

## К 40-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

## Кварк-спиновая структура нуклона: 20 лет сотрудничества ОИЯИ – ЦЕРН<sup>1</sup>

Р. Фосс

*Обзор 20-летнего сотрудничества между ОИЯИ и ЦЕРНом в области глубоконеупругого мюон-нуклонного рассеяния. Основное внимание уделяется прецизионным измерениям нарушений масштабной инвариантности и современным исследованиям внутренней спиновой структуры нуклона.*

PACS numbers: 13.60.-r, 14.65.-q, 25.30.Mr, 24.70.+s

### Содержание

1. Введение (927).
  2. Глубоконеупругое рассеяние и кварк-партоновая модель (927).  
2.1. Сечение глубоконеупругого рассеяния. 2.2. Структурные функции в кварк-партоновой модели.
  3. Эксперимент BCDMS (928).
  4. Измерения структурных функций нуклона, выполненные коллаборацией BCDMS (929).
  5. Проверки КХД (929).  
5.1. Нарушения масштабной инвариантности в пертурбативной КХД. 5.2. Измерения константы сильного взаимодействия.
  6. Глубоконеупругое рассеяние поляризованных лептонов (932).  
6.1. Сечение глубоконеупругого рассеяния. 6.2. Асимметрии сечения. 6.3. Спинозависимые структурные функции в кварк-партоновой модели.
  7. Новое поколение экспериментов с поляризованными лептонами и мишенями (934).
  8. Результаты измерения асимметрий и спинозависимых структурных функций (936).
  9. Моменты спинозависимых структурных функций и проверки правил сумм (937).  
9.1. Оценка первого момента функции  $g_1(x)$ . 9.2. Проверка правил сумм Эллиса–Джаффе. 9.3. Проверка правил сумм Бёркена.
  10. Спиновая структура нуклонов (940).
  11. Заключение (940).
- Список литературы (941).

### 1. Введение

Исследования в области физики глубоконеупругого рассеяния мюонов в целях изучения внутренней кварк-

спиновой структуры протона и нейтрона являются основой успешного сотрудничества ОИЯИ и ЦЕРНа в последние 20 лет. ОИЯИ внес большой вклад в два крупных проекта, осуществленных в ЦЕРНе: эксперимент NA4 (коллаборация Болонья–ЦЕРН–Дубна–Мюнхен–Сакле (BCDMS)) и эксперимент NA47 (спин–мюон коллаборация (SMC)). Оба эксперимента проводились в пучке мюонов высоких энергий на суперпротонном синхротроне (SPS) в ЦЕРНе.

Невозможно охватить всю историю исследований глубоконеупругого рассеяния за 20 лет, поэтому остановимся на самых главных аспектах этих двух экспериментов: тех, которые связаны с проверками КХД. Не будем затрагивать в этом обзоре особенно захватывающие исторические моменты ранней стадии этих исследований, т.е. открытие масштабной инвариантности и разработку кварк-партоновой модели, которые стали основной темой великолепных монографий и докладов [1]. Не будем также конкурировать с известными учебниками [2–5] или ранее опубликованными обзорными статьями, большинство из которых посвящено рассеянию нейтрино или мюонов [6–10]. Эти статьи следовало бы прочитать в качестве введения в тематику. В обзоре не будут затрагиваться ядерные эффекты и эффекты экранирования [11], а также электрослабая интерференция [12, 13, 8].

### 2. Глубоконеупругое рассеяние и кварк-партоновая модель

#### 2.1. Сечение глубоконеупругого рассеяния

На рисунке 1 представлена диаграмма Феймана низшего порядка для глубоконеупругого рассеяния мюонов:

$$\mu + N \rightarrow \mu + X. \quad (1)$$

В реакциях с нейтральными токами взаимодействия могут проходить путем обмена виртуальным фотоном

Р. Фосс. CH-1211 Женева 23, Швейцария  
E-mail: rudiger.voss@cern.ch

Статья поступила 8 июля 1996 г.  
Научный консультант перевода И.А. Савин  
Перевод — Чубакова С.В.

<sup>1</sup> Доклад, сделанный на торжественном заседании Ученого совета ОИЯИ, посвященном 40-летию института.

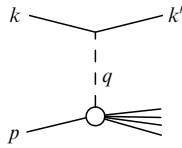


Рис. 1. Диаграмма Феймана низшего порядка для глубоконеупругого рассеяния лептонов.

или Z-бозоном. При существующих энергиях в экспериментах на фиксированных мишенях сечение рассеяния заряженных лептонов определяется, в основном, обменом виртуальными фотонами.

Будем рассматривать только инклюзивное рассеяние, где амплитуды рассеяния суммируются по всем возможным адронным конечным состояниям. В этом случае инклюзивное сечение можно записать как функцию двух независимых кинематических переменных. Обычно выбираются две из следующих лоренц-инвариантных переменных:

1) квадрат переданного четырехмерного импульса:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}; \quad (2)$$

2) энергия, переданная адронной системе:

$$v = p \cdot \frac{q}{M} = E' - E; \quad (3)$$

3) масштабнo-инвариантная переменная Бьёркена:

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2Mv}; \quad (4)$$

4) масштабнo-инвариантная переменная:

$$y = \frac{(p \cdot q)}{(p \cdot k)} = \frac{v}{E}. \quad (5)$$

В этих уравнениях  $k$ ,  $k'$ ,  $p$  и  $q$  являются четырехмерными векторами начального и конечного состояний лептона, нуклона мишени и обменного бозона,  $M$  — масса нуклона мишени (масса лептона не учитывается);  $E$ ,  $E'$  — энергии первичного и рассеянного лептона,  $\theta$  — угол рассеянного лептона в лабораторной системе.

Пренебрегая массами лептонов, сечение рассеяния неполяризованного заряженного лептона при обмене виртуальным фотоном в приближении Борна можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{1}{x} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E} \right) F_2(x, Q^2) \right], \quad (6)$$

где  $\alpha$  — константа электромагнитного взаимодействия, а  $F_1(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$  — неполяризованные структурные функции нуклона.

## 2.2. Структурные функции в кварк-партонной модели

В так называемой "наивной" кварк-партонной модели переменная Бьёркена  $x$  имеет простой смысл — это часть импульса нуклона, которую уносит кварк, участвующий в процессе соударения. Эта интерпретация справедлива

только в системе Брейта или в системе бесконечного импульса, когда масса кварков и поперечные импульсы не учитываются. С хорошей точностью это выполняется в экспериментах при энергиях, достижимых на действующих ускорителях. В той же системе отсчета (в предположении, что кварки есть точечные не взаимодействующие частицы) структурные функции будут зависеть только от одной безразмерной переменной. Их можно представить как линейные комбинации функций распределения кварков  $q(x)$ , которые являются плотностями вероятности кварков по переменной  $x$ .

Для рассеяния заряженных лептонов<sup>2</sup> имеем

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \quad (7)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \quad (8)$$

где  $e_i$  — электрические заряды кварков, и индексы  $i$  пробегает по всем значениям кварковых ароматов.

Из (7) и (8) следует, что

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (9)$$

Это соотношение Каллан–Гросса [14], которое обусловлено тем фактом, что кварки имеют спин 1/2. И опять же, это соотношение строго выполняется только в системе бесконечного импульса. Нарушение соотношения Каллан–Гросса при конечных энергиях выражается путем введения продольной структурной функции

$$F_L(x) = F_2(x) \left( 1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2} \right) - 2xF_1(x), \quad (10)$$

которая, в свою очередь, связана с отношением  $R$  сечений поглощения для продольно- и поперечно-поляризованных виртуальных фотонов:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{2xF_1}. \quad (11)$$

## 3. Эксперимент BCDMS

Программа исследований глубоконеупругого рассеяния мюонов и нейтрино стала одним из главных разделов всех экспериментов, которые ведутся в ЦЕРНе на SPS. Когда эта программа приобрела четкие очертания в середине семидесятых годов, были созданы два больших детектора для изучения рассеяния мюонов с беспрецедентной точностью. Европейская мюонная коллаборация (EMC) разработала универсальный многоцелевой спектрометр с широко апертурным дипольным магнитом [16]. Коллаборация BCDMS под влиянием экспериментов, успешно проведенных в SLAC, которые привели к открытию партонов, поставила задачу, основной целью которой стало измерение свойств масштабной инвариантности структурных функций нуклона с самой высокой возможной точностью.

Чтобы компенсировать относительно низкую интенсивность мюонного пучка, был построен детектор на

<sup>2</sup> Третья структурная функция  $x F_3(x)$  появляется в глубоконеупругом рассеянии нейтрино.

базе очень длинного тороидального железного магнита (50 м) с мишенью почти такой же длины [17] (рис. 2).

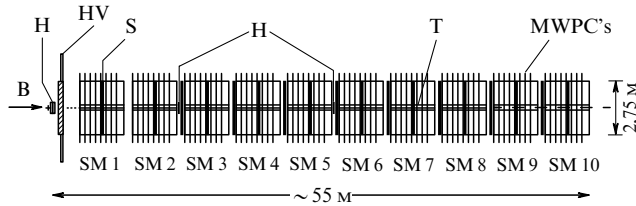


Рис. 2. Схема аппаратуры VCDMS (NA4): В — пучок, Н — годоскопические сцинтилляционные счетчики, HV — счетчики, защищающие установку от гало пучка, S — сегментированные триггерные счетчики (20 плоскостей), Т — 8 автономных мишеней, MWPC's — 80 плоскостей проволочных пропорциональных камер, SM1–SM10 — 10 идентичных супермодулей установки.

Магнит был оборудован системой сцинтилляционных триггерных счетчиков и многопроволочных пропорциональных камер для регистрации и измерения рассеянных мюонов. ОИЯИ внес большой вклад в этот эксперимент — 1200 т железа для магнита в виде 320 тщательно обработанных дисков каждый диаметром 2,75 м и половина всех пропорциональных камер. В соответствии с проектом эксперимента физическая программа этой установки была ограничена изучением инклюзивного рассеяния мюонов в ограниченном кинематическом диапазоне при больших  $x$ . Кинематический аксептанс аппаратуры был позднее увеличен за счет некоторого уменьшения светимости. И все же огромная длина мишени позволила достичь значительно более высокой статистической точности, чем это можно было получить, используя оборудование EMC. Наиболее известными результатами, полученными VCDMS, были измерения структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  и  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , выполненные с большой статистической точностью на протонной, дейтериевой и углеродной мишенях, а также изучение ядерных эффектов в глубоконеупругом рассеянии, впервые открытых EMC коллаборацией, и уникальные измерения эффектов электрослабой интерференции в глубоконеупругом мюон-углеродном рассеянии. Остановимся на прецизионном измерении нарушений масштабной инвариантности в структурных функциях нуклона.

#### 4. Измерения структурных функций нуклона, выполненные коллаборацией VCDMS

Вместе с данными SLAC по рассеянию электронов и результатами по рассеянию нейтрино данные коллаборации VCDMS сегодня составляют основу нашего экспериментального понимания<sup>3</sup> структурной функции нуклона  $F_2$  в широком кинематическом диапазоне до больших значений  $x$  и  $Q^2$ . Позднее они были дополнены результатами эксперимента NMC в ЦЕРНе и эксперимента E665 в лаборатории Ферми (FNAL) при меньших

<sup>3</sup> В течение многих лет эта точка зрения подвергалась сомнению, поскольку результаты экспериментов, проведенных коллаборацией EMC и VCDMS по  $F_2$ , не совпадали. Коллаборация NMC вновь провела измерения этой структурной функции на модернизированном спектрометре EMC и все решилось в пользу коллаборации VCDMS.

значениях  $x$  и  $Q^2$  и результатами, полученными на электрон-протонном коллайдере HERA в DESY в совершенно новой кинематической области при еще меньших  $x$ , но более высоких значениях  $Q^2$ .

С 1978-го по 1980 гг. в эксперименте набирались данные на углеродной мишени; результаты по структурным функциям из этого сеанса были опубликованы в [18] и представлены на рис. 3.

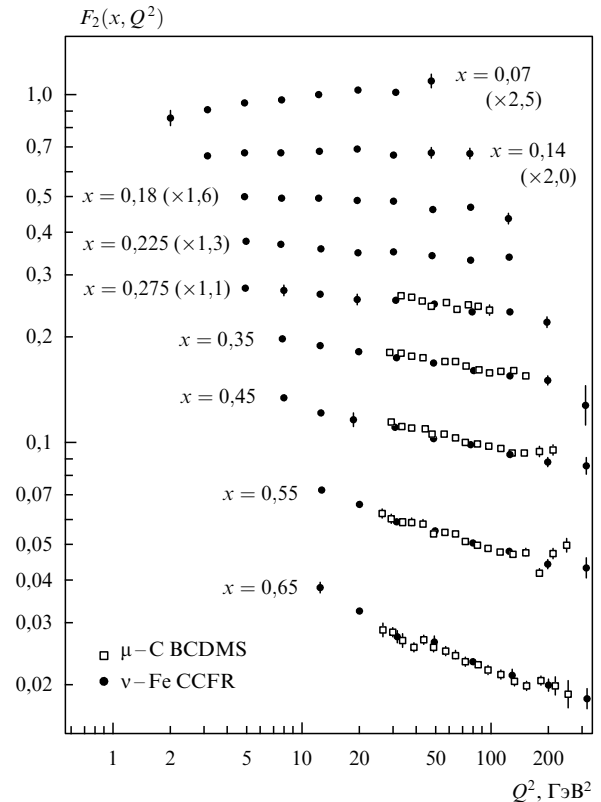


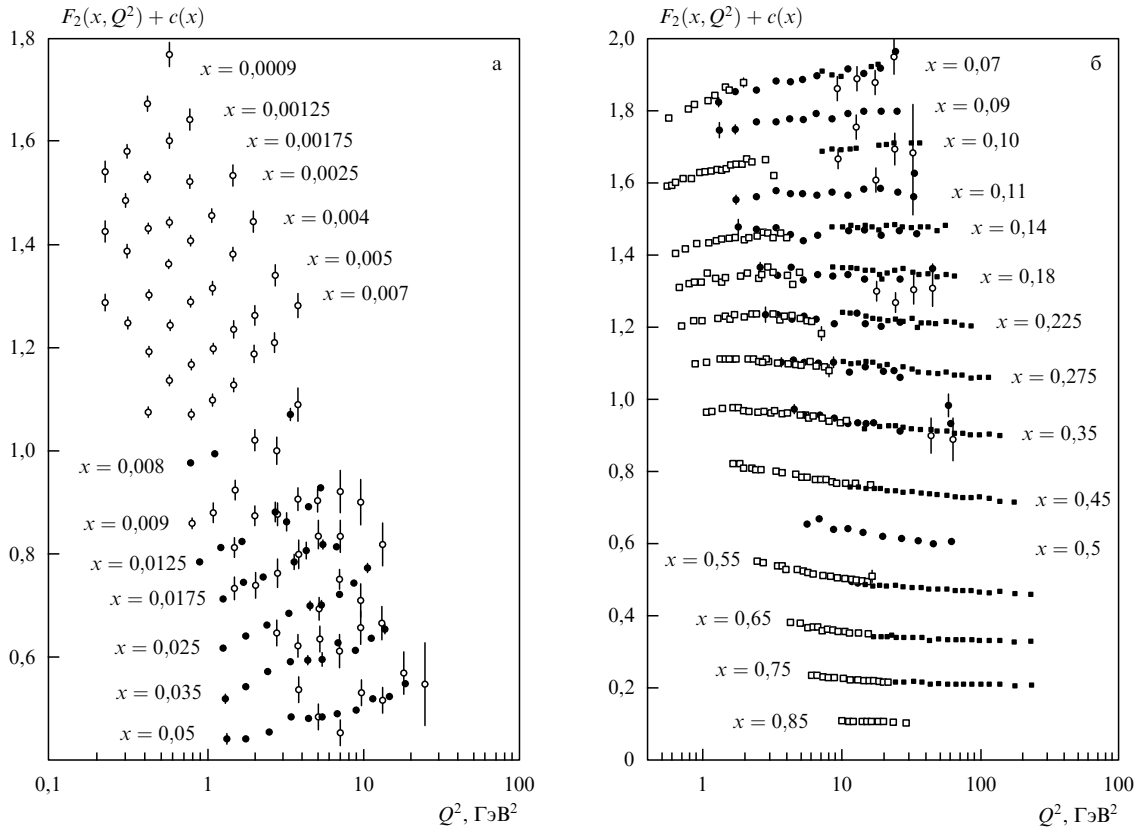
Рис. 3. Структурная функция нуклона  $F_2$ , измеренная коллаборацией VCDMS в глубоконеупругом рассеянии мюонов на углероде. Данные, полученные из рассеяния нейтрино на железе коллаборацией CCFR в лаборатории, приведены для сравнения. Данные приведены в зависимости от  $Q^2$  для фиксированных значений интервалов  $x$  и были умножены на факторы, приведенные в скобках.

Во время остановки SPS в 1980/81 годах эксперимент был модернизирован для того, чтобы расширить аксептанс при малых углах рассеяния, т.е. при малых значениях  $x$ . В этой конфигурации в экспериментах набирались данные с 1981-го по 1985 гг. с использованием водородной [19] и дейтериевой [20] мишеней; эти данные охватывают область больших значений  $x$  и  $Q^2$  ( $x \geq 0,07$ ,  $Q^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ ). Они послужили очень мощным средством для проверки пертурбативной КХД и измерения константы сильного взаимодействия (раздел 5).

В качестве примера на рис. 4 данные для протонов приводятся вместе с результатами, полученными в SLAC [21], и позднее — в экспериментах NMC [63] и E665 [23].

#### 5. Проверки КХД

Измерения  $F_2(x, Q^2)$  и  $xF_3(x, Q^2)$ , проведенные на большой статистике, и усовершенствованный анализ КХД



**Рис. 4.** Структурная функция протона  $F_2^p$ , измеренная в рассеяниях электронов (SLAC — □) и мюонов (BCDMS — ■, E665 — ○, NMC — ●), показана как функция от  $Q^2$  для фиксированных  $x$ . Представлены только статистические ошибки. Из соображений наглядности константа  $c(x) = 0,1i_x$  добавляется к  $F_2^p$ , где  $i_x$  является номером интервала  $x$  в диапазоне от 1 ( $x = 0,05$ ) до 14 ( $x = 0,0009$ ) (а) и от 1 ( $x = 0,85$ ) до 15 ( $x = 0,007$ ) (б).

четко определили справедливость уравнений Альтарелли–Парази для корректного описания нарушений масштабной инвариантности, которые наблюдались в глубоконеупругом рассеянии. С тех пор акцент исследований КХД в этой области стал постепенно смещаться с качественных проверок КХД на точное определение константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  и распределения глюонов.

**5.1. Нарушения масштабной инвариантности в пертурбативной КХД**

Всесторонний обзор пертурбативной КХД не является целью данного обзора ([24] представляет собой классическую работу по этому вопросу; в [10] и [25] дано прекрасное введение в данную тематику). Материал, представленный далее, является, главным образом, кратким обзором основ формализма, который необходим для анализа нарушений масштабной инвариантности структурных функций нуклона.

$Q^2$  — эволюция константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  проходит по уравнениям ренормгрупп КХД. "Каноническое", но в любом случае не уникальное решение, обычно используемое для анализа данных по глубоконеупругому рассеянию в следующем к лидирующему порядку (NLO), имеет вид

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \left[ 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \right], \quad (12)$$

где

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} N_f, \quad \beta_1 = 102 - \frac{38}{3} N_f$$

и  $N_f$  — эффективное число ароматов активных кварков в процессе рассеяния.

Параметр  $\Lambda$  является так называемым масштабным параметром КХД и имеет физический смысл типичной энергии, при которой бегущая константа взаимодействия (12) становится большой и пертурбативное разложение нарушается. Ее значение не предсказывается КХД и может быть определено только экспериментально. Поскольку  $\alpha_s$  — физически наблюдаемая величина, числовое значение  $\Lambda$  зависит от  $N_f$  и вне лидирующего порядка зависит от ренормализационной схемы, выбранной для разложений по теории возмущения. В глубоконеупругом рассеянии при существующих энергиях на фиксированной мишени  $N_f = 4$ , а для вычислений используется так называемая схема "модифицированных минимальных вычитаний"  $\overline{MS}$  [26] и соответствующая  $\Lambda$  обозначается  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)}$ . Когда сравниваются измерения  $\alpha_s$  и  $\Lambda$  из процессов с различными  $N_f$ , следует быть очень осторожным, когда пересекается порог нового аромата, поскольку  $\alpha_s(Q^2)$  является, конечно, непрерывной.

Для того чтобы ввести кварк-партонную модель, усовершенствованную по КХД, мы должны различать кварковые распределения, которые являются синглетами или несинглетами в ароматовом пространстве. Любая структурная функция может быть преобразована в

линейную комбинацию структурных функций ароматического синглета (SI) и несинглета (NS). В следующем к лидирующему порядку эти структурные функции связаны "с эффективными" кварковыми распределениями  $q^{\text{SI}}(x, Q^2)$  и  $q^{\text{NS}}(x, Q^2)$  следующим образом:

$$F_i^{\text{NS}}(x, Q^2) = C_i x q^{\text{NS}}(x, Q^2) + C_i x \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 q^{\text{NS}}(t, Q^2) f_{iq} \left( \frac{x}{t} \right) \frac{dt}{t}, \quad (13)$$

$$F_i^{\text{SI}}(x, Q^2) = C_i' x q^{\text{SI}}(x, Q^2) + C_i' x \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 q^{\text{SI}}(t, Q^2) f_{iq} \left( \frac{x}{t} \right) \frac{dt}{t} + C_i'' x \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 G(t, Q^2) f_{iG} \left( \frac{x}{t} \right) \frac{dt}{t}, \quad (14)$$

где  $G(x, Q^2)$  — глюонное распределение,  $C_i, C_i', C_i''$  — коэффициенты,  $f_{iq}$  и  $f_{iG}$  — так называемые коэффициентные функции. В этой картине  $q^{\text{SI}}$  и  $q^{\text{NS}}$  являются "голыми" кварковыми распределениями, которые нельзя измерить непосредственно в эксперименте. В лидирующем порядке КХД конволюционными членами пренебрегают, и (13), (14) становятся эквивалентными, например, (8).

$Q^2$  — эволюция эффективного кваркового и глюонного распределений предсказана уравнениями Альтарелли – Паризи [27]<sup>4</sup>:

$$\frac{dq^{\text{NS}}(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 q^{\text{NS}}(t, Q^2) P^{\text{NS}} \left( \frac{x}{t} \right) \frac{dt}{t}, \quad (15)$$

$$\frac{dq^{\text{SI}}(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \left[ q^{\text{SI}}(t, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{t} \right) + C_q G(t, Q^2) P_q \left( \frac{x}{t} \right) \right] \frac{dt}{t}, \quad (16)$$

$$\frac{dG(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \left[ G(t, Q^2) P_{GG} \left( \frac{x}{t} \right) + C_G q^{\text{SI}}(t, Q^2) P_{Gq} \left( \frac{x}{t} \right) \right] \frac{dt}{t}, \quad (17)$$

где  $C_i$  представляют собой набор коэффициентов, а  $P^{\text{NS}}, P_{qq}$  — сплитинг-функции, описывающие диаграммы КХД. И коэффициентные функции, и сплитинг-функции могут быть рассчитаны в пертурбативной КХД, как разложение в ряд по  $\alpha_s$ . В NLO и за его пределами члены порядка  $O(\alpha_s)$  и выше могут поглощаться друг другом; это известная неопределенность схемы факторизации. Поэтому следует быть очень внимательным и использовать согласующиеся коэффициентные и сплитинг-функции.

## 5.2. Измерения константы сильного взаимодействия

Измерения структурной функции  $F_2$  коллаборацией BCDMS при больших  $x$  и  $Q^2$  на углеродной, водородной и дейтериевой мишенях дали первые данные с высокой статистикой, которые привели к надежному определению  $A_{\text{QCD}}$  [28, 29, 20].  $F_2(x, Q^2)$  в общем виде является

линейной комбинацией кварковых синглетных и несинглетных распределений. Ее  $Q^2$ -эволюция описывается уравнениями Альтарелли – Паризи (15) и (16), которые также зависят от глюонного распределения. Оригинальные результаты BCDMS по водороду и дейтерию позднее были уточнены в очень тщательном анализе, который проделали Виршо и Милштайн, объединив данные SLAC и BCDMS [30]. Поскольку данные SLAC сдвинуты в сторону низких значений  $Q^2$  до 1 ГэВ<sup>2</sup>, этим авторам удалось получить оценку для непертурбативных вкладов "высших твистов" в наблюдаемое нарушение масштабной инвариантности при малых  $Q^2$ . Эффекты "высших твистов" возникают, в основном, из-за взаимодействий в конечных состояниях на больших расстояниях, которые трудно рассчитывать в пертурбативной КХД. Существуют лишь некоторые теоретические соображения относительно их кинематической зависимости, в частности то, что их можно разложить в ряд по параметру  $1/Q^2$  [31]. Это выражается следующим соотношением:

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{\text{LT}}(x, Q^2) \left[ 1 + \frac{C_{\text{HT}}(x)}{Q^2} \right], \quad (18)$$

где структурная функция лидирующего "твиста"  $F_2^{\text{LT}}$  соответствует уравнениям Альтарелли – Паризи. Соотношение (18) действительно хорошо аппроксимирует данные (рис. 5). Качество аппроксимации лучше всего иллюстрируется в представлении "логарифмических наклонов", которые показывают производную этой структурной функции по  $\ln Q^2$ . Усредненные по диапазон  $Q^2$  для  $x$ -интервала, логарифмические производные ведут себя так, как и предсказано в формулах Альтарелли – Паризи (рис. 6). В этом анализе член "высшего твиста"  $C_{\text{HT}}(x)$  уравнения (18) аппроксимируется набором констант для каждого  $x$ -интервала. Оказалось, что эти коэффициенты близки к нулю для  $x < 0,4$ , т.е. пертурбативная КХД может описывать нарушения масштабной инвариантности в этом диапазоне до таких малых значений  $Q^2$ , как 1 ГэВ<sup>2</sup>. Для  $A$  получено значение

$$A_{\text{MS}}^{(4)} = 263 \pm 42 \text{ МэВ},$$

где ошибка объединяет статистические и систематические неопределенности. Это соответствует константе сильного взаимодействия при типичном для этих данных значениях  $Q^2$ :

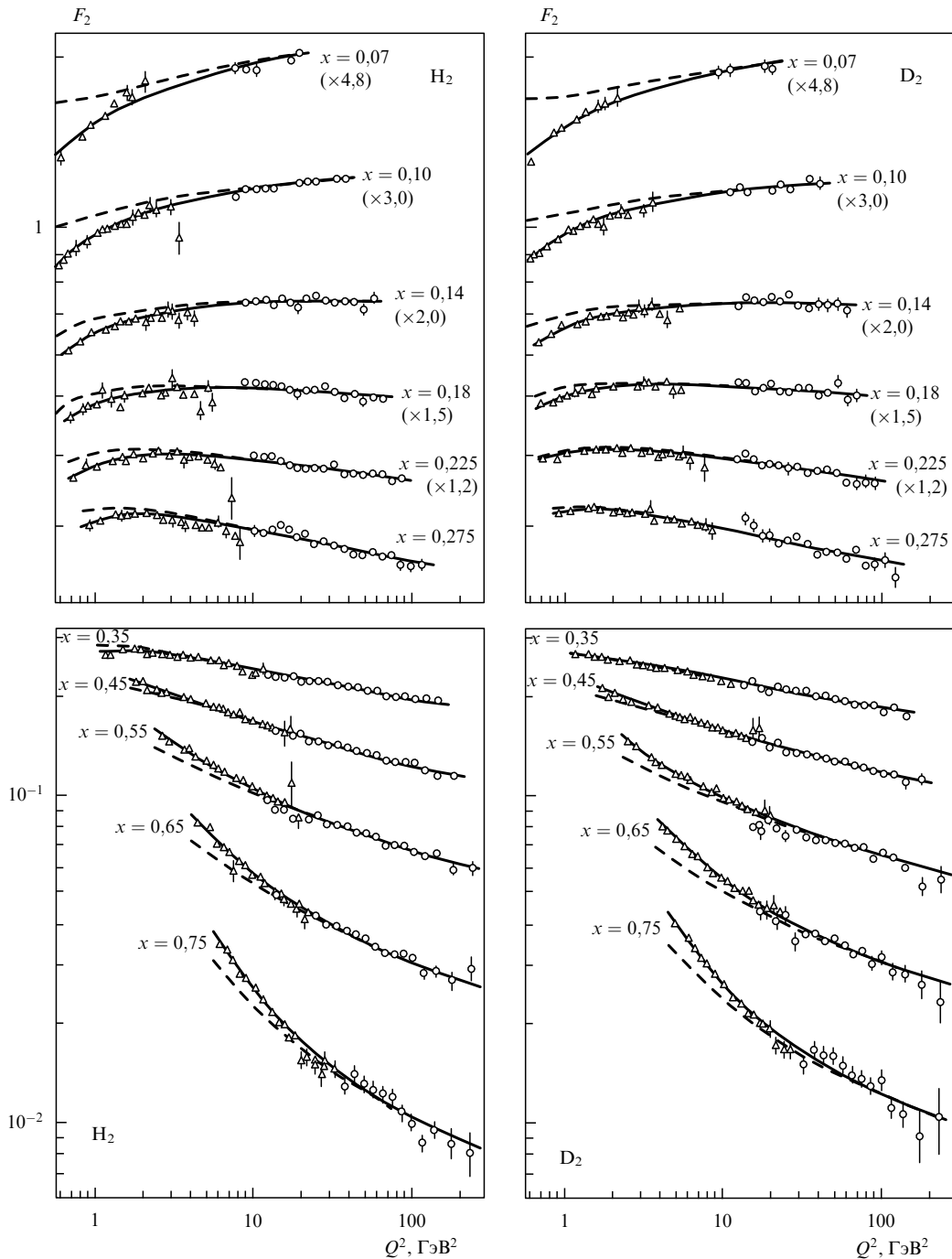
$$\alpha_s(50 \text{ ГэВ}^2) = 0,180 \pm 0,008.$$

В этом же самом анализе Виршо и Милштайн дали оценку теоретической неопределенности (связанной с пренебрежением членов более высокого порядка в КХД-разложении сплитинг и коэффициентной функций), которая может исчезать при переопределении шкалы факторизации и ренормализации, что часто называется "масштабной неопределенностью". Конечный результат для  $\alpha_s$ , полученный ими, при  $Q^2 = M_Z^2$ :

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,113 \pm 0,003(\text{exp.}) \pm 0,004(\text{theor.})$$

является одним из самых точных, дающих определяющий вклад в мировое среднее значение  $\alpha_s$ . Эта КХД аппроксимация дает также возможность оценить глюонное распределение в нуклоне (17). Поскольку глюонное распределение имеет острый пик при малых  $x$ , эта оценка сейчас уточняется путем аппроксимации по более

<sup>4</sup> Более правильно называть эти уравнения уравнениями Альтарелли – Липатова – Паризи. (Примеч. научного консультанта.)



**Рис. 5.** КХД аппроксимация функции  $F_2(x, Q^2)$  как функции  $Q^2$  для фиксированных  $x$  по данным SLAC ( $\Delta$ ) и BCDMS ( $\circ$ ). Пунктирная линия — чисто пертурбативный случай со структурной функцией лидирующего порядка  $F_2^{\text{LT}}(x, Q^2)$ . Сплошная линия включает вклад "высших твистов", о котором говорится в тексте.

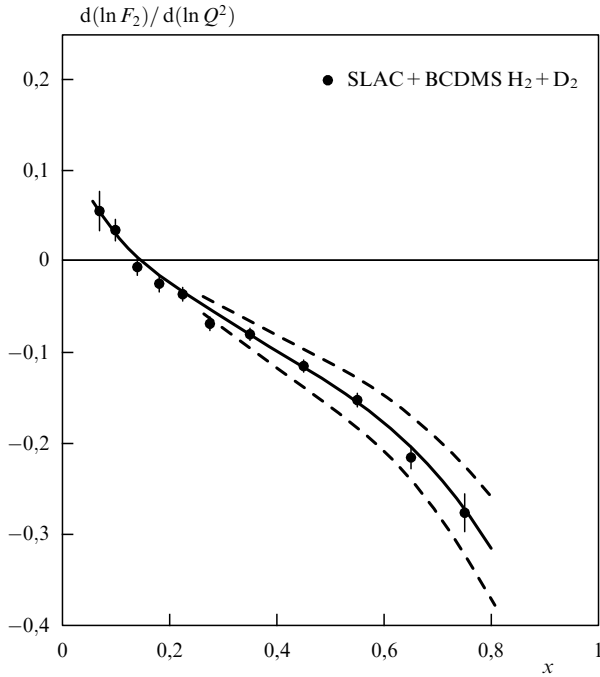
поздним данным с большим охватом кинематического диапазона.

## 6. Глубоконеупругое рассеяние поляризованных лептонов

Вот уже несколько лет глубоконеупругое рассеяние на поляризованных пучках и мишенях испытывает своеобразный ренессанс после открытия в ЕМС в 1988 г. [32] того, что спинозависимая структурная функция протона нарушает правило сумм Эллиса–Джаффе [33] и что кварки, оказывается, дают только малую часть общего вклада в спин протона. Это открытие поставило вопросы

о происхождении спина нуклона на партонном уровне, на которые еще никто не дал окончательных ответов. Однако эти вопросы вызвали интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, результатом которых стало большое количество публикаций и новых данных, полученных в экспериментах нового поколения по изучению внутренней спиновой структуры нуклона.

Начнем с краткого обзора основной феноменологии асимметрий сечения (раздел 6), подробно остановимся на технике экспериментов (раздел 7) и на последних экспериментальных результатах (разделы 8–10). Введение в теоретическое описание читатель может найти в [34, 35].



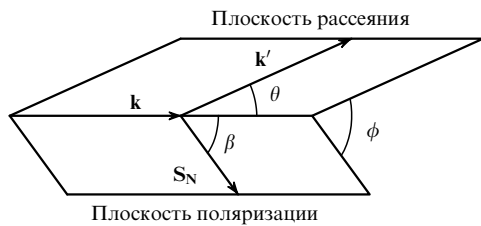
**Рис. 6.** Нарушение масштабной инвариантности в логарифмических производных  $d(\ln F_2)/d(\ln Q^2)$ , наблюдаемое на водороде и дейтерии, в объединенных данных SLAC/BCDMS. Даны только статистические ошибки. Сплошная линия — КХД аппроксимация с  $\alpha_s(M_Z^2) = 0,113$ ; пунктирные линии соответствуют  $\Delta\alpha_s(M_Z^2) = 0,010$ .

**6.1. Сечение глубоконеупругого рассеяния**

В лабораторной системе процесс рассеяния удобно представить в двух плоскостях, которые показаны на рис. 7. Плоскость рассеяния определяется, как и в случае отсутствия поляризации, векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  импульсов входящего и рассеянного лептонов, соответственно;  $\theta$  — угол рассеяния. Плоскость спина определяется  $\mathbf{k}$  и вектором спина нуклона  $\mathbf{S}_N$ ;  $\beta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{S}_N$  ( $0 \leq \beta \leq \pi$ ) и  $\phi$  — угол между плоскостью поляризации и плоскостью рассеяния. Дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния можно разложить на неполяризованную часть  $\sigma_0$  и поляризованную часть  $\Delta\sigma$ :

$$\frac{d^3\sigma(\beta)}{dx dy d\phi} = \frac{d^3\sigma_0}{dx dy d\phi} - \frac{d^3[\Delta\sigma(\beta)]}{dx dy d\phi}, \quad (19)$$

где  $d^3\sigma_0/dx dy d\phi$  — сечение неполяризованного глубоконеупругого рассеяния, определяемое спиннезависимыми структурными функциями  $F_1$  и  $F_2$ .



**Рис. 7.** Рассеяние продольно-поляризованных лептонов в лабораторной системе.

В приближении Борна поляризованный вклад представлен в [36]:

$$\frac{d^3[\Delta\sigma(\beta)]}{dx dy d\phi} = \frac{4x^2}{Q^2} \left\{ \cos\beta \left[ \left( 1 - \frac{y}{2} - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{\gamma^2 y}{4} g_2(x, Q^2) \right] - \cos\phi \sin\beta \frac{\sqrt{Q^2}}{v} \times \left( 1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right)^{1/2} \left[ \frac{y}{2} g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) \right] \right\}, \quad (20)$$

где

$$\gamma = \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}}, \quad (21)$$

а  $g_1$  и  $g_2$  — спиновзависимые структурные функции нуклона,  $M$  — масса нуклона,  $Q^2$  — переданный четырехмерный импульс нуклона мишени, а  $x$  и  $y$  — известные масштабные переменные.

Рассмотрение (20) немедленно показывает, как две структурные функции  $g_1$  и  $g_2$  можно вывести из измерений дифференциального сечения. Поляризация мишени, параллельная направлению пучка (т.е.  $\sin\beta = 0$ ), главным образом выявляет  $g_1$ , поскольку вклад от  $g_2$  подавляется при высоких энергиях фактором  $Mx/2E$ . Для  $\cos\beta = 0$  (т.е. при поперечной поляризации мишени)  $g_1$  и  $g_2$  вносят свой вклад в сечение с соответствующими весами.

**6.2. Асимметрии сечения**

Поляризованная часть (20) дает только малый вклад в сечение и в общем случае экспериментально дополнительно подавляется неполными поляризациями пучка и мишени. Поэтому обычно она определяется из измерений асимметрий сечений, в которых неполяризованная часть (19) исключается. Когда и пучок, и мишень имеют продольную поляризацию ( $\sin\beta = 0$ ), эта асимметрия выглядит следующим образом:

$$A = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}}, \quad (22)$$

где  $\sigma^{\uparrow\downarrow}$  и  $\sigma^{\uparrow\uparrow}$  — сечения рассеяния для противоположно и одинаково направленных спинов, соответственно. Для простоты члены порядка  $\gamma^2$  не учитываются в последующем обсуждении. Из (20) находим

$$A = D[A_1 + \eta A_2], \quad (23)$$

где

$$A_1(x) = \frac{g_1(x)}{F_1(x)}, \quad (24)$$

$$A_2(x) = \gamma \frac{g_1(x) + g_2(x)}{F_1(x)}; \quad (25)$$

$D$  часто называют фактором деполяризации виртуального фотона и находят по формуле

$$D = \frac{2y - y^2}{2(1 - y)(1 + R) + y^2}; \quad (26)$$

фактор  $\eta$  зависит только от кинематических переменных:

$$\eta = \frac{\sqrt{Q^2}}{E} \frac{2(1-y)}{y(2-y)}. \quad (27)$$

$A_1$  и  $A_2$  можно интерпретировать как виртуальные фотон-нуклонные асимметрии. Для мишеней со спином 1/2 (протон и нейтрон)

$$A_1^{p,n} = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}, \quad (28)$$

$$A_2^{p,n} = \frac{2\sigma^{TL}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}, \quad (29)$$

тогда как для дейтрона [37]

$$A_1^d = \frac{\sigma_0 - \sigma_2}{\sigma_0 + \sigma_2}, \quad (30)$$

$$A_1^d = \frac{\sigma_0^{TL} + \sigma_1^{TL}}{\sigma_0 + \sigma_2}. \quad (31)$$

В этих выражениях индексы относятся к проекциям полного спина фотон-адронной системы в направлении виртуального фотона, а  $\sigma^{TL}$  — сечения, которые появляются из интерференции амплитуд для продольно- и поперечно-поляризованных виртуальных фотонов. Для  $A_1$  и  $A_2$  [38] можно ввести следующие ограничения:

$$|A_1| \leq 1, \quad |A_2| \leq R; \quad (32)$$

по этой причине предполагается, что  $A_2$  вносит малый вклад в  $A$ .

В итоге экспериментально измеренная скорость счета асимметрии связана с асимметрией сечения (22) по формуле

$$A_{\text{exp}} = f_t P_t P_b A, \quad (33)$$

где  $P_b$  — поляризация пучка,  $P_t$  — поляризация нуклонов мишени и  $f_t$  — фактор растворения мишени, т.е. доля поляризованных нуклонов в материале мишени.

### 6.3. Спинозависимые структурные функции в кварк-партоновой модели

Так же, как и спинонезависимые структурные функции, спинозависимая структурная функция  $g_1$  имеет четкую интерпретацию в кварк-партоновой модели:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 [q_i^+(x) - q_i^-(x)], \quad (34)$$

где  $q_i^+(x)$ ,  $q_i^-(x)$  — плотность кварков со спиральностью параллельной (антипараллельной) спину нуклона. Интерпретация  $g_1(x)$  следует из того факта, что виртуальный фотон со спиновой проекцией +1 может поглощаться только кварком со спиновой проекцией  $-1/2$  и наоборот.

Интерпретация поперечной спиновой структурной функции  $g_2$  в кварк-партоновой модели менее очевидна, что и стало предметом больших теоретических дискуссий [36, 39]. Вандзура и Вилчек [40] показали, что в КХД она может быть представлена как

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2), \quad (35)$$

где тривиальная часть  $g_2^{\text{WW}}$  — вклад ведущего "твиста" на языке КХД, который полностью определяется с помощью  $g_1(x, Q^2)$ :

$$g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(y, Q^2) \frac{dy}{y}. \quad (36)$$

Член  $\bar{g}_2(x, Q^2)$  является вкладом "твиста-3", который легче всего объяснить с помощью техники разложения произведения операторов (Operator Product Expansion) в КХД, где он чувствителен к кварк-глюонной корреляционной функции в нуклоне и, таким образом, содержит уникальную новую физику.

## 7. Новое поколение экспериментов с поляризованными лептонами и мишенями

В следующем поколении экспериментов, которое сложилось после открытия EMC в 1988 г., появились три установки, где использовалась новая экспериментальная техника (табл. 1):

1) эксперимент спиновой мюонной коллаборации (SMC) в ЦЕРНе на высокоэнергетичном пучке мюонов с твердотельными криогенными мишенями [42];

2) эксперименты E142, E143, E154 и E155 в SLAC с использованием электронных пучков и жидкой  $^3\text{He}$  мишени, а также твердотельных криогенных мишеней [43];

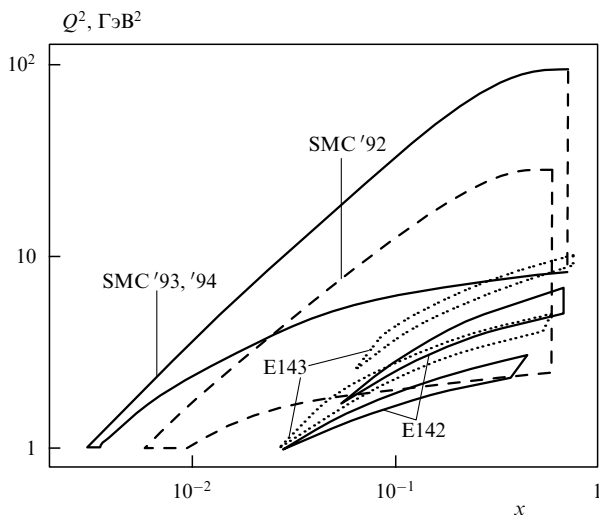
3) эксперимент HERMES в DESY с использованием поляризованного электронного пучка электрон-протонного накопительного кольца HERA и внутренних водородной, дейтериевой и  $^3\text{He}$  газовых мишеней [44].

**Таблица 1.** Новые эксперименты по поляризованному глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию. Указаны публикации принципиальных физических результатов, полученных к настоящему моменту

Эксперимент	Пучок	Год	Энергия пучка (ГэВ)	Мишень	Литература
SMC	$\mu^+$	1992	100	$\text{C}_4\text{D}_9\text{OD}$	[50]
		1993	190	$\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$	[51, 52]
		1994	190	$\text{C}_4\text{D}_9\text{OD}$	[53]
		1995	190	$\text{C}_4\text{D}_9\text{OD}$	
		1996	190	$\text{NH}_3$	
E142	$e^-$	1992	19,4–25,5	$^3\text{He}$	[55]
E143	$e^-$	1993	29,1	$\text{NH}_3, \text{ND}_3$	[56, 57]
E155	$e^-$	1995	50	$^3\text{He}$	
		1996	50	$\text{NH}_3, \text{ND}_3$	
HERMES	$e^+$	1995	27,5–35	H, D, $^3\text{He}$	

Эксперименты на электронных и мюонных пучках дополняют друг друга. Главное преимущество экспериментов в SLAC и HERMES заключается в очень большой интенсивности пучка, которую можно получить на ускорителях электронов. Сильная сторона SMC состоит в более высокой энергии пучка, которая обеспечивает более широкую кинематическую область по  $x$  при больших  $Q^2$ , необходимую для критических проверок правила сумм (рис. 8). Однако интенсивность мюонов ограничена из-за малого выхода событий из цепи распадов  $p \rightarrow \pi(K) \rightarrow \mu$ , которая используется для создания пучков мюонов на высокоэнергетичных ускорителях протонов. Систематические ошибки всех экспериментов в настоящее время приблизительно одинаковы. С точки





**Рис. 8.** Кинетические диапазоны последних экспериментов по поляризованному глубоконеупругому рассеянию. Для SMC представлены два различных диапазона, поскольку были использованы пучки разных энергий: 100 ГэВ в 1992 г. и 190 ГэВ в 1993/94 гг. Для каждого из двух экспериментов в SLAC, E142 и E143, две полосы относятся к двум плечам спектрометра.

зрения статистики, в экспериментах с электронами получают более точные данные, но они сконцентрированы в более ограниченном кинематическом диапазоне.

Для того чтобы частично компенсировать достаточно низкую интенсивность пучка, была построена твердотельная неподвижная мишень SMC, которая является в настоящий момент самой большой, когда-либо созданной поляризованной мишенью. В качестве материала мишени используется обычный или дейтерированный бутанол. Фактор растворения, т.е. часть поляризующихся нуклонов в молекулах мишени равна  $f_p = 0,13$  и  $f_d = 0,23$ , соответственно<sup>5</sup>. Мишень разделяется на две части, каждая длиной приблизительно 60 см. Они могут быть продольно поляризованы в противоположных направлениях для одновременного набора данных с двумя относительными ориентациями пучка и поляризации мишени, которая требуется для измерения асимметрии  $A$  (22). Материал мишени располагается внутри сверхпроводящего соленоида с магнитным полем в 2,5 Тл, имеющим высокую однородность поля и охлажденного до температур меньше, чем 50 мК с рефрижератором растворения  $^3\text{He}-^4\text{He}$ . Он поляризуется с помощью техники динамической ядерной поляризации (ДЯП); противоположные поляризации в двух частях мишени получаются путем облучения материала с помощью микроволн, немного отличающихся по частоте от частоты электрон-спиновых резонансов. В 1992 г. SMC обнаружил, что поляризации можно значительно увеличивать с использованием модуляции соответствующей частоты микроволн [45]. Эта техника особенно полезна для проведения экспериментов на дейтериевой мишени. Типичная поляризация, которую полу-

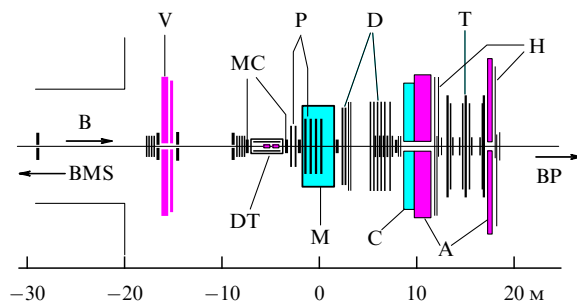
<sup>5</sup> Термин "фактор растворения" часто употребляется по отношению к выходу событий из поляризованных протонов и дейтронов и отличается от "наивного" (химического) фактора растворения ядерными эффектами и радиационными коррекциями к сечению Борна и, таким образом, является функцией кинематических переменных.

чают для дейтериевой мишени — 50 %, а для протонной мишени — 85 %. Для того чтобы свести систематические ошибки к минимуму, направление спина обеих частей мишени периодически через каждые несколько часов меняется на противоположное, с минимальной потерей величины поляризации, путем вращения магнитного поля. Вращение поля достигается подходящей динамической суперпозицией поля диполя и поля соленоида.

Мюонный пучок SPS в ЦЕРНе имеет "естественную" продольную поляризацию благодаря нарушению четности. В распаде  $\pi(K) \rightarrow \nu_\mu$  мюон и нейтрино полностью поляризуются в системе центра масс, давая отрицательную (положительную) спиральность положительному (отрицательному) мюону. Лоренцевские эффекты влияют на продольную поляризацию массивных мюонов, которая в лабораторной системе зависит от отношения энергий мюонов и адронов-родителей. SMC работает с типичным отношением:  $E_\mu/E_\pi \approx 0,9$ , что дает поляризацию пучка  $P_b \approx -80\%$  для пучка  $\mu^+$ . Типичная интенсивность пучка составляет  $4,5 \times 10^7$  на сброс пучка протонов длительностью 2,4 с, с периодом 14,4 с. Импульс пучка мюонов измеряется с помощью магнитного спектрометра (BMS), установленного перед мишенью.

Поляризация пучка определяется в специально созданном для этого поляриметре, смонтированном за основным спектрометром, о котором говорилось выше. Во всех работах, опубликованных к настоящему моменту, поляризация пучка определялась из спектра позитронов Мишеля в реакции  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  [46]. Дополнительный метод, который использует асимметрию сечения мёллеровского рассеяния мюонов на поляризованных электронах в намагниченной фольге, был применен на более поздней стадии и будет использоваться в дополнение к методу распада, в анализе последних данных.

Для идентификации рассеянных мюонов и анализа их импульса SMC использует модернизированную версию магнитного спектрометра с большим акцептансом, впервые созданного EMC [47] (рис. 9). Прецизионное измерение угла рассеяния и импульса заряженных частиц обеспечивается дипольным магнитом с большой апертурой ( $\int B dl = 2,3$  Тл м), снабженного многопроволочными пропорциональными (MWPC) и дрейфовыми камерами. За системой измерения импульса следует



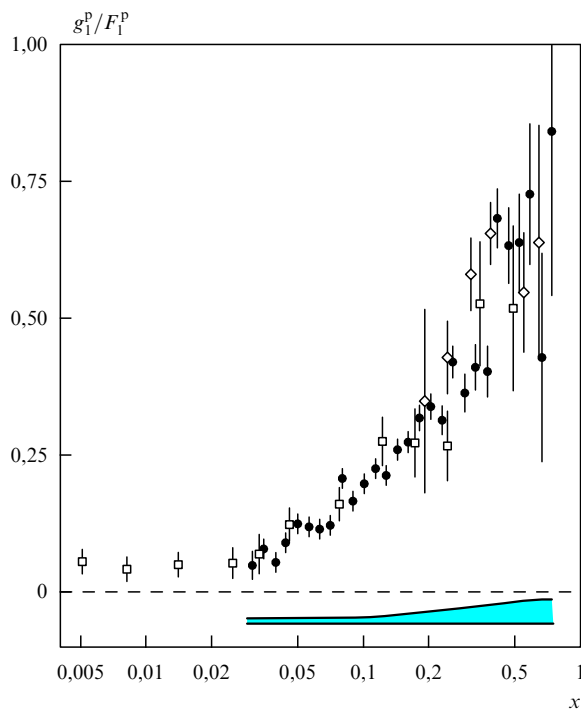
**Рис. 9.** Спектрометр SMC (вид сбоку): BMS — магнитный спектрометр, В — пучок мюонов, V — счетчики защиты, MC — микростриповые газовые камеры, P — пропорциональные камеры, D — дрейфовые камеры, T — дрейфовые и стримерные трубки, H — триггерные годоскопы, PT — поляризованная мишень, M — магнит, C — калориметр, A — поглотитель адронов, BP — пучок поляриметра.

система идентификации мюонов, которая состоит из адронного поглотителя и плоскостей стримерных и дрейфовых трубок<sup>6</sup>. Дрейфовые камеры и стримерные трубки дополнены MWPC для того, чтобы улучшить скоростную способность спектрометра вблизи пучка. Три плоскости сцинтилляторных годоскопов, находящихся сзади адронного поглотителя, обеспечивают работу мюонного триггера в эксперименте.

## 8. Результаты измерения асимметрий и спиновзависимых структурных функций

Результаты измерений асимметрии  $A_1$  и спиновзависимой структурной функции  $g_1$  опубликованы коллаборациями E143 [56–58] и SMC [50, 51, 53, 54]. Результаты по нейтронам были опубликованы коллаборацией E142 [55], SMC также сделало оценку  $g_1^n$  из данных по протонам и дейтронам [50, 53].

Все современные данные находятся в прекрасном взаимном согласии. В качестве примера можно привести сравнение результатов по  $g_1^p/F_1^p \simeq A_1^p$  (24), показанное на рис. 10 [56]; подобное согласие наблюдается и для дейтрона [53]. На рисунке все данные показаны при соответствующем среднем значении  $Q^2$ , которое примерно в 5 раз выше для SMC по сравнению с E143. Хорошее согласие, таким образом, подтверждает ключевую гипотезу, сделанную при анализе всех данных, а именно, что  $A_1$  независимо от  $Q^2$ .



**Рис. 10.** Отношение  $g_1^p/F_1^p \simeq A_1^p$ , измеренное в эксперименте E143 (●) и SMC (□), а также ранее в SLAC в эксперименте E130 (◇) [66]. Все данные представлены при соответствующих средних  $Q^2$ , увеличивающихся с 1 ГэВ<sup>2</sup> для малых  $x$  и до 50 ГэВ<sup>2</sup> для больших значений  $x$  в данных SMC. Указаны только статистические ошибки; заштрихованная полоса обозначает систематические ошибки данных эксперимента E143.

К сожалению, это предположение противоречит КХД, которая предсказывает  $Q^2$ -эволюцию  $g_1$ , отличающуюся от эволюции  $F_1$  и, таким образом, в итоге зависимость  $A_1$  от  $Q^2$ .  $Q^2$ -эволюция функции  $g_1$  зависит от плотностей поляризованных кварков и глюонов и ее невозможно предсказать, поскольку о глюонах очень мало известно. Экстремальные модели для распределения поляризованных глюонов с  $\Delta G(x) \approx 5$  (см. также раздел 10) первоначально изучались в [59], где было выдвинуто предположение об аномально большом вкладе глюонов в  $g_1$  для объяснения дефицита спина протона [60]. Недавно Болл, Форте и Ридолфи предприняли попытку детального КХД анализа  $g_1^p(x, Q^2)$  [61]. Они обнаружили, что существующие данные очень слабо чувствительны к глюонному распределению, но предполагают меньшие значения  $\Delta G$ .

Герман и Стирлинг в своем анализе, который они проводили с целью определения спиновзависимых партоновых распределений, пришли к таким же выводам [62].

Имея в виду эти неопределенности, группы экспериментаторов к настоящему моменту еще не включили технологию КХД в анализ своих опубликованных результатов по  $g_1$ . При простом предположении, что  $A_1$  масштабно-инвариантна, переход от  $A_1$  к  $g_1$  (24) требует только параметризации неполяризованных структурных функций

$$F_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x[1 + R(x, Q^2)]}; \quad (37)$$

$Q^2$  зависимость функции  $g_1$  определяется, таким образом,  $Q^2$ -эволюцией  $F_2$ . В настоящий момент все эксперименты используют параметризацию коллаборации NMC для  $F_2$  [63] и параметризацию SLAC для  $R$  [64]. Кинематический диапазон, в котором эти параметризации работают, не перекрывает полностью данные SMC при малых  $x$ ; в будущем анализе можно использовать также последние измерения  $F_2$ , полученные в экспериментах на HERA и эксперименте E665 по мюонному рассеянию в лаборатории Ферми. Параметризация  $R$  менее критична, поскольку она сокращается в эволюции  $g_1$  с похожей зависимостью экспериментальной асимметрии (см. (23), (24), (26), (37)).

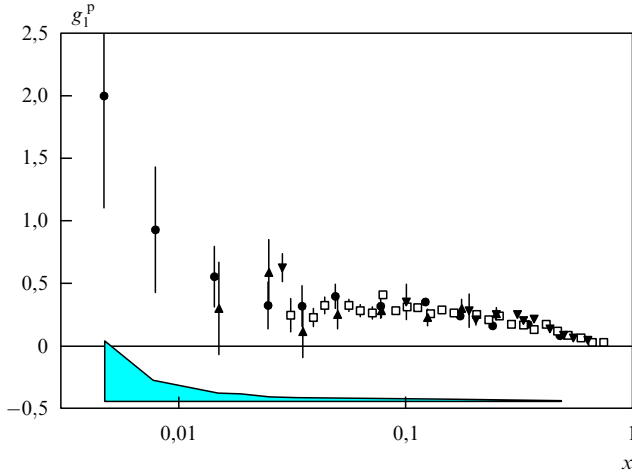
Последние измерения  $g_1^p(x)$ , сделанные SMC [51], открыли новую кинематическую область при малых  $x$  и указывают на ее рост при  $x < 0,01$  (рис. 11). Этот эффект может оказаться очень значительным и наводит на теоретические размышления, о которых будет сказано в разделе 9.

Все доступные данные по дейтрону и нейтрону, касающиеся  $g_1(x)$ , приводятся на рис. 12. Результаты SMC и E143 для нейтрона получены из соотношения  $g_1^n(x) = 2g_1^d(x)/(1 - 1,5\omega_D) - g_1^p(x)$ , где  $\omega_D = 0,05 \pm 0,01$  [65] является вероятностью D-волнового состояния дейтрона. Данные SMC ясно показывают, что в отличие от данных по протону, обе структурные функции становятся отрицательными при малых  $x$ .

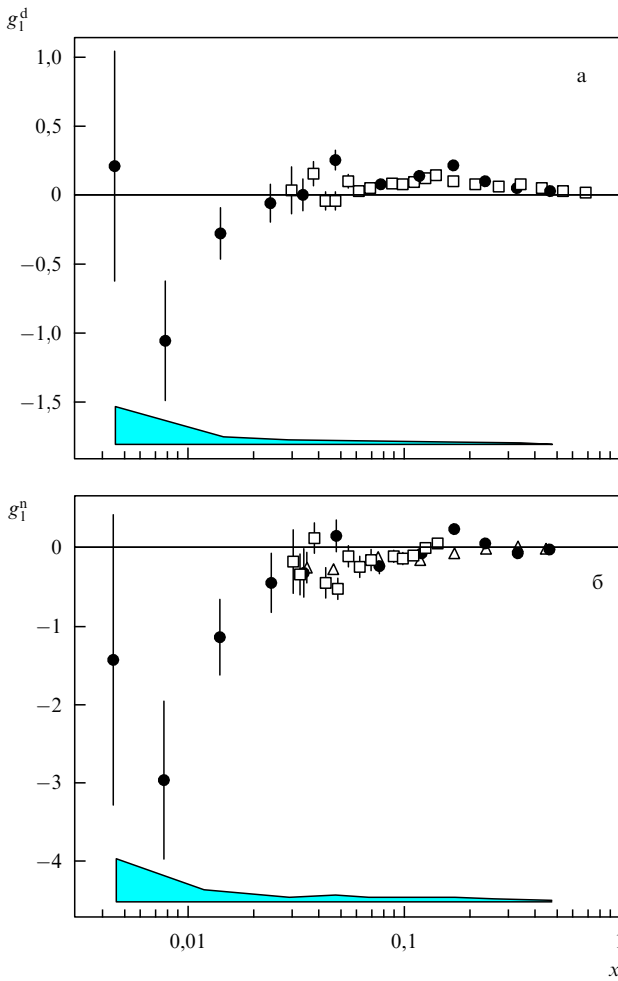
Этот случай резко отличается от неполяризованного, где структурные функции нейтрона и протона очень похожи в этом диапазоне  $x$ .

SMC также провела первые измерения "поперечной" асимметрии  $A_2^p$  (25) и  $g_2^p$  с поперечно поляризованной протонной мишенью и пучком с энергией 100 ГэВ [52]

<sup>6</sup> Система дрейфовых трубок — вклад ОИЯИ в эксперимент SMC. (Примеч. научного консультанта.)

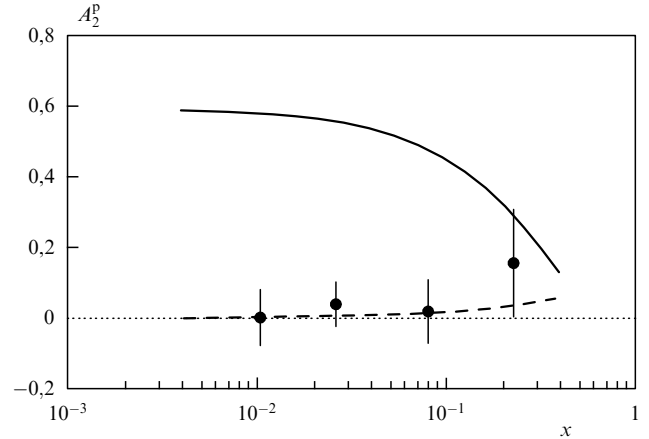


**Рис. 11.** Спинозависимая структурная функция  $g_1^p(x)$  протона при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ . Данные EMC ( $\blacktriangle$ ) пересчитаны с использованием той же параметризации  $F_2$  и  $R$ , как и для данных SMC ( $\bullet$ ) и E143 ( $\square$ ); E80/E130 ( $\blacktriangledown$ ). Указаны только статистические ошибки. Систематическая ошибка SMC обозначена заштрихованной областью.



**Рис. 12.** Спинозависимые структурные функции  $g_1^d(x)$  для дейтрона (а) и  $g_1^n(x)$  для нейтрона (б) при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  из экспериментов SLAC E142 ( $\triangle$ ), E143 ( $\square$ ) и SMC ( $\bullet$ ). Указаны только статистические ошибки. Систематическая ошибка SMC обозначена заштрихованной областью.

(рис. 13).  $A_2^p$  оказывается значительно ниже положительного предела  $|A_2| < \sqrt{R}$  и сравнимо с нулем; таким образом, оправдывается пренебрежение  $A_2$  при оценке  $A_1$  (23). Предварительные результаты, полученные в E143 по  $A_2$  для протона и дейтрона со значительно меньшими статистическими ошибками, подтверждают этот результат [67].



**Рис. 13.** Асимметрия  $A_2^p$ , измеренная в SMC при среднем значении  $Q^2$  для каждого  $x$ -интервала. Указаны только статистические ошибки. Сплошная линия — предел предсказания, о котором говорится в тексте, с использованием SLAC параметризации  $R = \sigma_L/\sigma_T$ . Пунктир — предсказание, полученное из (35) и (36) для  $\bar{g}_2(x) = 0$ .

## 9. Моменты спинозависимых структурных функций и проверки правил сумм

### 9.1. Оценка первого момента функции $g_1(x)$

Правила сумм находятся в центре внимания проверочных предсказаний для спинозависимых структурных функций. Два основных шага должны быть сделаны при переходе от структурных функций к первым моментам

$$\Gamma_1(Q^2) = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx; \tag{38}$$

это (а) эволюция измерений к одному и тому же значению  $Q^2$  и (б) экстраполяция к  $x = 0$  и  $x = 1$ . Пересчеты данных к фиксированному  $Q^2$  требуют экстраполяции за пределы экспериментально доступного диапазона (см. рис. 8). В SLAC выбрали  $Q^2 = 2 - 3 \text{ ГэВ}^2$ , а SMC использует  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , близкое к среднему значению  $Q^2$  соответствующих данных. Для совместного анализа  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  представляется самым разумным вариантом. И опять же, эти экстраполяции проводятся в соответствии с гипотезой, что  $A_1$  является  $Q^2$ -независимой и ее  $Q^2$ -эволюция, в основном, определяется  $F_2$ .

Экстраполяция к  $x = 1$  не является критической, поскольку она дает малый вклад и надежно сдерживается тривиальной связью  $A_1 < 1$ . И, напротив, экстраполяция к малым  $x$  является предметом больших дебатов и источником основной неопределенности.

SMC и E143 предполагают для этого функциональную форму  $g_1(x) \propto x^\alpha$ , предсказанную в теории Редже, где  $\alpha$  ограничена  $0 \leq \alpha \leq 0,5$  [68]. Даже если это физически оправдано, то существует некоторый произвол в использовании этой формы, поскольку теория Редже не

предсказывает, до каких  $x$  это действительно работает. SMC предполагает  $\alpha = 0$  (т.е.  $g_1 = \text{const}$ ) и аппроксимирует эту простую модель по двум первым точкам данных ( $x \leq 0,01$ ); E143 делает то же самое для  $x \leq 0,1$ . Экстраполяция E142 предполагает поведение Редже в  $A_1^n$ , которое более предпочтительно, чем  $g_1^n$ ;  $A_1^n \propto x^{2'}$ ,  $\alpha' = 1,2$  [69].

Указание роста  $g_1^p$  при малых  $x$  (см. рис. 11) дало новый импульс в дискуссии относительно ее поведения при малых  $x$ . Басс и Ландшоф [70] рассчитали вклад в синглетную часть функции  $g_1^p$  из обмена двумя непертурбативными глюонами, которая изменяется как  $2\ln(1/x) - 1$ . Заметим, что такие вклады не отражаются на проверках правила сумм Бьёркена, которое является чисто несинглетным выражением. Клоуз и Робертс [71] критикуют процедуру, принятую экспериментами, как "фольклор Редже", и пересматривают дифракционные модели для малых  $x$ . Они считают, что такой неправдоподобный рост, как  $g_1^p \propto 1/x \log^2 x$ , возможен и согласуется с данными; подобные параметризации, на самом деле, помогли бы выполнению правил сумм Эллиса–Джаффе. Тем не менее, те же самые авторы указывают также на то, что доминирующий дифракционный вклад обязательно приведет к положительному значению  $g_1$  дейтрона при малых  $x$ , но эта догадка не подтверждается последними данными SMC [12].

В конечном итоге пертурбативная КХД также предсказывает, что  $|g_1(x, Q^2)|$  будет расти быстрее, чем любая другая степень  $\ln 1/x$  при малых  $x$  [62, 72]. Знак  $g_1$ , тем не менее, не предсказывается теорией и, опять же, зависит от глюонного распределения.

Очень важно понимать, что в настоящих экспериментах, когда оцениваются систематические неопределенности, можно получить разумную оценку для вариации этих экстраполяций внутри модели Редже, но это не относится к тем моделям, которые предсказывают неправдоподобные увеличения (или уменьшения) при малых  $x$ . Подобно этому никакая эволюция  $Q^2$  в  $A_1$  не учитывается, как корректно указано в [61]; предположение, что  $A_1$  является  $Q^2$ -независимой, может также привести к серьезной недооценке ошибок по  $\Gamma_1$ . Все сравнения "измеренных" моментов и теоретических предсказаний следует рассматривать под углом этих двух важных аспектов.

## 9.2. Проверка правил сумм Эллиса–Джаффе

После такого предисловия мы можем сравнить экспериментальные моменты с правилами сумм Эллиса–Джаффе [33]

$$\Gamma_1^{p(n)} = +(-)\frac{1}{12}(F+D) + \frac{5}{36}(3F-D), \quad (39)$$

где  $F$  и  $D$  — симметричные и антисимметричные слабые  $SU(3)_f$  константы связи барионного октета, соответственно.

В таблице 2 и на рисунке 14 согласованный набор предсказаний рассчитан по (39) с использованием  $F+D = |g_A/g_V| = 1,2573 \pm 0,0028$  [73] и  $F/D = 0,575 \pm 0,016$  [74] ( $g_A$  и  $g_V$  являются аксиальными и векторными константами слабого взаимодействия нейтронного бета-распада). Коррекции КХД применяются в соответствии с [75, 76] в предположении, что  $\alpha_s(m_Z^2) = 0,117 \pm 0,005$  [73] и рассматриваются только три кварковых аромата. Предсказание для результатов EMC и SMC при  $Q^2 \simeq 10$  ГэВ<sup>2</sup> лежит очень близко к порогу образования чарма и поэтому теоретическая ошибка принимает во внимание эффект использования четырех ароматов вместо трех. Те же самые предположения были сделаны при расчетах предсказаний для проверок правила сумм Бьёркена, которые обсуждаются в разделе 9.3.

Наблюдается одна и та же картина несогласования данных по протону и дейтрону с предсказаниями правила сумм. Ситуация менее ясна для нейтрона, где данные SLAC очень близки предсказанию Эллиса–Джаффе. Существует соблазн связать это наблюдение с рис. 12, который указывает на то, что прямая экстраполяция данных SLAC к  $x=0$  с использованием процедуры Редже может упустить значительный отрицательный вклад в первый момент.

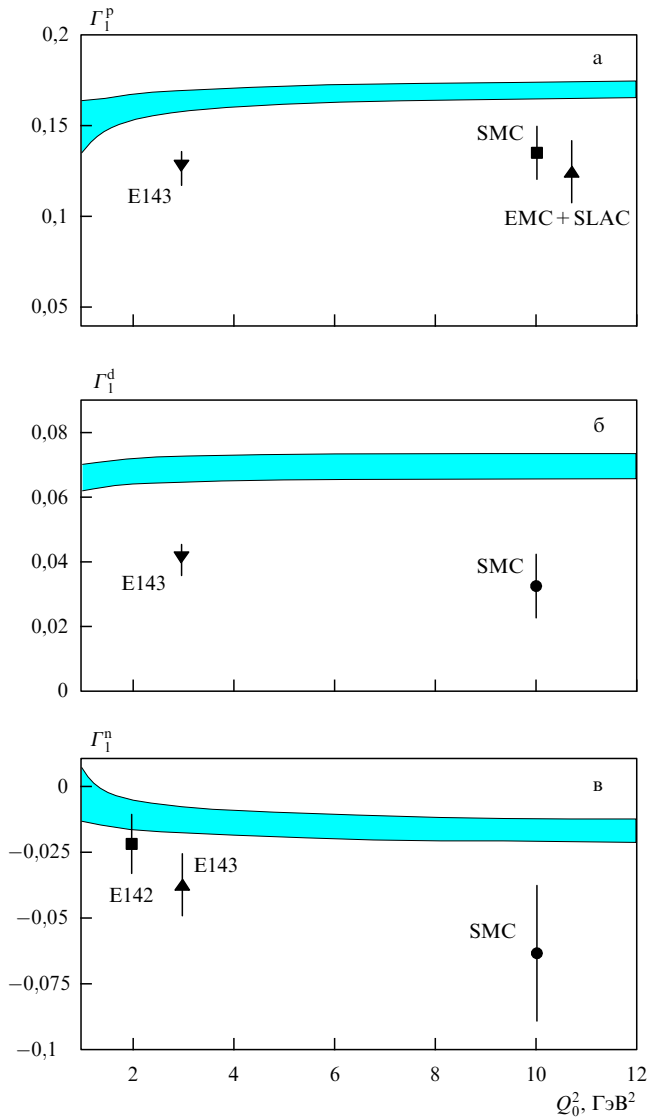
Для объединенного результата (см. табл. 2) данные по протону, нейтрону и дейтрону были сначала приведены к общему значению  $Q^2 = 5$  ГэВ<sup>2</sup>. Результаты были получены из комбинированной обработки всех данных, связанных соотношением

$$\Gamma_1^d = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{2} \omega_D \right) (\Gamma_1^p + \Gamma_1^n).$$

Расчеты ошибок комбинированных данных довольно громоздки, потому что многие систематические

**Таблица 2.** Проверки правил сумм Эллиса–Джаффе. Ошибки в предсказаниях возникают, в основном, из-за неопределенности константы сильного взаимодействия и  $F/D$ . В экспериментальных результатах первая ошибка — статистическая, а вторая — систематическая. Результат EMC также включает в себя более ранние данные экспериментов SLAC, E80 и E130, которые откорректированы в [32] с использованием современных параметризаций  $F_2$  и  $R$ . Результаты SMC и E143 по нейтрону получены путем объединения данных по протону и дейтрону. Объединенные данные относятся к совместному анализу, о котором говорилось в тексте

Эксперимент	Момент	$Q^2$ , ГэВ <sup>2</sup>	Измерение	Предсказание	Литература
EMC	$\Gamma_1^p$	10,7	$0,138 \pm 0,010 \pm 0,018$	$0,170 \pm 0,005$	[32]
SMC	$\Gamma_1^p$	10	$0,136 \pm 0,011 \pm 0,011$	$0,170 \pm 0,005$	[51]
	$\Gamma_1^d$	10	$0,034 \pm 0,009 \pm 0,006$	$0,071 \pm 0,004$	[53]
	$\Gamma_1^n$	10	$-0,063 \pm 0,024 \pm 0,013$	$-0,017 \pm 0,004$	[53]
	$\Gamma_1^n$	2	$-0,022 \pm 0,007 \pm 0,009$	$-0,011 \pm 0,006$	[55]
E142	$\Gamma_1^n$	2	$-0,022 \pm 0,007 \pm 0,009$	$-0,011 \pm 0,006$	[55]
E143	$\Gamma_1^p$	3	$0,127 \pm 0,004 \pm 0,010$	$0,164 \pm 0,006$	[56]
	$\Gamma_1^d$	3	$0,042 \pm 0,003 \pm 0,004$	$0,070 \pm 0,004$	[57]
	$\Gamma_1^n$	3	$-0,037 \pm 0,008 \pm 0,011$	$-0,013 \pm 0,005$	[57]
Объединенные данные	$\Gamma_1^p$	5	$0,125 \pm 0,009$	$0,167 \pm 0,005$	
	$\Gamma_1^d$	5	$0,041 \pm 0,005$	$0,070 \pm 0,004$	
	$\Gamma_1^n$	5	$-0,037 \pm 0,008$	$-0,015 \pm 0,005$	



**Рис. 14.** Проверки правил сумм Эллиса–Джаффе. Предсказания показаны заштрихованными полосами (см. также табл. 2): (а) для протона, (б) для дейтрона и (в) для нейтрона.

ошибки, например относящиеся к поляризациям пучка, связаны с разными измерениями. Некоторые неопределенности феноменологического происхождения, в частности те, которые относятся к параметризации  $F_2$ , связаны с результатами, полученными даже на разных экспериментальных установках. В комбинированных результатах в табл. 2, все известные корреляции учтены по методу Монте-Карло.

**9.3. Проверка правила сумм Бьёркена**

Общепризнанно, что правило сумм Бьёркена [78–80]

$$\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - \dots \right] \quad (40)$$

является одним из самых прочных краеугольных камней кварк-партоновой модели. В течение более 25 лет оно было недоступно экспериментальной проверке, но тем не менее отвечало ранним требованиям, предъявленным на основе только протонных данных [66]. И только 2 года

назад, с появлением прецизионных данных по дейтрону и нейтрону, дополненных более ранними данными из SLAC и EMC по протонам, стало возможным проведение серьезных тестов. После некоторого первоначального несогласия сейчас достигнут консенсус, что противоположно нарушениям правил сумм Эллиса–Джаффе, правило сумм Бьёркена подтверждается экспериментальными данными на уровне 10 %.

Экспериментально было показано, что наиболее надежные результаты получены на протонных и дейтронных мишенях на одних и тех же экспериментальных установках. Эксперимент E143 показал [57], что

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,163 \pm 0,010(\text{стат.}) \pm 0,016(\text{сист.})$$

при  $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ ; для сравнения предсказанное значение

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,177 \pm 0,005$$

при том же самом значении  $Q^2$ . Самые последние данные SMC следующие [53]:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,199 \pm 0,038$$

при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , где предсказание —

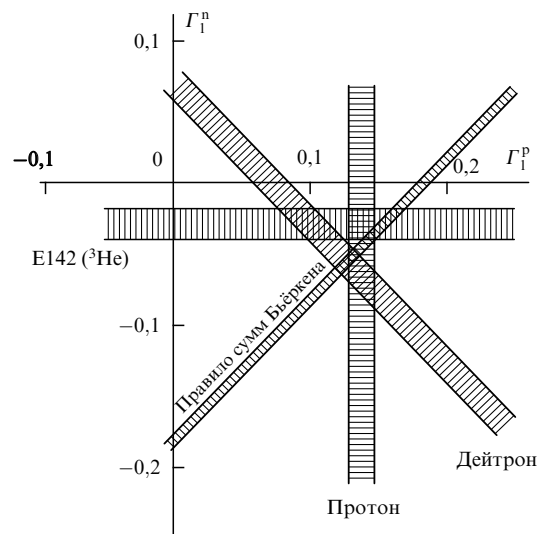
$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,187 \pm 0,003.$$

Статус всех полученных к настоящему моменту данных показан на рис. 15, где объединенные результаты для  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  (см. табл. 2) сравниваются в плоскости  $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ . Соответствующий численный результат подгонки, обсуждавшейся выше, следующий:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,162 \pm 0,014 \quad (Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2),$$

предсказанное значение  $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,182 \pm 0,005$ .

Объединенные результаты в табл. 2, в частности, для  $\Gamma_1^n$ , как и результат, показанный выше для  $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ , должны использоваться с некоторыми предосторожностями, имея в виду плохое согласие нейтронных данных.



**Рис. 15.** Экспериментальные результаты и предсказания Бьёркена для первых моментов  $\Gamma_1^p$  и  $\Gamma_1^n$  при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ .

Взаимное согласование результатов для  $\Gamma_1^n$  существенно улучшается, когда экстраполяция к малым  $x$  в данных E142 заменяется аппроксимацией из мюонных данных для  $g_1^n$  при  $x < 0,03$  (см. рис. 12), которая дает  $\Gamma_1^n = -0,067 \pm 0,016$  и

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0,203 \pm 0,023 \quad (Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2),$$

что находится в лучшей согласии с предсказанием. Имея в виду большие размеры коррекций КХД к правилу сумм Бёркена при малых значениях  $Q^2$ , можно предположить справедливость этого правила и использовать уравнение (40) для определения  $\alpha_s$ . Результат, полученный таким образом, находится в согласии с другими измерениями при близких значениях  $Q^2$  и имеет ошибки, конкурирующие с уровнем ошибок лучших данных [77].

## 10. Спиновая структура нуклонов

Наиболее простая интерпретация нарушения правила сумм Эллиса–Джаффе связана с ненулевой поляризацией моря странных кварков. Для нуклона со спином  $S_z = +\frac{1}{2}$  моменты  $\Delta q_i$  партонных распределений  $q_i^+(x) - q_i^-(x)$  (см. (34)) можно понять как нормализованные средние значения  $z$  компоненты  $S_z$ , которые несет каждый из кварковых ароматов  $i$ , так что  $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$  является полным кварковым вкладом в  $S_z$ . В соответствии с правилом сумм спиральности

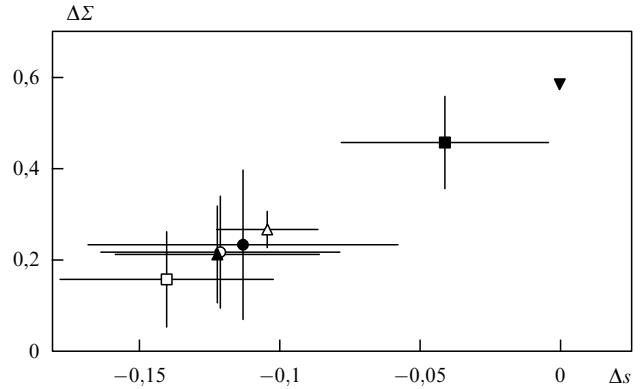
$$S_z = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_z, \quad (41)$$

где  $L_z$  является угловым моментом партона. Предсказание Эллиса–Джаффе (39) эквивалентно тому, что  $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d \approx 0,6$ .

Формализм Эллиса–Джаффе, сопоставляющий моменты кварковых распределений со слабыми аксиально-векторными константами [33], таким образом, позволяет проанализировать измеренные моменты  $g_1$  в терминах составляющих спина нуклона. Все эксперименты опубликовали результаты по  $\Delta\Sigma$  и вкладу странных кварков  $\Delta s$  (табл. 3); следует быть очень осторожным при сравнении этих результатов, поскольку они относятся к разным  $Q^2$  и были получены при разных предположениях по радиационным КХД-коррекциям. Те же самые данные показаны на рис. 16, где они рассчитываются из экспериментальных моментов с согласованной обработкой КХД-коррекций при общем  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ . За исключением эксперимента E142 все данные привели к заключению, что полный кварковый вклад мал,  $\Delta\Sigma \approx 0,2$ , и существует малый, но отрицательный вклад странного моря,  $\Delta s \approx -0,1$ .

**Таблица 3.** Экспериментальные результаты по полному вкладу ( $\Delta\Sigma$ ) и вкладу странных кварков ( $\Delta s$ ) в спин нуклона. Результат EMC также включает более ранние данные SLAC E80 и E130; он изменен в [32] с использованием современных методов параметризации  $F_2$  и  $R$  (см. ссылки на литературу в табл. 2)

Эксперимент	Мишень	$Q^2$ , ГэВ <sup>2</sup>	$\Delta\Sigma$	$\Delta s$
EMC	p	10,7	$0,27 \pm 0,16$	$-0,10 \pm 0,05$
SMC	p	10	$0,22 \pm 0,14$	$-0,12 \pm 0,06$
	d	10	$0,20 \pm 0,11$	$-0,12 \pm 0,04$
E142	n	2	$0,57 \pm 0,11$	$-0,01 \pm 0,06$
	p	3	$0,27 \pm 0,10$	$-0,10 \pm 0,04$
E143	p	3	$0,27 \pm 0,10$	$-0,10 \pm 0,04$
	d	3	$0,30 \pm 0,06$	$-0,09 \pm 0,02$



**Рис. 16.** Экспериментальные результаты по полному ( $\Delta\Sigma$ ) и странному ( $\Delta s$ ) кварковому вкладу в спин нуклона при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ : ■ — E142 (нейтрон), □ — E143 (протон), △ — E143 (дейтрон), ▲ — SMS (дейтрон), ○ — SMS (протон), ● — EMC (протон), ▼ — предсказание Эллиса–Джаффе.

Самый надежный объединенный результат был получен путем совместной обработки данных на уровне  $g_1$ , учитывающей при расчете  $\Gamma_1$  поведение при малых  $x$  (см. рис. 12) для всех данных по нейтрону и дейтрону. Предполагая, что  $\Delta\Sigma$  и  $\Delta s$  являются одинаковыми для протона, нейтрона и дейтрона, аппроксимация с правильным учетом коррелированных ошибок, подобная той, которая обсуждалась выше, дает

$$\Delta\Sigma = 0,19 \pm 0,07, \quad \Delta s = -0,13 \pm 0,02$$

при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ . Из другого анализа, основанного на ограниченном наборе данных с менее детальной обработкой экспериментальных ошибок, Эллис и Карлинер нашли, что

$$\Delta\Sigma = 0,31 \pm 0,07, \quad \Delta s = -0,10 \pm 0,03$$

при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  [77]. Следует помнить, что эти анализы основывались на предположении точной SU(3) симметрии, чтобы оправдать использование измерений  $F/D$  из распадов гиперона. Последние исследования [82] показали, что  $\Delta\Sigma$  почти нечувствительна к эффектам SU(3)<sub>f</sub> нарушений, в то время как абсолютное значение  $\Delta s$  может существенно уменьшиться при разумных предположениях о нарушении симметрии SU(3)<sub>f</sub>.

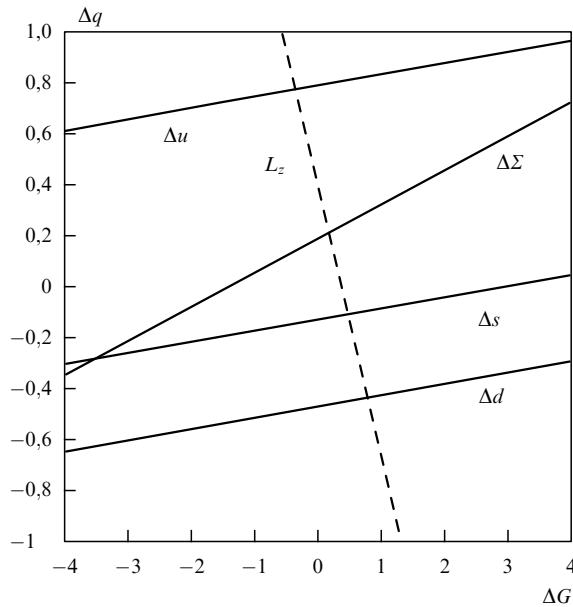
Анализы, приведенные выше, учитывают радиационные коррекции КХД, а "аномальный вклад" в синглетную константу  $a_0$  обычно игнорируется, опять же по той же самой причине недостаточности знаний о  $\Delta G$ .

Обобщение анализа SMC [83], обсужденного выше, которое включает в себя аксиальную аномалию, показано на рис. 17. Оно показывает, что для реставрации правил сумм Эллиса–Джаффе существующие данные требуют глюонное распределение с  $\Delta G \approx 3$ .

## 11. Заключение

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию мюонов, проведенные сотрудничеством ОИЯИ и ЦЕРНа, дали большое количество важных результатов, многие из которых уже прошли проверку временем и в настоящий момент являются основой современного понимания





**Рис. 17.** Кварковые вклады в спин нуклона, как функция первого момента распределения поляризованных глюонов при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ . Показан также полный угловой кварковый момент  $L_z$ , который требуется для выполнения соотношения  $S_z = 1/2 = 1/2\Delta\Sigma + \Delta G + L_z$ .

динамической структуры протонов и нейтронов. Эти эксперименты доказали, что являются мощным инструментом для проверки предсказаний КХД, таких как нарушение масштабной инвариантности структурных функций и правил сумм Бьёркена.

**Благодарности.** Мне хотелось бы выразить благодарность дирекции ОИЯИ и лично В.Г. Кадышевскому и А.Н. Сисакяну за любезное приглашение участвовать в мероприятиях, посвященных 40-летию ОИЯИ и возможность сделать доклад на торжественном заседании Ученого совета ОИЯИ, который проводился по этому особому случаю.

## Список литературы

1. See, e. g., Riordan M *The Hunting of the Quark* (New York: Simon and Schuster, 1987); Taylor R, in *Proc. 19th SLAC Summer Institute on Particle Physics* (Ed. J Hawthorne) (SLAC-REPORT-398, 1991)
2. Feynman R P *Photon-Hadron Interactions* (Redwood City, Calif.: Addison Wesley Publ. Co., Advanced Book Program, 1989)
3. Close F E *An Introduction to Quarks and Partons* (London, New York: Academic Press, 1979)
4. Halzen F, Martin A D *Quarks and Leptons* (New York: John Wiley and Sons, 1984)
5. Roberts R G *Structure of the Proton: Deep Inelastic Scattering* (Cambridge: Cambridge University Press, 1990)
6. Eisele F *Rep. Prog. Phys.* **49** 233 (1986)
7. Diemoz M, Ferroni F, Longo E *Phys. Rep.* **130** 293 (1986)
8. Sloan T, Smadja G, Voss R *Phys. Rep.* **162** 45 (1988)
9. Mishra S R, Sciulli F, in *Annual Review of Nuclear and Particle Science* (Eds J D Jackson et al.) Vol. 39 (Palo Alto, CA, USA: Annual Review, 1989) p. 259
10. Virchaux M, in *Proc. Workshop "QCD, 20 years later"* (Eds P Zerwas, H A Kastrup) (Aachen 1992)
11. For a recent review see Arneodo M, CERN-PPE/92-113 (1992) (subm. to *Phys. Rep.*)
12. Prescott C Y et al. *Phys. Lett. B* **77** 347 (1978); *Phys. Lett. B* **84** 524 (1979)

13. BCDMS: Argento A et al. *Phys. Lett. B* **120** 245 (1983); *Phys. Lett. B* **140** 142 (1984)
14. Callan C G, Gross D J *Phys. Rev. Lett.* **22** 156 (1969)
15. Altarelli G, Martinelli G *Phys. Lett. B* **76** 89 (1978)
16. EMC: Allkofer O C et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **179** 445 (1981); Albanese J P et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **212** 111 (1983)
17. BCDMS: Bollini D et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **204** 333 (1983); Benvenuti A C et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **226** 330 (1984)
18. BCDMS: Benvenuti A C et al. *Phys. Lett. B* **195** 97 (1987)
19. BCDMS: Benvenuti A C et al. *Phys. Lett. B* **223** 485 (1989)
20. BCDMS: Benvenuti A C et al. *Phys. Lett. B* **237** 592 (1990)
21. Whitlow L W et al. *Phys. Lett. B* **282** 475 (1992)
22. Arneodo M et al. *Phys. Lett. B* **364** 107 (1995)
23. Adams M R et al., FNAL-PUB-95/396-E (1995) (subm. to *Phys. Rev. D*)
24. Altarelli G *Phys. Rep.* **81** 1 (1982)
25. Hansl T, in *Proc. 19th SLAC Summer Institute on Particle Physics* (Ed. J Hawthorne) (SLAC-REPORT-398, 1991)
26. Bardeen W A et al. *Phys. Rev. D* **18** 3998 (1978)
27. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977)
28. BCDMS: Benvenuti A C et al. *Phys. Lett. B* **195** 97 (1987)
29. BCDMS: Benvenuti A C et al. *Phys. Lett. B* **223** 490 (1989)
30. Virchaux M, Milsztajn A *Phys. Lett. B* **274** 221 (1992)
31. Ellis R K, Furmanski W, Petronzio R *Nucl. Phys. B* **212** 29 (1983)
32. EMC: Ashman J et al. *Phys. Lett. B* **206** 364 (1988); *Nucl. Phys. B* **328** 1 (1989)
33. Ellis J, Jaffe R *Phys. Rev. D* **9** 1444 (1974); **10** 1669 (1974)
34. Reya E, in *Proc. XXXII Internationale Universitätswochen für Kern- und Teilchenphysik* (Austria, Schaldming, 1993) (Eds L Mathelitsch, W Plessas) (Springer-Verlag, 1994) p. 175
35. Forte S, in *Proc. Tennessee International Symposium on Radiative Corrections* (Tennessee, Gatlinburg, 1994) (hep-ph-9409416)<sup>7</sup>
36. Jaffe R L *Comm. Nucl. Part. Phys.* **19** 239 (1990)
37. Hoodbhoy P, Jaffe R L, Manohar A *Nucl. Phys. B* **312** 571 (1989); Rodrigue M A, PhD Thesis (University of Santiago di Compostela, 1994)
38. Doncel M G, de Rafael E *Nuovo Cimento* **4A** 363 (1971); Gnädig P, Niedermayer F *Nucl. Phys. B* **55** 612 (1973)
39. Ji X, in *Proc. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD* (Eds J-F Laporte, Y Sirois) (Paris, 1995)
40. Wandzura S, Wilczek F *Phys. Lett. B* **72** 195 (1977)
41. Burkhardt H, Cottingham W N *Ann. Phys. (N.Y.)* **56** 453 (1970)
42. SMC Proposal: CERN/SPSC 88-47 (SPSC P242) (1988); CERN/SPSLC 94-13 (SPSC/P242/Add. 1) (1994); CERN/SPSLC 95-28 (SPSC/P242/Add. 2) (1995)
43. Arnold R et al. SLAC Proposal E-142 (1989); SLAC Proposal E143 (undated); SLAC Proposal E154 (1993); SLAC Proposal E155 (1993)
44. HERMES Collaboration: HERMES Proposal, DESY PRC 90/01 (1990); HERMES Technical Design Report (1993)
45. SMC: Adeva B et al., Preprint CERN-PPE/95-31 (1995) (subm. to *Phys. Rev. Lett.*)
46. SMC: Adeva B et al. *Nucl. Instrum. Methods* **343** 363 (1994)
47. EMC: Allkofer O C et al. *Nucl. Instrum. Methods* **179** 445 (1981)
48. Chupp T E et al. *Phys. Rev. C* **45** 915 (1992); *Phys. Rev. C* **36** 2244 (1987)
49. Crabb D G, Day D, in *Proc. 7th Workshop on Polarized Target Materials and Techniques* (Germany: Bad Honnef, 1994) (to be published in *Nucl. Instrum. Methods*)
50. SMC: Adeva B et al. *Phys. Lett. B* **302** 533 (1993)
51. SMC: Adams D et al. *Phys. Lett. B* **329** 399 (1994) [erratum: *Phys. Lett. B* **339** 332 (1994)]
52. SMC: Adams D et al. *Phys. Lett. B* **336** 125 (1994)
53. SMC: Adams D et al., Preprint CERN-PPE/95-97 (subm. to *Phys. Lett. B*)
54. Magnon A, in *Proc. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD* (Eds J-F Laporte, Y Sirois) (Paris, 1995)
55. E142 Collaboration: Anthony P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 959 (1993)

<sup>7</sup> См., например, <http://xxx.lanl.gov/archive/>.

56. E143 Collaboration: Abe K et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 346 (1995)
57. E143 Collaboration: Abe K et al., SLAC-PUB-95-6734 (1995)
58. Roblin Y, in *Proc. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD* (Eds J-F Laporte, Y Sirois) (Paris, 1995)
59. Altarelli G, Stirling W J *Particle World* **1** 40 (1989); Altarelli G, Nason P, Ridolfi G *Phys. Lett. B* **320** 152 (1994) [erratum: *Phys. Lett. B* **325** 538 (1994)]
60. Altarelli G, Ross G G *Phys. Lett. B* **212** 391 (1988)
61. Ball R D, Forte S, Ridolfi G, CERN-TH/95-31 (GeV-TH-2/95) (hep-ph-9502340)
62. Gehrmann T, Stirling W J Z. *Phys. C* **65** 461 (1995)
63. NMC: Amaudruz P et al. *Phys. Lett. B* **295** 159 (1992)
64. Whitlow L W et al. *Phys. Lett. B* **250** 193 (1990); Whitlow L W, PhD Thesis, SLAC-Report-357 (Stanford University, 1990)
65. Buck W W, Gross F *Phys. Rev. D* **20** 2361 (1979); Zuilhof M J, Tjon J A *Phys. Rev. C* **22** 2369 (1980); Lacombe M et al. *Phys. Rev. C* **21** 861 (1980); Machleidt R, Holinde K, Elster Ch *Phys. Rep.* **149** 1 (1987); Umnikov A Yu et al., University of Alberta Preprint Alberta-Thy-29-94 (1994)
66. E130 Collaboration: Baum G et al. *Phys. Rev. Lett.* **51** 1135 (1983)
67. E143 Collaboration: Grenier Ph, in *Proc. XXXIXth Rencontres de Moriond* (Les Arcs, Savoie, France, 1995) (in print)
68. Heimann R L *Nucl. Phys. B* **64** 429 (1973); Ellis J, Karliner M *Phys. Lett. B* **213** 73 (1988)
69. Schäfer A *Phys. Lett. B* **208** 175 (1988)
70. Bass S D, Landshoff P V *Phys. Lett. B* **336** 537 (1994)
71. Close F E, Roberts R G *Phys. Lett. B* **336** 257 (1994) (and references therein)
72. Ahmed M A, Ross G G *Phys. Lett. B* **56** 385 (1975)
73. Particle Data Group: Montanet L et al. *Phys. Rev. D* **50** 1173 (1994)
74. Close F E, Roberts R G *Phys. Lett. B* **316** 165 (1993)
75. Larin S A, Tkachev F V, Vermaseren J A M *Phys. Rev. Lett.* **66** 862 (1991); Larin S A, Vermaseren J A M *Phys. Lett. B* **259** 345 (1991); Larin S A, CERN-TH-7208/94 (hep-ph/9403383)
76. Larin S A *Phys. Lett.* **334** 192 (1994)
77. Ellis J, Karliner M *Phys. Lett. B* **341** 397 (1995)
78. Bjorken J D *Phys. Rev.* **148** 1467 (1966); *Phys. Rev. D* **1** 1376 (1970); *Phys. Rev. D* **1** 1376 (1970)
79. Kodaira J et al. *Phys. Rev. D* **20** 627 (1979); Kodaira J et al. *Nucl. Phys. B* **159** 99 (1979)
80. Kodaira J *Nucl. Phys. B* **165** 129 (1980)
81. See, e.g., Voss R, in *Proc. XVI Int. Symposium on Lepton-Photon Interactions, Cornell University, Ithaca, New York, 1993* (Eds P Drell, D Rubin) (New York: AIP Press, 1994) p. 144
82. Lichtenstadt J, Lipkin H J, TAUP-2244-95 (WIS-95/15/Mar-PH) (hep-ph-9504277)
83. Stiegler U, in *Proc. IVth Int. Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei* (Osaka, 1995) (in print)
84. Perrot-Kunne F, in *Proc. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD* (Eds J-F Laporte, Y Sirois) (Paris, 1995)

### The quark-spin structure of the nucleon: 20 years of JINR – CERN collaboration

R. Voss

CH-1211 Geneva 23, Switzerland

E-mail: rudiger.voss@cern.ch

The review is presented of the 20 years of collaboration between the JINR (Dubna) and CERN in the field of deep-inelastic muon-nucleon scattering, with emphasis on the precision measurements of scaling violations and on the recent studies of the internal spin structure of the nucleon.

PACS numbers: **13.60.-r**, **14.65.-q**, 25.30.Mr, **24.70.+s**

Bibliography — 84 references

Received 8 July 1996