающихся нуклонов, где на энергетической поверхности T и V вращательно инвариантны; поэтому члены ряда теории возмущений для амплитуды NN -рассеяния по потенциалу V должны быть вращательно инвариантны; из этого условия нетрудно вывести указанный выше общий вид потенциала V). В результате учета ограничения на форму потенциала V уравнение Вайнберга принимает вид, близкий к нерелятивистскому уравнению Шредингера:

$$T(k, k') = V(k, k') + \int \frac{V(k, k'')}{(k''^2 - k'^2)} \frac{d^3k''}{\sqrt{m^2 + k''^2}} \frac{T(k'', k')}{(2\pi)^3}. \quad (\text{П.5})$$

В световой динамике дейтона это уравнение обсуждалось в ^{38,166}. Выведенное выше ограничение на вид потенциала является нетривиальным (для квантовой механики на световом конусе) проявлением вращательной инвариантности теории. Простая форма оператора углового момента возникла как следствие ограничения нуклонными степенями свободы. (Та же форма углового момента была предложена М. В. Терентьевым в контексте кварковых моделей адрона ¹⁶⁷.) В квантовой теории поля в теории возмущений вследствие несохранения числа частиц в промежуточном состоянии оператор углового момента имеет

*) Логарифмическое нарушение скейлинга, имеющее место в КХД, здесь несущественно.

**) Популярный в теоретической ядерной физике рецепт учета NN -пар в ВФ ядра с помощью ВФ Бете — Солпитера нарушает точные правила сумм, следующие из КХД, и делает непригодным глауберовское приближение для описания процессов при высокой энергии ³⁸.

существенно более сложный вид. Изложение круга вопросов, связанных с многочастичным уравнением Вайнберга и его соотношением с нерелятивистской теорией ядра, и ссылки см. в ³⁸.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chew J.—Comm. Nucl. and Part. Phys., 1968, v. 11, p. 107.
2. Ландау Л. Д., Абрикосов Л. А., Халатников И. М.—ДАН СССР, 1954, т. 95, с. 449, 1117.
3. Бете Г. А. Теория ядерной материи.—М.: Мир, 1975.
4. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем.—М.: Наука, 1983.
5. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.—УФН, 1980, т. 131, с. 537.
6. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.—Ibidem, т. 132, с. 44.
7. Слив Л. А.—УФН, 1981, т. 133, с. 337.
8. Khodel V. A., Saperstein E. E.—Phys. Rept., 1982, v. 92, p. 183.
9. Tjon J. A.—Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 353, p. 47c.
10. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.—В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1978, т. 1, с. 139; ЯФ, 1979, т. 29, с. 490.
11. Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D. I., Troyan S. I.—Phys. Rept., 1980, v. 58, p. 269.
12. Aubert J. J. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 275.
13. Bodek A. et al.—Phys. Rev. Lett., 1983, a) v. 50, p. 1436; б) v. 51, p. 534.
14. Arnold R. G. et al. SLAC-PUB-3257.—1983.
15. Rith K. Freiberg Univ. Preprint THER 83/5.—1983.
16. Asratyan A. E. et al. Preprint ITEP-110.—1983.
17. Грибов В. Н.—ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 1306.
18. Ioffe B. L.—Phys. Lett., 1969, v. 308, p. 123.
19. Frankfurt L. L., Strikman M. I. Preprint LNPI-838.—1983; Nucl. Phys. Ser. B, 1985, v. 250, p. 143.
20. Frankfurt L. L., Strikman M. I. Preprint LNPI-886.—1983; ЯФ, 1984, т. 40, с. 1585.
21. Келдыш Л. В., Козлов А. Н.—ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 978.
Келдыш Л. В.—В кн.: Материалы IX Международной конференции по физике полупроводников.—М.: Наука, 1968, с. 1303.
22. Rogachov A. A.—Progr. Quantum Electr., 1980, v. 6, p. 141.
23. Jaffe R. L.—Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 228.
24. Carlson C. E., Havens T. J.—Ibidem, v. 51, p. 261.
25. Pirner H. J., Vary J. P.—Heidelberg Preprint UNI-HD-THER-83-2.—1983.
26. Efremov A. V., Bondarenko E. A. Preprint JINR E2-84-124.—Dubna, 1984.
27. Faissler H., Kim B. R.—Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 130, p. 321.
28. Titov A. I. Preprint JINR E2-83-460.—Dubna, 1983.
29. Kondratyuk L. A., Shmatikov M. Zh. Preprint ITEP-114.—Moscow, 1983.
30. Close F. et al. Rutherford preprint RL-83-051, T-334.—1983.
31. Nachtmann O., Pirner H. J.—Zs. Phys. Ser. C, 1984, Bd. 21, S. 277.
32. Nikolaev N. N., Zakharov V. I.—Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 55, p. 397.
33. Llewellyn Smith C. H.—Ibidem, 1983, v. 128, p. 107.
34. Erikson M., Thomas A. W.—Ibidem, p. 112.
35. Berger E. L., Coester F., Wiringa R. B. Preprint ANL-HEP-PR-83-24.—1983.
36. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.—В кн.: Материалы X зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1975, т. 3, с. 449.
37. Brodsky S., Chertok B.—Phys. Rev., 1976, v. S11, p. 3003.
38. Matveev V. A., Sorba P.—Nuovo Cimento Lett., 1977, v. 20, p. 443.
39. Arnold R. G. et al.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 776.
40. Frankfurt L. L., Strikman M. I.—Phys. Rept., 1981, v. 76, p. 215.
41. Schütz W. P. et al.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 259.
42. a) Day D. et al.—Ibidem, 1979, v. 43, p. 1143.
б) Rock S. et al.—Phys. Rev. Ser. C, 1982, v. 26, p. 1592.
43. Савин И. А.—В кн.: Труды VI международного семинара по проблемам физики высоких энергий.—Дубна: ОИЯИ. Д1, 2-81-728, 1981, с. 223.
44. Efremenko V. I. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 2581.
45. Баяков Ю. Д. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, с. 521; ЯФ, 1967, т. 5, с. 337; 1973, т. 18, с. 1246; 1974, т. 19, с. 1266.

44. Baldin A. M. et al. — In: Proc. Rochester Meeting ADS/OPF. — N.Y., 1971, p. 13; ЯФ, 1973, т. 18, с. 79; 1974, т. 20, с. 1201.
45. Балдин А. М. — Физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 8, с. 429; Progr. Part and Nucl. Phys., 1980, v. 4, p. 95.
46. Ставинский В. С. — Физ. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 950.
47. Гаврилов В. Б., Лексин Г. А. — В кн.: Элементарные частицы: X школа физики ИТЭФ. — Москва, 1983, вып. 1, с. 46.
48. Лексин Г. А. — В кн.: Элементарные частицы; II школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1975, вып. 1, с. 90.
49. Егнян К. Ш. — Цит. в ⁴¹ сб., с. 230.
50. Rapp J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 601.
Moeller E. et al. — Phys. Rev. Ser. C, 1983, v. 28, p. 1246.
Geaga J. V. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1993.
Anderson L. et al. — Phys. Rev. Ser. C, 1983, с. 28, v. 45, p. 1224.
51. Балдин А. М. — Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1971, № 1, с. 34.
52. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 51; Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 65, p. 51.
53. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — ЯФ, 1977, т. 25, с. 1177; Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 69, p. 93.
54. Yukawa T., Furui S. — Phys. Rev. Ser. C, 1979, v. 20, p. 2316.
55. Lehman E. — Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 296.
56. Блохинцев Д. И. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1295; in: Proc. 19th Intern. Conference on High Energy Physics. — Tokyo, 1978, p. 475.
57. Ефремов А. В. — ЯФ, 1976, т. 24, с. 1208.
58. Ефремов А. В. — Физ. ЭЧАЯ, 1983, т. 13, с. 613.
59. Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I. — Phys. Lett. Ser. B, a) 1977, v. 67, p. 46; б) 1979, v. 10, с. 815.
60. Amado R. D., Woloshyn R. M. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1436.
61. Schmidt I. A., Blankenbeckler R. — Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 3321.
62. Frankel S. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1338; Phys. Rev. Ser. C, 1978, v. 17, p. 694.
63. Chemtob M. — Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 314, p. 387.
64. Копелiovич В. Б. — ЯФ, 1977, т. 26, с. 168.
65. Абдинов О. Б. и др. — ЯФ, 1979, т. 30, с. 396.
66. Горенштейн М. П., Зиновьев Г. М., Шелест В. П. — ЯФ, 1977, т. 26, с. 788.
67. Koroliovich B. Z., Niedermayer F. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 117, p. 101.
68. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — Физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 11, с. 571.
69. Brown G. E., Rho M. — Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 177.
70. Brown G. E. et al. — Ibidem, v. 94, p. 383.
71. Thomas A. W. Preprint Ref. TH-3668-CERN. — 1983.
72. Simonov Yu. A. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 1.
73. Simonov Yu. A. Preprint ITP-93. — Moscow, 1983.
74. Неудачив В. Г., Обуховский И. Т., Смирнов Ю. Ф. — В кн.: Физика атомного ядра: Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1982, с. 109.
75. Faessler A. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 112, p. 201.
76. Maltam K., Isgur N. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1827.
77. Jaffe R. L., Low F. — Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 2105.
Jaffe R. L., Shatz M. P. Preprint CALT-68-775. — 1980.
78. Браун Дж. Е., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонное взаимодействие. — М.: Мир, 1980.
79. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. — М.: Мир, 1971.
80. Исаков В. П., Слив Л. А., Артамонов С. А. — ЯФ, 1982, т. 35, с. 302.
81. Alkharov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A. — Phys. Rept., 1978, v. 42, p. 91.
82. Gelenz L. S. et al. — Phys. Rev. Ser. C, 1982, v. 26, p. 185.
83. Risso G. — In: Lect. Not. Phys., 1977, v. 61, p. 223.
84. Hartmann R. et al. — Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 308, p. 345.
85. Day B. D. — Comm. Part and Nucl. Phys., 1983, v. 11, p. 115.
86. Baldin A. M. Preprint JINR E2-83-415. — Dubna, 1983; CERN Courier, 1984, v. 24, p. 19.
87. Baldin A. M. et al. Preprint JINR E1-82-472. — Dubna, 1982.
88. а) Aubert J. J. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 114, p. 291.
б) Bodek A., Ritchi J. L. — Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 1070; v. 24, p. 400.
89. Szwed J. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 128, p. 245.
90. Farrar G. R., Jackson D. R. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1415.
Vainstein A. I., Zakharov V. I. — Phys. Lett., 1978, v. 31, p. 368.

91. Brodsky S. J., Farrar G. R. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
Matveev V. A., Muradyan K. N., Tavkhelidze A. N. — Lett. Nuovo Cimento, 1973, v. 7, p. 718.
92. Jaffe R. L. Preprint MIT-CTP-1120. — 1983.
93. Erikson M., Erikson T. E. O. — Ann. Phys., 1966, v. 36, p. 323.
94. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 373.
95. Low F. — Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. D 12, p. 163.
Gunion J. F., Soper D. E. — Ibidem, 1977, v. 15, p. 2617.
96. Brodsky S. J., Тао Huang, Lepage G. P. SLAC-PUB-2868. — 1982.
97. Вайсенберг А. О. и др. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 1719.
98. Fialkowski G. K., Miettinen H. — Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 103, p. 247.
99. Копелювич Б. З., Ланидус Л. И. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 615.
100. Замолодчиков Ал. Б., Копелювич Б. З., Ланидус Л. И. — 1981, т. 81, с. 612.
101. Mueller A. H. Preprint CU-TP 232. — 1982.
102. Berth G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 297.
103. Dainton J. B. Preprint RL-83-103. — 1983.
104. Monitz E. Y. et al. — Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 445.
105. Demin V. F., Pokrowsky Yu. A., Efros V. D. — Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 44, p. 227.
106. Arnold R. G. et al. Compilation of SLAC (e, e') data. — Stanford: SLAC, 1982.
107. Noble J. V. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 412.
108. Levin E. M., Ryskin M. G. Preprint LNPI-888. — 1983.
109. Jaffe R. L. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 134, p. 449.
110. Stein S. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 1884.
111. а) Arnold R. G. et al. Preprint SLAC-PUB-3320. — 1984.
б) Bodek A. Review Talk at Neutrino-84 Conference, 1984.
в) Савин Н. А., Смирнов Г. А. Сообщения ОИЯИ 84-2. — Дубна, 1984.
г) Sarkar-Cooper A. M. Preprint CERN/EP 84-421. — 1984.
112. Goodman M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 293.
113. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — В кн.: Материалы XIX зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1984, с. 189.
114. Erkelens K. — Phys. Rept., 1974, v. 13, p. 191.
115. Sakurai J. J. — Ann. Phys., 1960, v. 11, p. 1.
116. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 220.
117. Дьяконов Д. И., Эйдез М. И. — В кн.: Физика высоких энергий; материалы XVII зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1982, с. 55.
118. Ioffe B. L., Smilga A. V. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 116, p. 353.
Nesterenko A. V., Radyushkin A. V. — Ibidem, v. 115, p. 410.
119. а) Witten E. — Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 223, p. 433.
б) Rho M., Goldhaber A. S., Brown G. E. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 747.
в) Jackson A. D., Rho M. — Ibidem, p. 751.
120. Chodos A. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 3471.
De Grand T. et al. — Ibidem, 1975, v. 12, p. 2060.
121. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. — УФН, 1968, т. 98, с. 243.
122. Гоккеде Я. Теория кварков. — М.: Мир, 1971.
123. Bakken V. et al. — Physica Scripta, 1979, v. 19, p. 491.
124. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. — М.: ИЛ, 1975.
125. Frankfurt L. L., Strikman M. I. — а) Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 216;
б) Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 416; в) Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 181, p. 22.
126. Blinov A. V. et al. — In: Proc. of the 6th Balaton Conference on Nuclear Physics. — 1983, p. 179.
127. Макаров М. М. — УФН, 1982, т. 136, с. 185.
128. Камаре Т. — Nucl. Phys. Ser. A, 1982, v. 374, p. 25c.
Bugg D. — Ibidem, p. 95c.
129. Frankfurt L. L., Strikman M. I. — Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 405, p. 557.
130. Ледерман Л. — В кн.: Труды V Ереванской школы по элементарным частицам. — Ереван, 1966, с. 251.
131. West G. B. — Phys. Rept. Ser. C, 1975, v. 18, p. 264.
132. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — В кн.: Материалы XII зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1977, т. 3, с. 132.
133. Frankfurt L. L., Strikman M. I. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 148, p. 107.
134. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F. — Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 21, p. 1426.
135. Grach I. L., Kondratyuk L. A. Preprint ITEP-42. — Moscow, 1983.
136. Bosted P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1380.
137. Карманов В. А. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 311.
138. Albergy G., Goggi G. — Phys. Rept. Ser. C, 1981, v. 74, p. 1.
139. Whitten C. A. — Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 335, p. 419.

140. Pirner H. J., Vary J. P.— Ibidem, 1981, v. 358, p. 183.
141. Giofi degli Atti C.— Nuovo Cimento. Ser. A, 1983, v. 76, p. 330.
142. Frankfurt L. L., Strikman M. I. Preprint LNPI-415.— Leningrad, 1978.
143. Baldin A. N.— In: Proc. of Conference on Extreme States in Nuclear Systems.— Drezden, 1980, v. 2, p. 1.
144. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 114, p. 345.
145. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Ibidem, 1979, v. 85, p. 407.
146. Bondarenko E. A., Efremov A. V.— Preprint JINR E2-82-927.— Dubna, 1982.
147. Frankfurt L. L., Savitsky M. N., Strikman M. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 98, p. 229.
148. Иванчиков А. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 330.
149. Bayukov Yu. D. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1979, v. 20, p. 764.
Nikiforov N. A. et al.— Ibidem, 1980, v. 22, p. 700.
150. Alber G. et al. Preprint CERN TH-2113.— 1975.
151. Копелиович В. Б., Радаманов В. Б. Препринт ОИЯИ P2-119-38.— Дубна, 1978.
152. Аладашвили В. С. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 104.
153. Андроненко М. И. и др.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 446.
154. Баюков Ю. Д. и др.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 95.
155. Fujita T., Hüfner J.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 314, p. 317.
Fujita T.— Ibidem, v. 324, p. 409.
156. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1403.
157. Анкина М. Х. и др. Препринт ОИЯИ 1-83-616.— Дубна, 1983.
158. Кобушкин А. П.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 495.
159. Berlad G., Dar A., Eilam G.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 1547.
160. Николаев Н. Н.— УФН, 1981, т. 134, с. 369.
161. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— Цит. в ⁴¹ сб., с. 276.
162. Ruderman V.— Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 383.
163. Гришин В. Г.— УФН, 1979, т. 127, с. 51.
164. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике.— М.: Наука, 1971, с. 339.
165. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 968.
166. Kondratyuk L. A., Vogelzang J., Fanchenko M. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 405.
167. Терентьев М. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 207.