

539.171.017

**ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ:
ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПРОТОНЕ И НАБЛЮДЕНИЕ СКЕЙЛИНГА**

Г.У. Кендалл

(Массачусетский Технологический институт,
Кембридж, шт. Массачусетс, США)

*(Нобелевская лекция. Стокгольм, 12 декабря 1990 г.
Текст Нобелевского комитета, датированный 6 марта 1991 г.)*

1. Введение

А. Обзор программы по рассеянию электронов. В конце 1967 г. был начат первый из длинной серии экспериментов по сильно неуп-

© The Nobel Foundation 1991

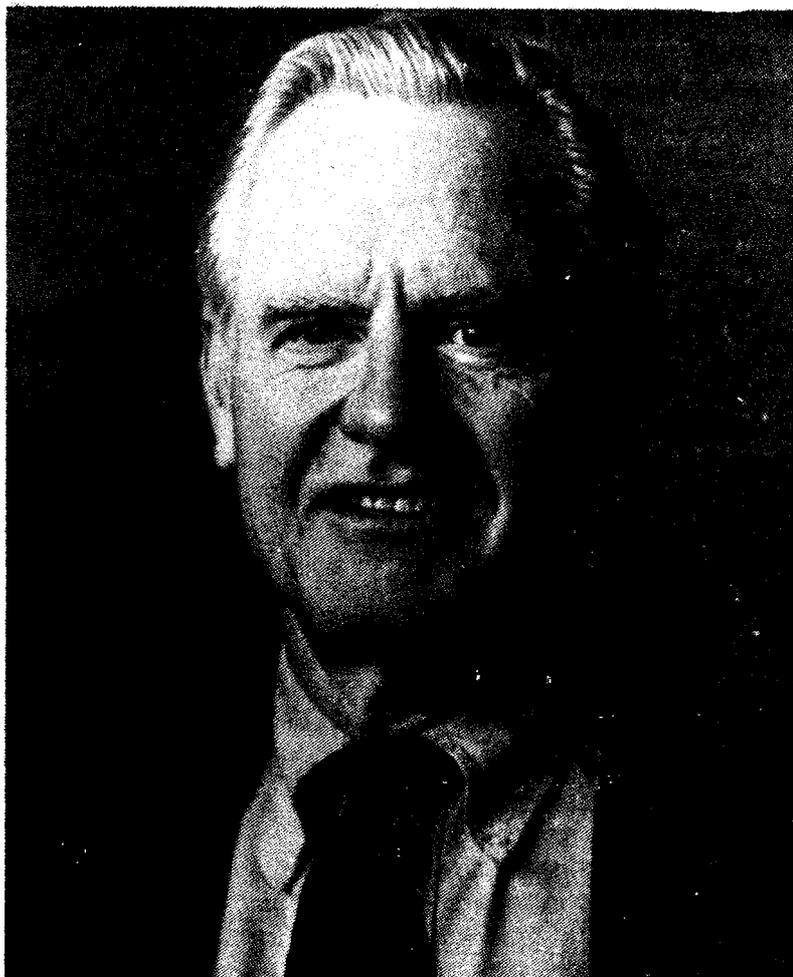
© Перевод на русский язык,

Академия наук СССР,

"Успехи физических наук" 1991

ругому рассеянию электронов в двухмиллионном ускорителе в Стэнфордском Центре линейного ускорителя (СЛАК), в котором использовалась жидко-водородная (а, впоследствии, дейтериевая) мишень. Идея этих экспериментов, проводимых коллаборацией ученых из Массачусеттского Технологического института (МТИ) и СЛАКа, было изучение потерь энергии электронами при рассеянии на нуклоне (общее название протона и нейтрона) при высоких энергиях. Такой процесс вскоре был окрещен глубоко неупругим рассеянием. Энергии пучков до 21 ГэВ, наивысшие тогда доступные энергии электронов, и большие плотности электронных потоков делали возможным изучение нуклонов на расстояниях значительно меньших, чем были доступны до того. Поскольку квантовая электродинамика обеспечивает явное и хорошо понятное описание взаимодействия электронов с зарядами и магнитными моментами, к 1968 г. уже было показано, что рассеяние электронов должно быть очень эффективным пробником структуры сложных ядер и индивидуальных нуклонов.

Хофштадтер и его сотрудники открыли к середине 60-х годов, что сечение рассеяния резко падает с ростом переданного импульса по сравнению с сечением рассеяния на точечном заряде. Исследования показывали, что нуклоны имеют размер приблизительно 10^{-13} см и распределенную структуру. В самых ранних исследованиях, которые проводились совместно с физиками из Калифорнийского Технологического института, ученые из МТИ и СЛАКа наблюдали упругое электрон-протонное рассеяние, а затем — электророждение нуклонных резонансов с энергиями возбуждений до 2 ГэВ. Начиная с 1967 г., коллаборация МТИ—СЛАК перешла на более высокие энергии электронов, которые стали доступны на вновь законченном ускорителе в СЛАКе, чтобы продолжить эти измерения до начала программы исследований глубоко-неупругого рассеяния. Быстро были получены первые результаты исследований неупругих процессов: было обнаружено, что зависимость сечений глубоко неупругих процессов от переданного импульса слабая, и что глубоко неупругие формфакторы, которые содержат информацию о структуре протона, неожиданно зависят скорее от одной переменной, чем от тех двух, которые допустимы по кинематическим требованиям. Такие результаты не согласовывались с ожиданиями большинства физиков в то время. Была общая вера в то, что нуклон — это протяженный объект, наблюдаемый в упругом электронном рассеянии, но с диффузной внутренней структурой, проявляющейся в пионном и протонном рассеянии. Новые результаты предполагали наличие точечно-подобных конститuentов в нуклонах и были парадоксальны, поскольку казалось, что такие конститuentы противоречат хорошо обоснованным представлениям. В теоретическом сообществе сильно вырос интерес к этим результатам, и совокупность как экспериментальных, так и теоретических достижений в течение ряда лет привела к тому, что внутренние конститuentы были, в конце концов идентифицированы как кварки, которые были предложены ранее, в 1964 г., как основа фундаментальной, квазиабстрактной схемы для оправдания очень успешной классификации всех адронов, известных к тому моменту. Эта идентификация открыла путь к современной полевой теории адронов (сильно, взаимодействующих частиц), называемой квантовой хромодинамикой (КХД), которая полностью заменила более раннюю картину нуклонов и мезонов. КХД вместе с электрослабой теорией, которая описывает взаимодействия лептонов и кварков под влиянием комбинированных слабых и электромагнитных полей, составляют Стандартную Модель, все предсказания которой, в тот момент, когда пишутся эти строки, находятся в удов-



Генри У. Кендалл

летворительном согласии с экспериментом. Вклад программы экспериментов по неупругому рассеянию МТИ—СЛАК был отмечен Нобелевской премией по физике 1990 г.

Б. Организация статей. Здесь представлены три статьи, которые вместе описывают эксперименты СЛАК—МТИ. Первая, написанная Р.Э. Тэйлором [1], содержит раннюю историю конструирования двухмильного ускорителя, сделанные предложения о конструкции оборудования для изучения рассеяния электронов, предшествующие физические эксперименты в других лабораториях и эксперименты по рассеянию, из которых был определен упругий протонный формфактор. В данной статье описаны факты и представления о внутренней структуре нуклона в 1968 г., включая противоречивые взгляды на надежность кварковой модели и "бутстрапных" моделей нуклона. Далее следует обзор программы экспериментов по неупругому рассеянию и ряда экспериментов, которые были проведены, а также объяснение использованного формализма и переменных. Описаны радиационные поправки и результаты измерений в экспериментах по неупругому электрон-протонному рассеянию, а также физическая картина — наивная партонная модель — ко-

торая при этом возникает. Последняя статья, Дж.А. Фридмана [2], касается последующих измерений в экспериментах по неупругому электрон-нейтронному и электрон-протонному рассеянию и деталей физической теории — конституентной кварковой модели, появление которой экспериментальные результаты по рассеянию стимулировали и, впоследствии, в совокупности с нейтринными экспериментами, подтвердили.

2. Нуклон и структура адронов в 1968 г.

В то время, когда начались эксперименты МТИ—СЛАК, в 1968 г., не существовало детальной модели внутренней структуры адронов. В действительности, само понятие "внутренней структуры" было во многом инородным для теоретических воззрений в то время. Теория пыталась объяснить мягкое рассеяние, — именно, быстрое падение сечения с ростом переданного импульса, — которое в то время было доминирующей особенностью данных как адрон-адронного рассеяния при высоких энергиях, так и процессов рождения адронных резонансов, большое число которых было открыто в конце 50-х и в 60-х годах. Кварки же были введены, и весьма успешно, чтобы объяснить статические свойства совокупности адронов. Тем не менее, доступная информация подразумевала, что адроны внутри "мягкие" и должны бы давать в основном распределения рассеянных электронов, отражающие диффузные распределения заряда и магнитного момента, без фундаментальных точечно-подобных составляющих. Кварковые конституентные модели привлекали к себе внимание лишь небольшой группы теоретиков, поскольку имели серьезные проблемы, тогда еще нерешенные, которые делали эти теории непопулярными в широких кругах при использовании их в качестве моделей для описания взаимодействия адронов при высоких энергиях.

Необходимость проводить вычисления с силами, про которые было известно, что они очень сильные, приводило к непреодолимым трудностям: теория возмущений, в частности, была совершенно неоправданна. Это стимулировало возрождение интереса к теории S-матрицы [3], т.е. попыткам работать с этими проблемами, рассматривая свойства S-матрицы, состоящей из совокупности сильно-взаимодействующих амплитуд перехода из всех возможных начальных состояний во все возможные конечные.

А. Теория: ядерная демократия. Признанным подходом к пониманию адронных взаимодействий, а также большой совокупности адронных резонансов была тогда теория бутстрапа [4], один из нескольких подходов к теории S-матрицы. Он предполагал, что не существует "фундаментальных" частиц: каждая состоит из других. Эта теория была расположена на противоположном полюсе по отношению к конституентным теориям и иногда называлась "ядерной демократией".

Теория Редже [5], очень успешная феноменологически, была одной из разработок теории S-матрицы, которая широко применялась. Первоначально основанная на новом подходе к нерелятивистскому рассеянию, она была обобщена на релятивистскую S-матрицу, применимую к рассеянию при высоких энергиях [6]. Известные адроны классифицировались согласно тому, на какой из возможных траекторий они лежат. Это обеспечило неожиданные связи между реакциями при высоких энергиях и резонансами в поперечных каналах, т.е. ранее несвязанными наборами состояний. Что касается рассеяния, теория Редже предсказывала, что при высоких энергиях сечение адрон-адронного рассеяния должно было гладко зависеть от s — квадрата энергии

в системе центра масс — как $A(s) \sim s^{\alpha(0)}$ и спадать экспоненциально в зависимости от i — квадрата пространственно-подобного переданного импульса — как $A(t) \sim \exp[\alpha' t \ln(s/s_0)]$. Теория Редже привела к дуальности, определенная формулировка которой была обеспечена дуально-резонансной моделью Венециано [7]. Эти теории все еще являются наилучшим описанием мягких (с малой передачей импульса) процессов рассеяния пионов и нуклонов на нуклонах — всего того, что было известно в середине 60-х годов. В тот период существовала тенденция экстраполировать эти результаты при малых переданных импульсах таким образом, чтобы сделать заключение, что процессов жесткого рассеяния не должно быть совсем.

Концепции S-матрицы были расширены на электромагнитные процессы с участием адронов при помощи модели векторной доминантности (МВД) [8]. Согласно МВД, когда реальный или виртуальный фотон взаимодействует с адроном, фотон эффективно преобразуется в один из векторных мезонов с малыми массами, которые имеют квантовые числа фотона (главным образом, ρ -, ω - и ϕ -мезоны). Таким образом, электромагнитные амплитуды были связаны с амплитудами столкновения адронов, с которыми можно было иметь дело в рамках S-матричных методов. МВД оказалась очень успешной в явлениях, включающих реальные фотоны, и, поэтому многие считали, что МВД должна бы столь же успешно иметь дело с виртуальными фотонами, обмен которыми происходит в неупругом электронном рассеянии. Естественно, это также вело к ожиданию, что электронное рассеяние не должно было обнаружить никакой внутренней фундаментальной структуры.

Все эти теории, помимо их применений к адрон-адронному рассеянию и свойствам резонансов, вели также к некоторым предсказаниям о структуре нуклона и были проверены ранними результатами МТИ—СЛАК.

Б. Теория кварков (1964 г.). Кварк^(1*) был рожден в 1964 г. в статье Мюррея Гелл-Манна [9] и, независимо, Джорджем Цвейгом [10]. Для них обоих кварк (термин, который Цвейг поначалу не использовал) был способ генерировать SU(3)-симметрию, "восьмеричный путь", крайне успешную схему, предложенную в 1961 г. Гелл-Манном и Неemanом [11] для классификации адронов. Было обнаружено, что комбинации кварков со спином 1/2, дробными электрическими зарядами и другими подходящими квантовыми числами воспроизводят мультиплетные структуры всех наблюдаемых адронов. Дробные заряды не были необходимы, но обеспечили наиболее элегантную и экономичную схему. Для барионов потребовались три кварка, позже названных "валентными", для мезонов — кварк-антикварковые пары. В действительности, кварковая картина помогла решить некоторые трудности с ранними схемами групп симметрии [12]. Первоначальные успехи теории стимулировали многочисленные поиски свободных кварков. Были попытки получить их в ускорительных пучках, увидеть, не рождаются ли они в космических лучах, и исследовать "изначальные" кварки с помощью милликэновской техники масляных капелек, чувствительной к дробным зарядам. Ни одна из этих попыток никогда не была успешной [13].

В. Картина конститuentных кварков. Существовали серьезные проблемы в трактовке кварков как физических составляющих нуклонов, и эти проблемы либо обескураживали, либо вызывали неприязнь у большинства теоретического сообщества, включая некоторых из его наиболее уважаемых членов [14]. Идея была неприятна сторонникам S-матрицы. Проблемы

начинались, во-первых, с того, что неудача в рождении свободных кварков не имела прецедента в практике физиков. Во-вторых, невозможность прямого рождения кварков подразумевала, что кварки очень массивны. Для мезонов, состоящих из кварк-антикварковых пар, это означало наличие очень большой энергии связи — требование, приводящее к предсказаниям, не согласующимся с результатами адрон-адронного рассеяния. В-третьих, комбинации трех кварков в барионах приводили к выводу, что кварки не могут подчиняться принципу запрета Паули, как это требуется для частиц со спином $1/2$. В-четвертых, дробно заряженные объекты никогда не были однозначно идентифицированы. Для многих было очень трудно принять возможность появления таких зарядов, поскольку долгое время целочисленность элементарных зарядов не подвергалась сомнению. Предприимчивые теоретики действительно построили кварковые модели, использующие целочисленно заряженные кварки, а также изобрели способы обойти другие недостатки. Тем не менее идея конституентных кварков не была принята всем физическим сообществом. Многие стремились придумать такие проверки, чтобы продемонстрировать, как ожидалось, что кварковая модель терпит неудачу [15].

Некоторые теоретики все еще упорствовали. Далиц [16] проделал сложные вычисления, чтобы объяснить не только расщепления между адронными мультиплетами, но также расщепления в них, используя некоторые теоретические методы, применявшиеся в вычислениях в ядерной спектроскопии. Велись расчеты и по другим проблемам адронной динамики, к примеру, было успешно предсказано, что распад Δ^+ должен быть преимущественно типа магнитного диполя [17]. Благодаря только что обсуждавшимся теоретическим трудностям, принятие кварков как основы этой успешной феноменологии не было перенесено на трактовку кварков в качестве основы процессов рассеяния при высоких энергиях.

Готфрид изучил электрон-протонное рассеяние в модели, предполагающей точечные кварки, и показал, что в рамках этой модели полное сечение (упругое плюс неупругое) при фиксированном переданном импульсе должно быть равно сечению на точечном заряде, но он выражал большой скептицизм по поводу того, что это будет подкреплено ожидавшимися данными [18]. За исключением работ Готфрида и Бьёркена (последняя была стимулирована алгеброй токов и обсуждается ниже) все опубликованные вычисления в модели конституентных кварков относились к процессам при низких энергиях или характеристикам самих адронов, а не к взаимодействиям при высоких энергиях. Цвейг проделал вычисления, предполагая, что кварки действительно являются адронными конституентами, но его идеи не были широко приняты [19].

Таким образом, видна общая настроенность, направленная против модели конституентных кварков в 60-е годы [20]. Вот одна выдержка из обзора стиля 60-х годов "кварки были введены руками, чтобы закодировать информацию, но не должны рассматриваться всерьез как физические объекты" [21]. Хотя и весьма полезная в физике резонансов при низких энергиях, эта модель для некоторых имела низкую "теоретическую репутацию", и было ощущение, что она вряд ли применима к описанию мягкого рассеяния при высоких энергиях [22].

Г. Алгебра токов. Следуя введенной им идее кварков, Гелл-Манн и другие развили "алгебру токов", которая имеет дело с адронами, участвующими в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Исходя из предпо-

ложения о свободных кварковых полях, он смог найти соотношения между слабыми токами, которые воспроизводят коммутаторы токов, постулированные в сконструированных им ранее адронных групп симметрии. Алгебра токов стала играть важную роль уже в 1966 г. Она использовала концепцию *локальных наблюдаемых* — плотностей тока и зарядов в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Эти величины, теоретико-полевые по своему характеру, могли быть включены в теорию S-матрицы с бутстрапом в предположениях, подобных МВД. Последняя является весьма подходящей для описания небольших переданных импульсов, но едва ли для импульсов, больших по сравнению с массами адронов. Как следствие, существенная и все возрастающая часть теоретического сообщества начала обдумывать это в теоретико-полевых терминах.

Алгебра токов также индуцировала маленькую, но активную индустрию "правил сумм". Правила сумм — это соотношения, связывающие весовые интегралы от различных комбинаций сечений. Предсказания некоторых из этих правил были важны для подтверждения результатов глубоко неупругого рассеяния электронов и нейтрино, после того, как они были получены [23].

Гелл-Манн прояснил, что он не предлагал адроны, сделанные из кварков [24], хотя и оставлял открытой возможность, что они могли бы существовать [25]. Тем не менее, в алгебре токов явно проглядывались ее предшественники — конституентные кварки, и Бьёркен использовал это, чтобы продемонстрировать, что выполнение правила сумм, введенного им и другими, требует больших сечений. Он также показал, что такие сечения возникают естественно в модели конституентных кварков [26], по аналогии с моделью ядер, составленных из конституентных протонов и нейтронов, а также использовал их в предсказании явлений скейлинга, который будет подробнее обсуждаться ниже. Однако Бьёркен и другие затруднялись решить, как должны быть встроены в теорию точечно-подобные свойства, которые, как оказалось, подразумевает алгебра токов [27].

Д. Теоретические исходные данные в программе экспериментов по рассеянию. Ввиду теоретической ситуации, изложенной выше, во время планирования и проектирования установок для экспериментов по рассеянию электронов не учитывалось, что в электронном рассеянии могла бы наблюдаться возможная точечно-подобная структура нуклона. Процессы глубоко неупругого рассеяния, однако, уже рассматривались в заявке, представленной в СЛАК для конструирования необходимого оборудования [28]. При этом для предсказания сечений применяли модель, предполагающую фотомезонное рождение вне массовой оболочки, используя сечение фоторождения, комбинированное со структурными функциями упругого рассеяния. В эту модель верили как в дающую наилучшие ориентиры для ожидавшихся величин. В МТИ была проведена часть обширных вычислений, предназначенных для определения искажения неупругих спектров, возникающего из-за излучения фотонов, что было необходимо при планировании оборудования и при учете радиационных поправок. В конце концов было найдено, что оценки были занижены по сравнению с действительными значениями на один или два порядка величины.

3. Программа экспериментов по рассеянию

Линейный электронный ускоритель, на котором проводились эксперименты по неупругому рассеянию, был — и остается к моменту написания

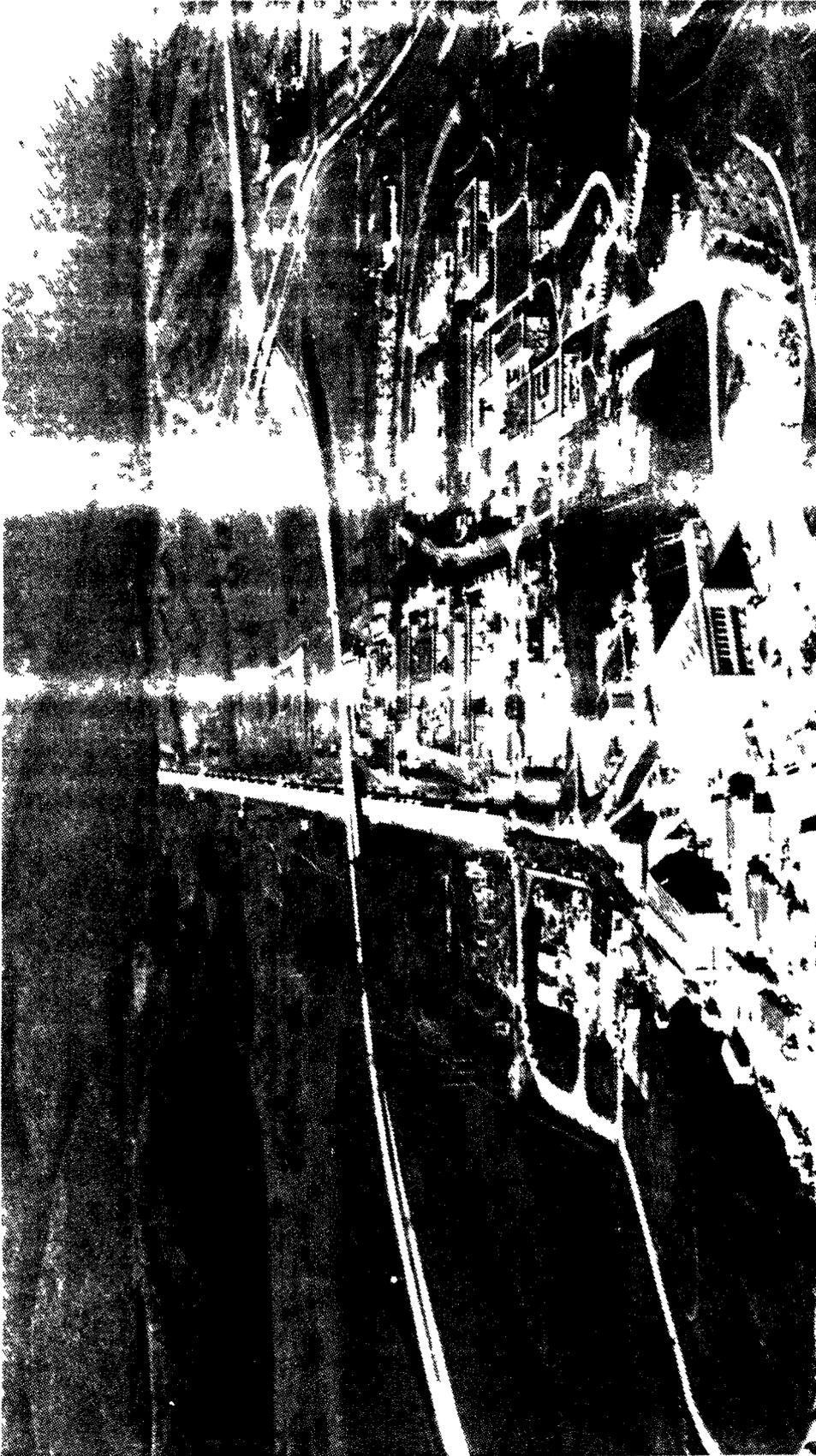


Рис 1 Стэнфордский линейный ускоритель. Электронный инжектор находится вне зоны эксперимента. Область исследования находится в центре. Исследования проводятся в глубокой зоне неупругого рассеяния. В конечном пункте А — наибольшем из значений энергии в эксперименте.

этой работы — уникальным среди ускорителей частиц высоких энергий (рис. 1). Он "вырос" из меньшего ускорителя с энергией 1 ГэВ, который применялся Хофштадтером при изучении распределений заряда и магнитного момента нуклона. В нем была использована передовая клистронная технология, предложенная учеными и инженерами Стэнфорда, чтобы обеспечить высокие уровни микроволновой мощности, необходимой для однопроходного ускорения электронов. Конструкция ускорителя была разработана в 1957 г. и утверждена Конгрессом в 1962 г. Его сооружение началось в 1963 г. Он вошел в строй в 1967 г. по расписанию, обойдясь в 114 миллионов долларов [29].

Экспериментальная коллаборация была создана в 1964 г. После 1965 г. Р.Э. Тэйлор был руководителем группы А в СЛАКе, а вместе с Дж.А. Фридманом и автором настоящей статьи делил ответственность за вклад группы МТИ. Группа исследователей из Калифорнийского Технологического института присоединялась к нам в период работ по конструированию ускорителя и при изучении упругого рассеяния, но ушла до начала работ по неупругому рассеянию, поскольку у нее были другие интересы.

Конструкция установки для регистрации электронов могла бы посоперничать с конструкцией самого ускорителя. Это устройство было большим для своего времени. Здание размером 200 на 125 футов, оборудованное радиационной защитой, вмещало три магнитных спектрометра и примыкало к "счетному дому" с быстрой электроникой и компьютером, — также большой для своего времени, — где экспериментаторы контролировали оборудование и проводили измерения (рис. 2а и рис. 2б). Самый большой спектрометр должен был фокусировать электроны с энергией вплоть до 20 ГэВ и применялся для углов рассеяния вплоть до 10° . Второй спектрометр, использовавшийся до 8 ГэВ, первоначально применялся в области углов за 34° , и третий, фокусирующий до 1,6 ГэВ, сконструированный для других целей, использовался в одном наборе измерений при больших углах, чтобы помочь определить однородность плотности сжиженных газов мишени. Детекторы были задуманы так, чтобы они регистрировали только рассеянные электроны. Очень короткий рабочий цикл импульсного пучка не позволял изучать осколки отдачи в совпадении с рассеянными электронами: это привело бы к неприемлемой частоте случайных совпадений, замазывая сигнал.

Исследования упругого рассеяния были предприняты в начале 1967 г., а первое изучение неупругих процессов на протоне началось позже в том же году. К весне 1968 г. имелись уже первые результаты по неупругому рассеянию. Данные были доложены на научной конференции в Вене в августе 1968 г. и опубликованы в 1969 г. [30]. Впоследствии был проведен ряд экспериментов, причем большинство из них, начиная с 1970 г., использовало как дейтериевую, так и водородную мишени в согласованных сериях измерений так, чтобы выделить сечение нейтронного рассеяния с минимальной систематической ошибкой. Они продолжались еще долго и в 70-х годах. Одна серия измерений [31] была проведена с целью изучить зависимость неупругого рассеяния от атомного веса, в основном при низких переданных импульсах. Эти исследования были распространены на область более высоких переданных

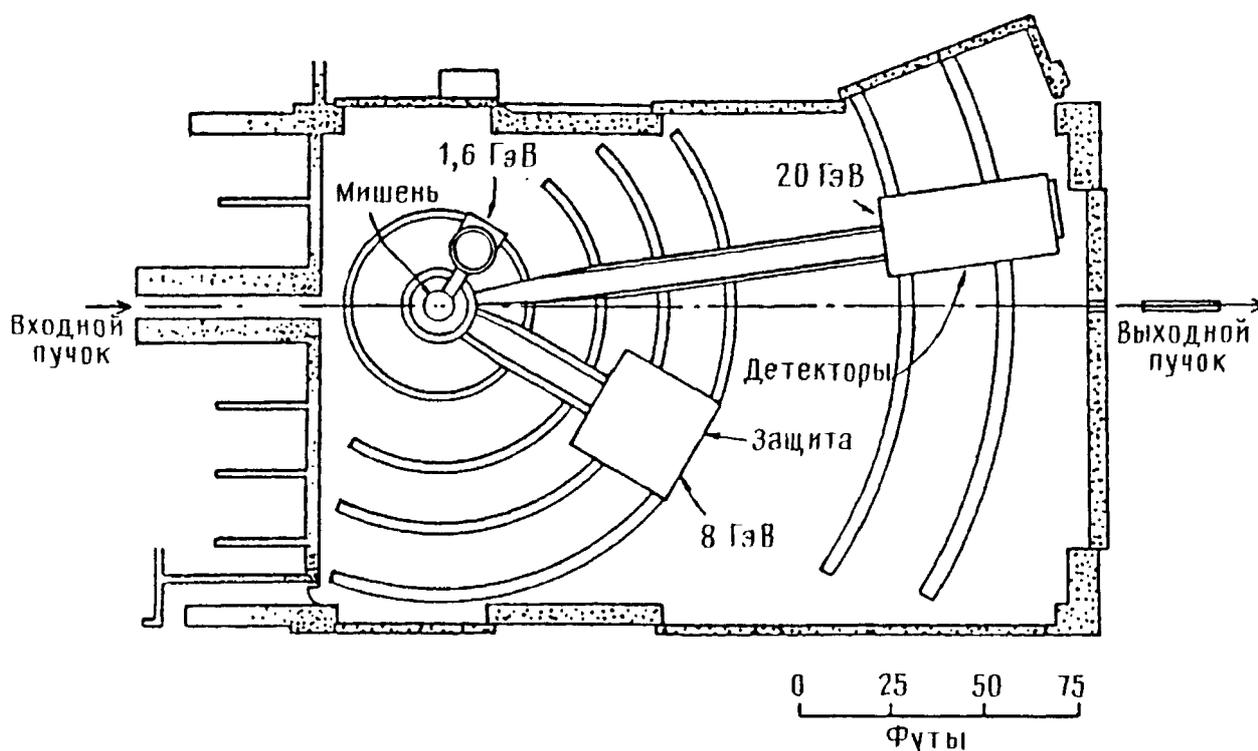


Рис. 2а. Эскизный план пункта А и двух главных магнитных спектрометров, применявшихся при углах рассеяния, больших, чем 12°

импульсов в начале 80-х годов и были дополнены обширным повторным анализом ранних данных СЛАК—МТИ для водорода, дейтерия и других элементов [32].

Коллаборация знала с самого начала работы, что не существовало ускорителей, действующих или планирующихся, которые были бы способны подтвердить результаты во всей их полноте. Группа провела независимые анализы данных в МТИ и СЛАКе, чтобы минимизировать вероятность ошибки. Одним из следствий отсутствия сравнимых установок было то, что на коллаборацию никогда не "давили", чтобы заставить закончить либо набор данных, либо их анализ, как это бывает в обстановке соревнования. На протяжении всей

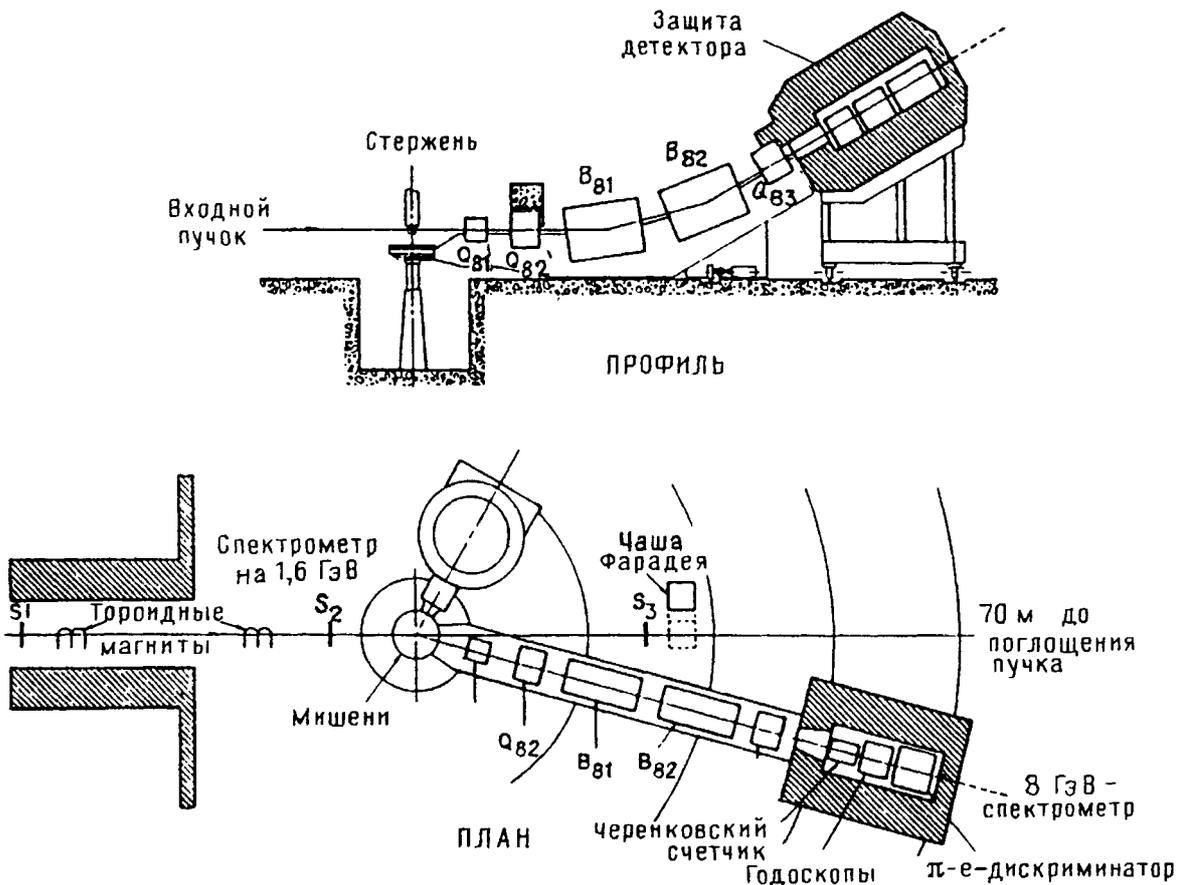


Рис. 26. Конфигурация спектрометра на 8 ГэВ, применявшегося для анализа рассеянных электронов

программы можно было использовать все необходимое время, чтобы завершить работу со всей тщательностью.

4. Формализм описания процессов рассеяния и радиационные поправки

А. Фундаментальные процессы. Соотношения между кинематическими переменными при упругом рассеянии, как показано на рис. 3, таковы

$$\nu = E - E' = q^2/2M, \quad q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где E — начальная, а E' — конечная энергии электрона, θ — угол рассеяния

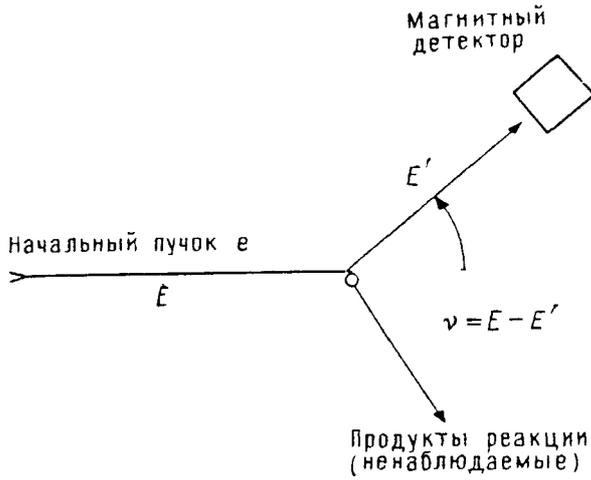


Рис. 3. Кинематика процесса рассеяния

в лабораторной системе отсчета, ν — потери энергии электрона, q — четырех-импульс, переданный нуклону мишени, и M — масса протона.

Сечение упругого электрон-протонного рассеяния было вычислено Розенблатом [33] в первом борновском приближении, т.е. в низшем порядке по $\alpha = 1/137$:

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} = \sigma_M(E) \frac{E'}{E} \left(\frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2)$$

где

$$\sigma_M = \frac{4\alpha^2 E'^2}{a^4} \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

— моттовское сечение упругого рассеяния на точечном протоне, и

$$\tau = q^2/4M^2.$$

В этих уравнениях и в последующих $\hbar = c = 1$ и пренебрегается массой электрона. Функции $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$, электрический и магнитный формфакторы соответственно, описывают усредненную по времени структуру протона. В нерелятивистском пределе квадраты этих функций являются фурье-образами пространственных распределений заряда и магнитного момента соответственно. Как можно видеть из уравнения (2), магнитное рассеяние доминирует при больших q^2 . Измерения [34] показывают, что G_M грубо описывается дипольным приближением:

$$G_{M_p}/\mu = [1 + (q^2/0,71)]^{-2},$$

где q^2 измеряется в $(\text{ГэВ})^2$ и $\mu = 2,79$ — магнитный момент протона. Таким образом, при больших q^2 дополнительная $1/q^8$ — зависимость, помимо q -зависимости σ_M , добавляется к сечению упругого рассеяния как следствие конечного размера протона. Это изображено на рис. 4.

При неупругом рассеянии энергия передается в адронную систему. Инвариантной или недостающей массой является масса конечного адронного состояния. Она дается выражением:

$$W^2 = 2M\nu + M^2 - q^2.$$

Когда наблюдается только электрон, состав адронного конечного состояния неизвестен, за исключением его инвариантной массы W . В предположении однофотонного обмена (рис. 5) дифференциальное сечение рассеяния элект-

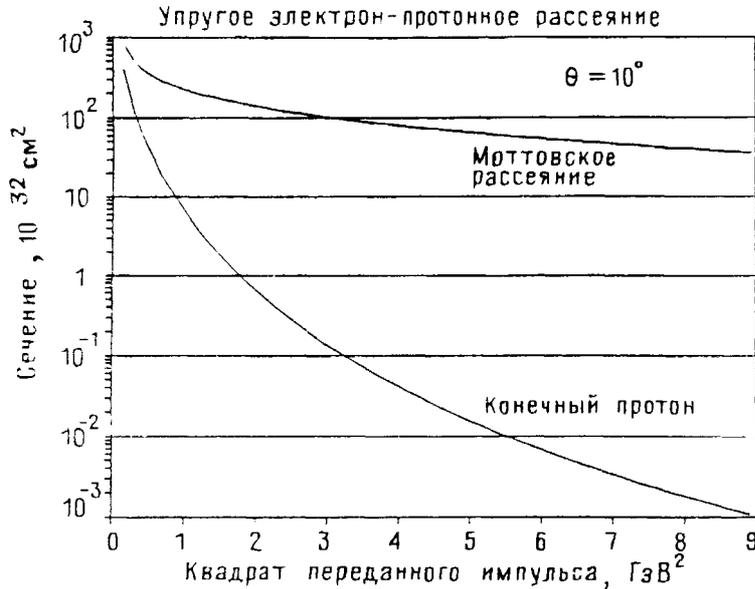


Рис. 4. Сечение упругого рассеяния электронов на "точечном" протоне и на действительном протоне. Различие связано с конечным размером протона

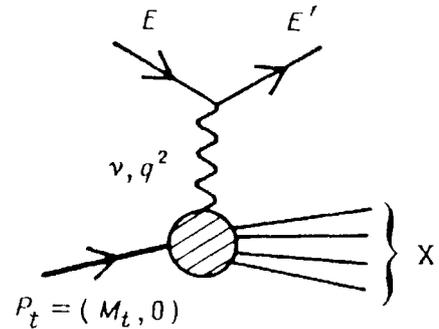


Рис. 5. Диаграмма Фейнмана для неупругого электронного рассеяния

ронов на нуклонной мишени связано с двумя структурными функциями W_1 и W_2 согласно выражению [35]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \theta) = \sigma_M \left(W_2(\nu, q^2) + 2W_1(\nu, q^2) \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right). \tag{3}$$

Это выражение является аналогом сечения Розенблата, приведенного выше. Структурные функции W_1 и W_2 одинаково определены для протона, дейтрона или нейтрона; они суммируют всю информацию о структуре мишеных частиц, которую можно получить из рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованной мишени.

В приближении однофотонного обмена можно трактовать неупругое рассеяние электрона на фоторождение "виртуальными" фотонами. Теперь, в противоположность фоторождению реальными фотонами, масса фотона q^2 является переменной, и обмениваемый фотон может иметь как продольную, так и поперечную поляризации. Если адроны в конечном состоянии не наблюдаются, интерференция между этими двумя компонентами обращается в нуль при усреднении, и дифференциальное сечение неупругого электронного рассеяния связано с полными сечениями поглощения поперечного, σ_T , и продольного, σ_L , виртуальных фотонов формулой [36]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \theta) = \Gamma \left(\sigma_T(\nu, q^2) + \epsilon \sigma_L(\nu, q^2) \right), \tag{4}$$

где

$$\Gamma = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{KE'}{q^2 E} \frac{2}{1 - \varepsilon},$$

$$\varepsilon = \left\{ 1 + 2[1 + (v^2/q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}] \right\}^{-1},$$

$$K = (W^2 - M^2)/2M.$$

Величина Γ является потоком поперечных виртуальных фотонов, и ε — степень продольной поляризации. Сечения σ_T и σ_L связаны со структурными функциями W_1 и W_2 формулами

$$W_1(v, q^2) = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} \sigma_T(v, q^2), \quad (5)$$

$$W_2(v, q^2) = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} \frac{q^2}{q^2 + v^2} \left(\sigma_T(v, q^2) + \sigma_L(v, q^2) \right).$$

В пределе $q^2 \rightarrow 0$ калибровочная инвариантность требует, чтобы $\sigma_L \rightarrow 0$ и $\sigma_T \rightarrow \sigma_\gamma(v)$, где $\sigma_\gamma(v)$ — сечение фоторождения реальных фотонов. Величина R , определенная как отношение σ_L/σ_T , связана со структурными функциями выражением:

$$R(v, q^2) \equiv \sigma_L/\sigma_T = (W_1/W_2)[1 + (v^2/q^2)] - 1. \quad (6)$$

Раздельное определение двух неупругих структурных функций W_1 и W_2 (или, эквивалентно, σ_L и σ_T) требует знания дифференциального сечения при нескольких значениях угла θ для фиксированных v и q^2 . Согласно уравнению (4), σ_L — наклон, а σ_T — точка пересечения с осью ординат линейной подгонки величины Σ , где

$$\Sigma = \frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \theta).$$

Структурные функции W_1 и W_2 тогда вычисляются прямо из уравнения (5). Альтернативно можно выделить W_1 и W_2 из единственного измерения дифференциального сечения, используя конкретную функциональную форму для R в уравнениях:

$$W_1 = \frac{1}{\sigma_M} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \left[(1 + R) \frac{q^2}{q^2 + v^2} + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$W_2 = \frac{1}{\sigma_M} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \left[\left(1 + \frac{2}{1 + R} \right) \frac{q^2 + v^2}{q^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1}.$$

Уравнения (5) — (7) одинаково хорошо применимы для протона, дейтрона или нейтрона.

На практике было удобно определять значения σ_L и σ_T из подгонки диф-

ференциальных сечений линейными функциями ϵ . R было определено из значений σ_L и σ_T , а W_1 и W_2 — из R , как было показано выше.

Б. Масштабная инвариантность и скейлинговые переменные. Исследуя модели, которые удовлетворяют алгебре токов, Бьёркен [37] предположил, что в пределе, когда q^2 и ν стремятся к бесконечности при фиксированном отношении $\omega = 2M\nu/q^2$, две величины νW_2 и W_1 становятся функциями только ω . Именно,

$$2MW_1(\nu, q^2) = F_1(\omega),$$

$$\nu W_2(\nu, q^2) = F_2(\omega).$$

Именно это свойство называют "скейлингом" по переменной ω в "бьёркеновском пределе". Переменная $x = 1/\omega$ начала использоваться вскоре после первых экспериментов по неупругому рассеянию; мы будем использовать в настоящей статье обе переменные.

Так как W_1 и W_2 связаны соотношением

$$\nu W_2/W_1 = (1 + R)[\nu^{-1} + (\omega/2M)],$$

можно увидеть, что скейлинг в W_1 в точности отвечает скейлингу в νW_2 , только если R имеет подходящую функциональную форму, такую, чтобы сделать правую часть уравнения функцией ω . Очевидно, что обе функции νW_2 и W_1 будут скейлинговыми в бьёркеновском пределе, если R будет либо константой, либо функцией только ω .

В. Радиационные поправки. В измеренных сечениях должны быть учтены радиационные поправки, чтобы устранить эффекты излучения фотонов электронами, которое происходит как в процессе самого рассеяния на нуклоне, так и в процессе движения электронов в веществе до и после рассеяния. Эти поправки также убирают электродинамические вклады высших порядков в электрон-фотонную вершину и в фотонный пропагатор. Радиационные поправки мало изучались до этого с полнотой, требуемой в представленной программе экспериментов по рассеянию [38]. Фридман [39] в 1959 г. вычислил элементы требуемого "треугольника", который будет в деталях обсуждаться ниже, при обработке поправок к неупругому рассеянию электронов с энергией 175 МэВ на дейтерии. Изабель и Кендалл [40], изучая неупругое рассеяние электронов с энергией вплоть до 245 МэВ на Bi^{209} в 1962 году измерили неупругие спектры в нескольких треугольниках и развили компьютерные процедуры, необходимые для вычисления поправок. Эти исследования дали уверенность, что методы — удобные, а результирующие ошибки — приемлемой величины.

Наибольшая поправка должна была быть сделана для излучения в процессе рассеяния, описываемого диаграммами a и b рис. 6. Фотон с энергией k излучается в a после обмена виртуальным фотоном, а в b — до обмена. Диаграмма v — сечение, которое должно быть рассмотрено после того, как поправки вида a и b сделаны. Измеренное сечение при фиксированных E , E' и θ будет получать вклады из a и b при всех значениях k , которые кинематически разрешены. Наименьшее значение k есть 0, а наибольшее

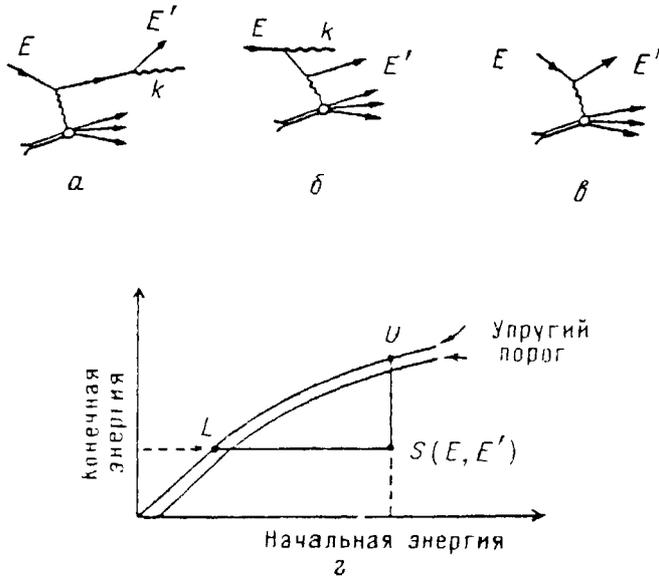


Рис. 6. Диаграммы, показывающие излучение в электронном рассеянии: после обмена виртуальным фотоном, (а), до обмена виртуальным фотоном (б). Рис. в является диаграммой с учтенными радиационными эффектами. Рис. г — кинематическая область, соответствующая программе учета радиационных поправок. Текст содержит дальнейшее обсуждение процедур поправок. "Треугольник", как это обсуждается в тексте, образуется точками L , U и S

бывает в диаграмме *б* при упругом рассеянии виртуального электрона на частице мишени. Таким образом, чтобы откорректировать измеренное сечение при данных E и E' , нужно знать сечение во всей области энергий начальных и рассеянных частиц.

В прекрасном приближении информация, необходимая для корректирования сечения для угла θ , может быть вся собрана при том же значении θ . Диаграмма *г* на рис. 6 показывает кинематическую область по E и E' тех сечений, которые могут давать вклад через радиационные процессы в фундаментальное сечение, которое ищут в точке S при фиксированном θ . Эта область одинакова для вкладов от процессов тормозного излучения начальных и рассеянных электронов. При излучении одного жесткого фотона сечение в точке S будет получать вклады от упругого рассеяния в точках U и L и от неупругого рассеяния на линиях SL и SU , начиная с неупругого порога. Если излучаются два или более фотона, могут быть вклады от линии LU и неупругой области, ограниченной линиями SL и SU . Сечения, необходимые для этих поправок, сами должны быть подправлены радиационными эффектами. Однако если некорректированные сечения доступны во всем "треугольнике" LUS , тогда может быть применена однократная процедура радиационных поправок, предполагающая приближение пиков [41], которая даст приближенно откорректированное сечение по всему треугольнику, включая точку S .

Применение радиационных поправок потребовало разрешения другой трудности, связанной с тем, что, вообще говоря, невозможно произвести измерения, достаточно близко расположенные в плоскости E, E' , чтобы затем прямо учесть радиационные поправки. Обычно от пяти до десяти спектров, все при различных E , брались, чтобы определить сечение по "треугольнику". Нужно было развить интерполяционные методы, чтобы получить недостающие сечения, и проверять их, чтобы показать, что они не являются источником неожиданной ошибки. Рис. 7 показывают треугольники и положения спектров для данных, взятых в одном из экспериментов программы.

В применявшейся процедуре из измеренных спектров до проведения интерполяции были вычтены радиационные хвосты от упругого электрон-протонного рассеяния. В процедуре радиационных поправок, предложенной группой МТИ—СЛАК, радиационные хвосты от упругого рассеяния вычислялись

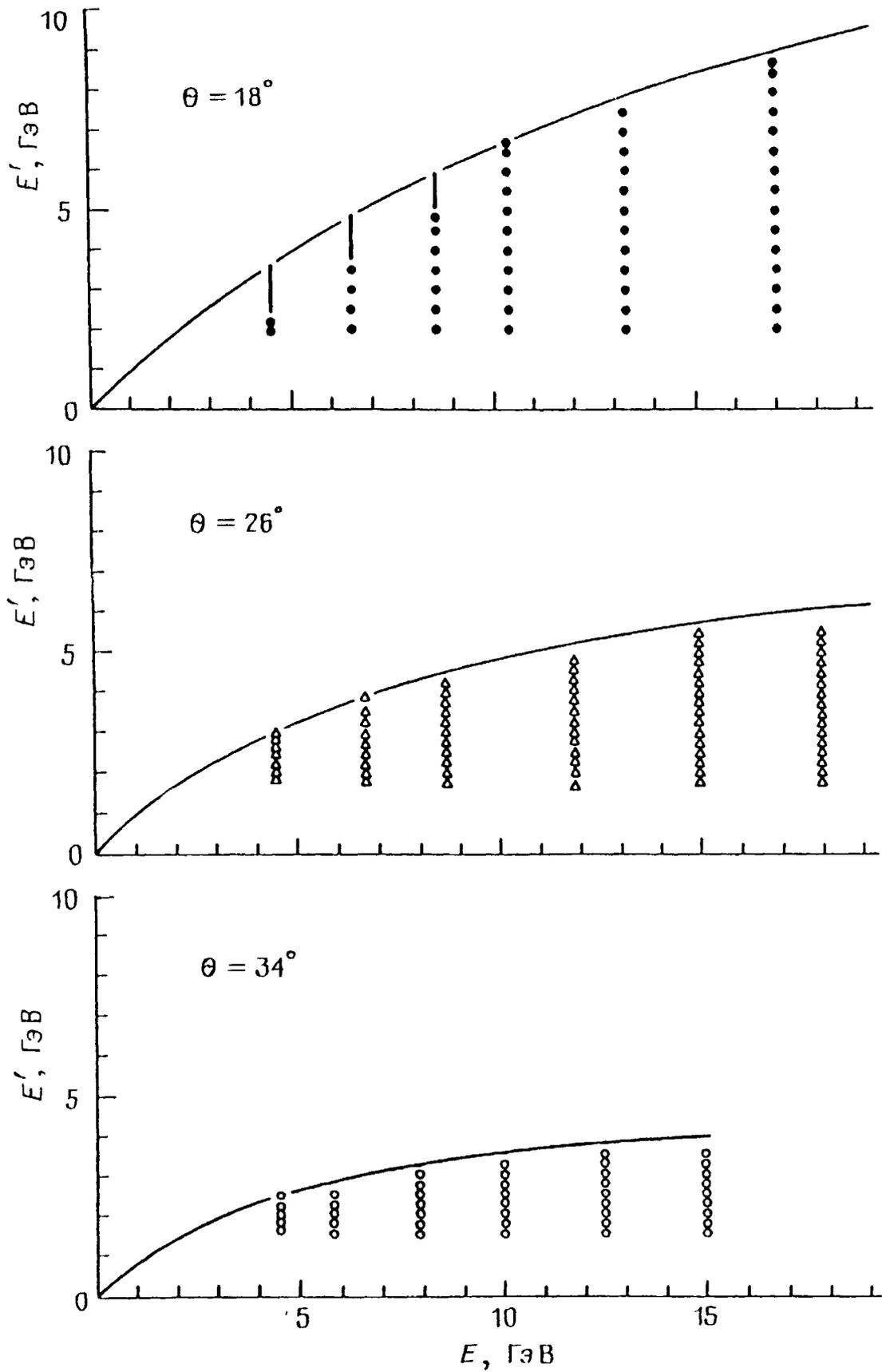


Рис. 7. Измерения неупругого рассеяния: указаны места, где мерялись спектры, чтобы определить "треугольники", применявшиеся в учете радиационных поправок для трех углов, выбранных для некоторых из более поздних экспериментов. Сплошные линии представляют кинематические границы упругого электрон-протонного рассеяния

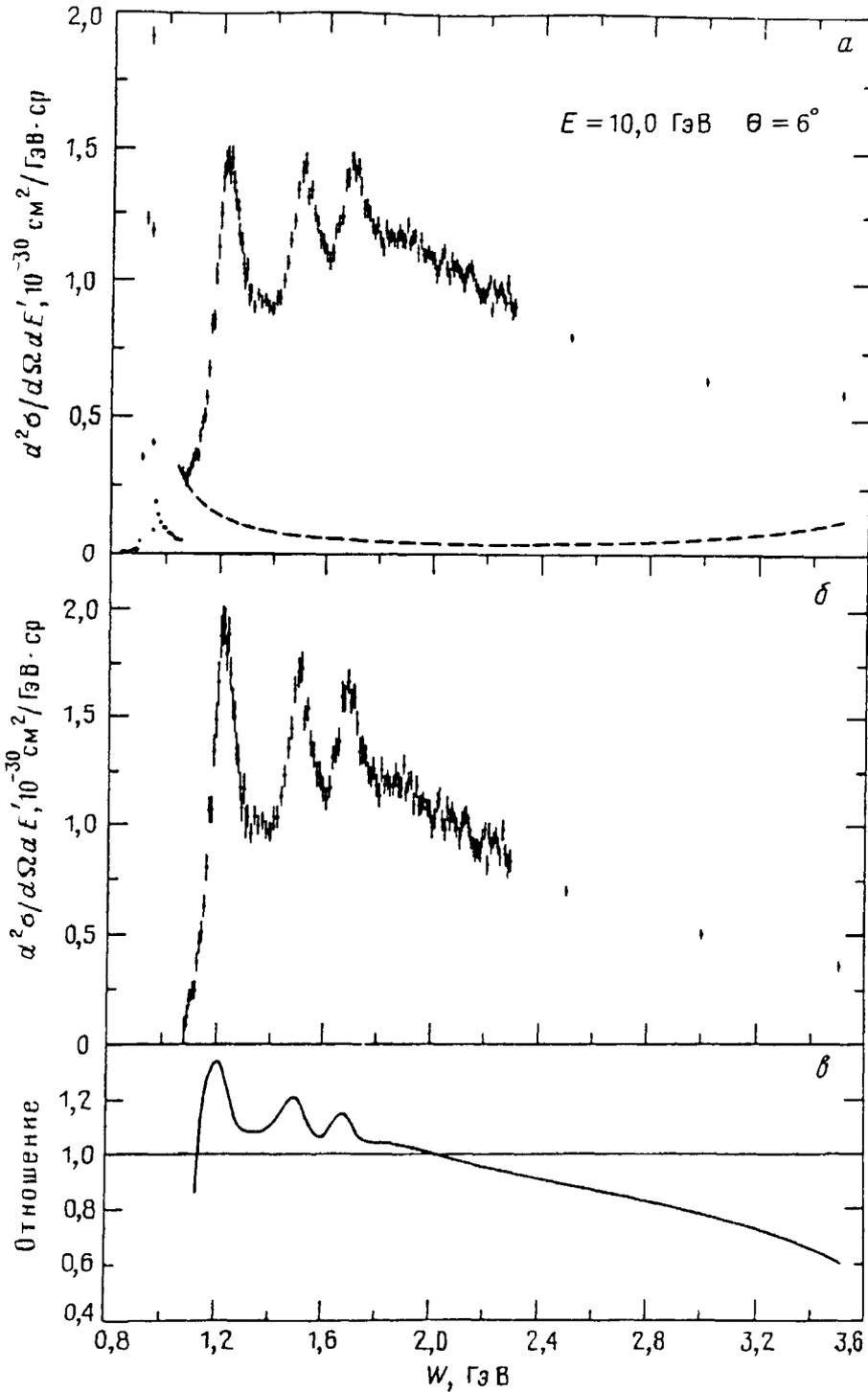


Рис. 8. Спектры электронов с энергией 10 ГэВ, рассеянных на водороде на 6° , как функции энергии W конечного адронного состояния. Рис. *a* показывает спектр до радиационных поправок. Упругий пик был пропорционально уменьшен в масштабе 1:8,5. Указан вычисленный радиационный "хвост" от упругого пика. На рис. *б* приведен тот же спектр с вычтенным хвостом от упругого пика и учтенными неупругими поправками. Рис. *в* показывает отношение неупругих спектров до радиационных поправок и после

с использованием формулы Цая [42], которая является точной в низшем порядке по α . Вычисление хвоста включало эффекты потерь энергии на излучение начальными и конечными электронами, вклады многофотонных процессов и излучение протона отдачи. После вычитания радиационных хвостов от упругих пиков, неупругие радиационные хвосты были убраны однократной про-

цедурой, как обрисовано выше. Конкретная форма использованного приближения пиков была определена из подгонки к точному вычислению неупругого хвоста в низшем порядке, которое включало модель, интерполирующую экспериментальное сечение. Один из наборов формул и процедур описан Миллером и другими [43], именно он и был применен при анализе в СЛАКе. Измеренные сечения были также откорректированы в независимом анализе, проведенном в МТИ и использовавшем несколько иной набор приближений (ссылка [44]). Сравнение двух результатов дало откорректированные сечения, которые согласовались с точностью нескольких процентов. Работа [45] содержит полное описание процедуры радиационных поправок, примененной в МТИ, проводившиеся перекрестные проверки и оценку ошибок, возникающих как из радиационных поправок, так и из других источников неопределенности в эксперименте. Рис. 8 показывает относительную величину радиационных поправок как функцию W для типичного спектра с водородной мишенью. Хотя радиационные поправки были наибольшими поправками к данным и включали значительное количество вычислений, они были поняты на доверительном уровне от 5 до 10 процентов и незначительно увеличили полную ошибку измерений.

5. Электрон-протонное рассеяние: результаты

Спектры рассеянных электронов, наблюдавшиеся в эксперименте, имели ряд особенностей, значение которых зависело от энергий начального и конечного электронов и угла рассеяния. При низких q^2 как упругий пик, так и резонансные возбуждения были велики, при небольшом фоне за счет нерезонансного рассеяния либо в резонансной области, либо при больших недостающих массах. С ростом q^2 упругое и резонансное сечения быстро падали, а нерезонансное рассеяние все более и более доминировало. Рис. 9 показывает четыре спектра для разных q^2 . Точки в упругом пике и в резонансной области близко расположены по E' : измерения проводились так, чтобы позволить сделать подгонки к резонансным сечениям, а для больших энергий возбуждения шаги выбирались больше.

Рис. 10а и рис. 10б показывают визуальную подгонку к спектрам в широкой области энергий и углов рассеяния (включая один спектр, полученный в экспериментах на немецком электронном ускорителе DESY — Deutsches Elektronen Synchrotron), иллюстрируя вопросы, обсуждавшиеся выше.

В первых измерениях в области континуума проявились две неожиданные черты нерезонансного неупругого рассеяния. Первая — весьма слабая зависимость сечения от q^2 при постоянном W . На рис. 11 показаны примеры зависимости от q^2 для $W = 2,0$ и $W = 3,0$ ГэВ, взятые из данных первого эксперимента. Для сравнения также показана q^2 -зависимость упругого сечения.

Второй чертой было явление скейлинга. В процессе анализа данных по неупругому рассеянию Дж.Д. Бьёркен предложил исследовать, является ли νW_2 функцией только одной переменной ω . Рис. 12,а показывает самые первые данные для такого изучения — W_2 для шести значений q^2 как функцию ν . Рис. 12,б показывает функцию $F_2 = \nu W_2$ для 10 значений q^2 , изображенную

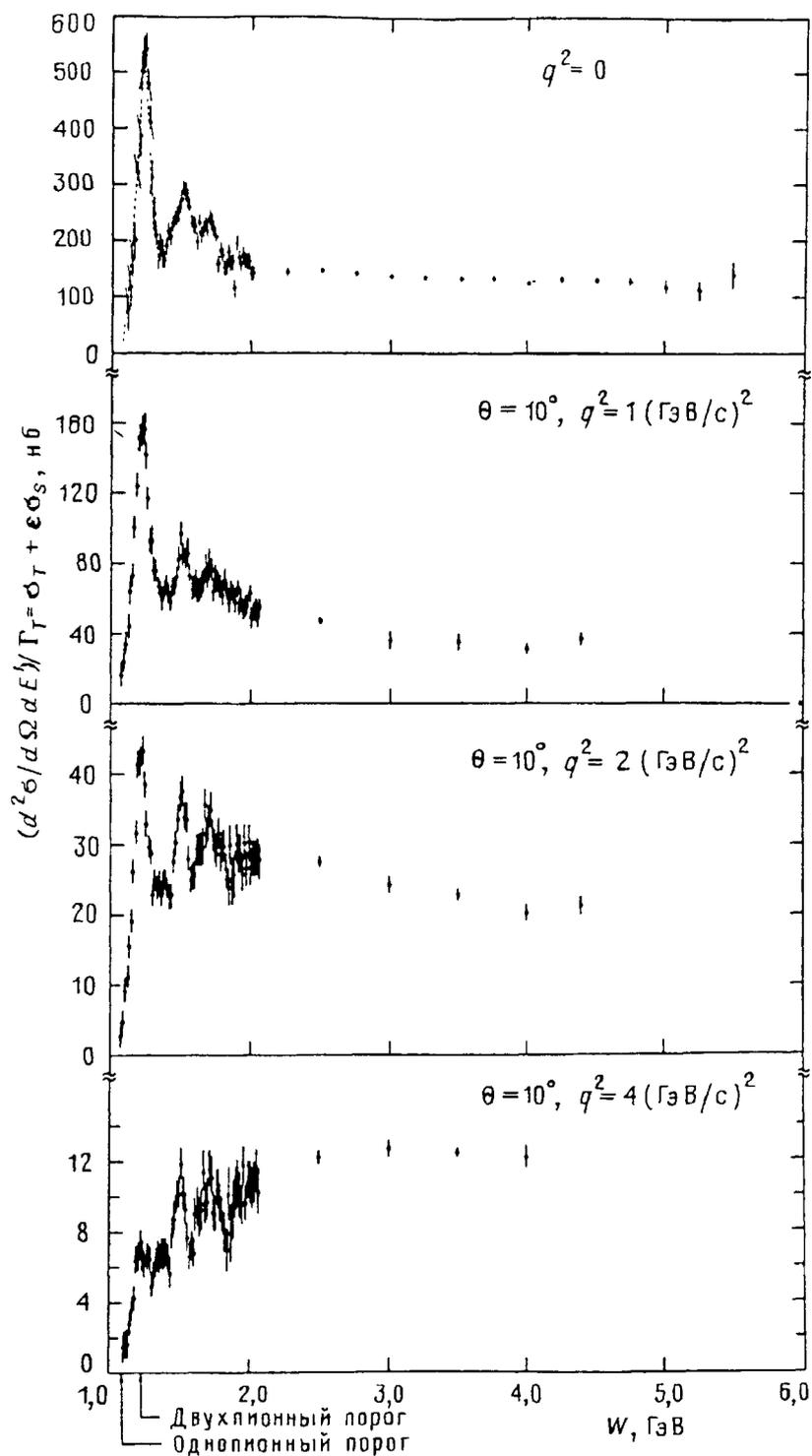


Рис. 9. Спектр рассеяния электронов на водороде при q^2 вплоть до $4(\text{ГэВ}/c)^2$. Кривая для $q^2 = 0$ представляет экстраполяцию на $q^2 = 0$ данных электронного рассеяния, полученных при $\theta = 1,5^\circ$. Упругий пик был вычтен, и радиационные поправки учтены

в зависимости от ω . Поскольку R было в то время неизвестно, F_2 показано в крайних предположениях $R = 0$ и $R = \omega$. Стало сразу ясно, что бьёркеновская гипотеза скейлинга, в хорошем приближении, правильна. Бьёркен, который проделал в то время эту часть анализа, вспоминает возникшее у него желание узнать, как мог чувствовать себя Бальмер, когда в первый раз увидел поразительное согласие формулы, носящей теперь его имя, с измеренными длинами волн в спектре атома водорода.

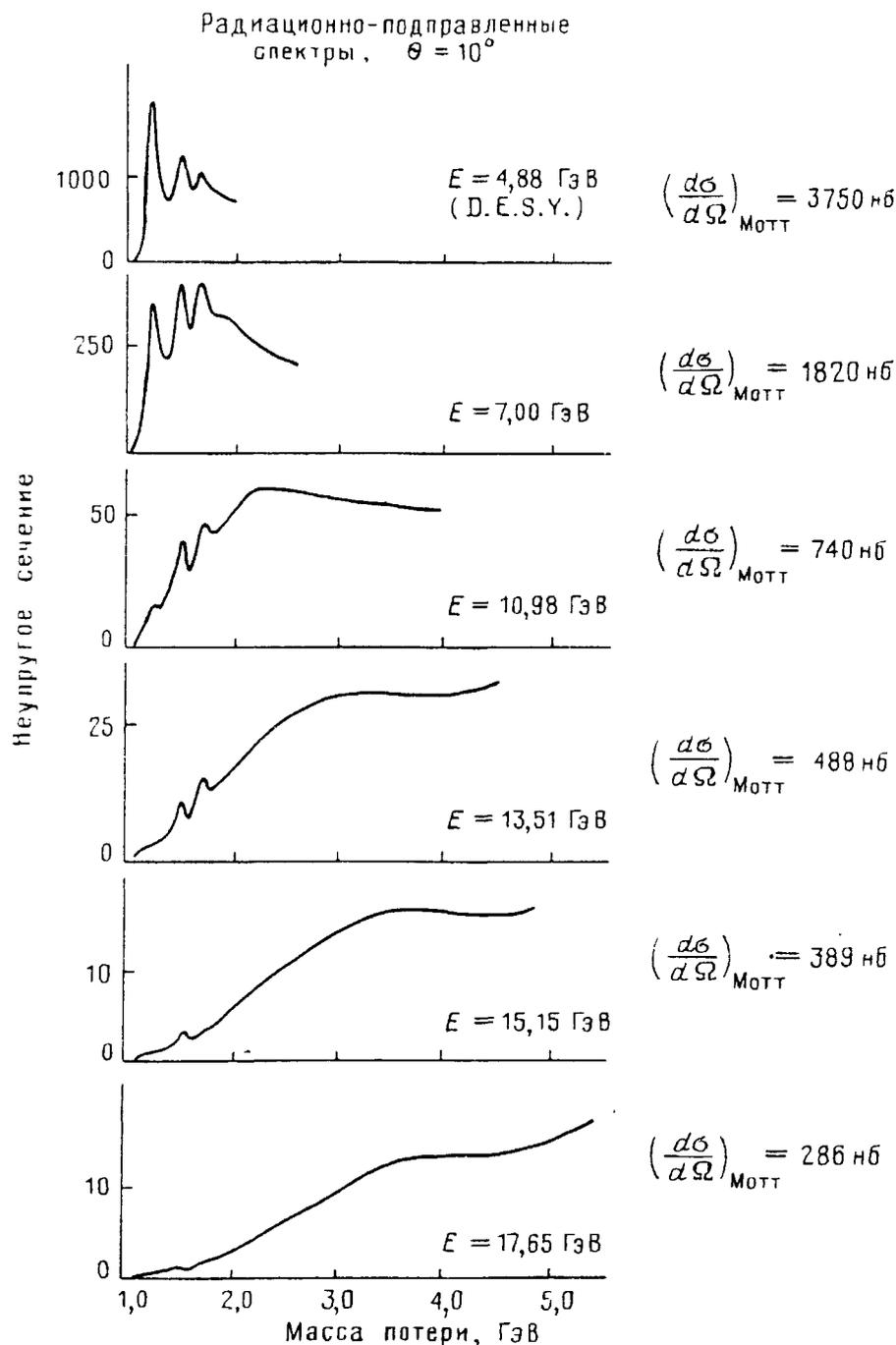


Рис. 10а. Визуальные подгонки к спектрам рассеяния электронов на водороде на 10° для начальных энергий E от 4,88 ГэВ до 17,5 ГэВ. Упругие пики вычтены, и радиационные поправки учтены. Сечения выражены в нанобарнах на ГэВ на стерадиан. Спектр для $E = 4,88$ ГэВ был получен в DESY (Bartel *W. et al* // Phys. Lett. 1968. V. B28. P. 148)

Все большее количество данных подтверждало, что, по меньшей мере, в первой изученной области и иногда с большими ошибками, скейлинг выполняется почти количественно. Как мы увидим, скейлинг справедлив в существенной части областей значений ν и q^2 , которые были изучены. В действительности, самые ранние эксперименты по неупругому $e-p$ -рассеянию [7] показали, что приближенно скейлинговое поведение проявляется уже при удивительно низких, неасимптотических значениях $q^2 \geq 1,0$ ГэВ² и $W \geq 2,6$ ГэВ.

Мгновенно возник вопрос, есть ли другие переменные, которые стремятся

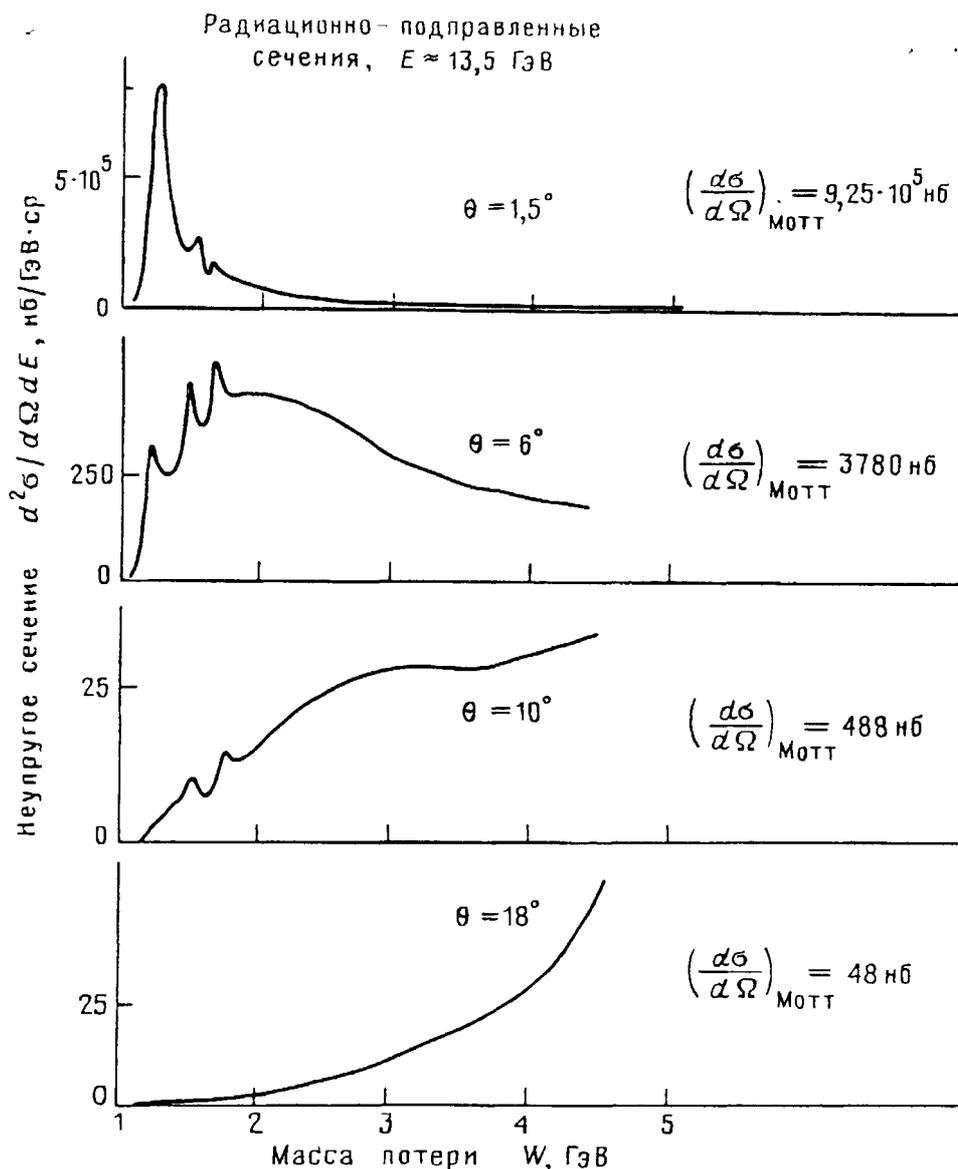


Рис. 10б. Визуальные подгонки к спектрам рассеяния электронов на водороде при начальных энергиях E около 13,5 ГэВ при углах рассеяния от $1,5^\circ$ до 18° . Кривая для $1,5^\circ$ взята из данных МТИ—СЛАК, использовавшихся, чтобы получить сечения фотопоглощения

к ω в бёркенсовском пределе и обеспечивают скейлинговое поведение в большей области ν и q^2 , чем использованная ω . Некоторые из них были предложены [46] до появления КХД, но, поскольку эта теория предсказывает маленькие отклонения от скейлинга, исследование таких переменных было вскоре прекращено.

На рис. 13 показаны ранние данные по q^2 -зависимости νW_2 для $\omega = 4$. В пределах экспериментальных ошибок они не обнаруживали зависимости от q^2 .

Чтобы определить R и структурные функции, потребовалась более сложная процедура обработки, как уже обсуждалось выше. На рис. 14 показана пригодная для анализа кинематическая область в $q^2 - W^2$ -пространстве. Этот

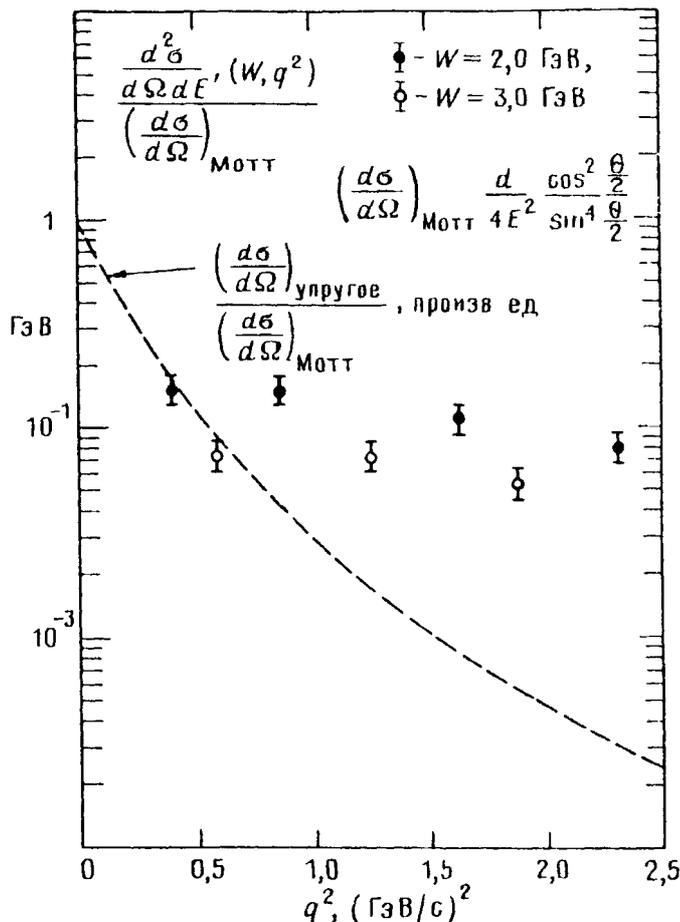


Рис. 11. Данные неупругого рассеяния для $W=2$ и 3 ГэВ как функция q^2 . Это был один из самых ранних примеров относительно больших сечений и слабой q^2 -зависимости, которая, как было найдено, характеризует глубоко неупругое рассеяние, и которая предполагает точечные нуклонные составляющие. Показана также q^2 -зависимость упругого рассеяния; все сечения были поделены на σ_M

рисунок также показывает 75 кинематических точек, где была применена указанная процедура, после того, как большинство экспериментов были закончены. Рис. 15 демонстрирует простые подгонки по методу наименьших квадратов к $\Sigma(\nu, q^2, \theta)$ как функции от $\varepsilon(\nu, q^2, \theta)$, определенной ранее, в сравнении с данными, из которых были найдены σ_L и σ_T , а затем и R .

Первое представление о наличии скейлинга может возникнуть, например, при рассмотрении графика данных, полученных коллаборацией для зависимости νW_2 от x , показанной на рис. 16. Эти данные, в неплохом приближении, описываются одной и той же функцией x . Наблюдаются некоторые отклонения, которые называют нарушением скейлинга. Лучше всего их изучать, анализируя зависимость структурных функций от q^2 . На рис. 17 показаны, по отдельности, значения $2MW_1$ и νW_2 , извлеченные из данных, полученных несколько позже, и изображенные в зависимости от q^2 при нескольких значениях x . С расширением кинематической области и с уменьшением экспериментальных ошибок в данных наблюдается заметное нарушение скейлинга.

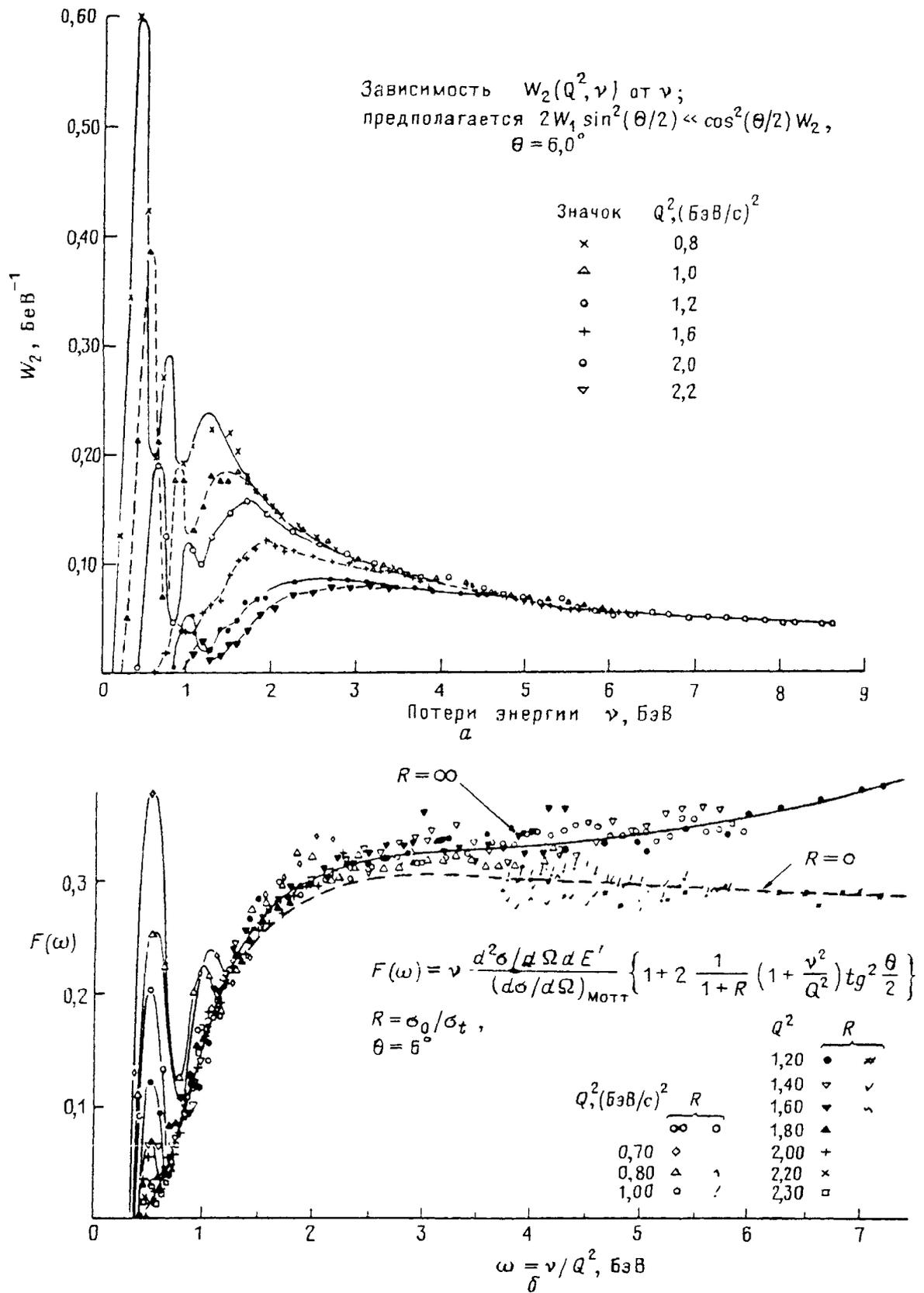


Рис. 12. *a* — Неупругая структурная функция $W_2(\nu, q^2)$, изображенная как функция потери энергии электроном. *b* — Величина $F_1 = \nu W_2(\omega)$. "Группировка" данных, наблюдавшихся здесь, была первым указанием скейлинга. Рисунок подробно обсуждается в тексте

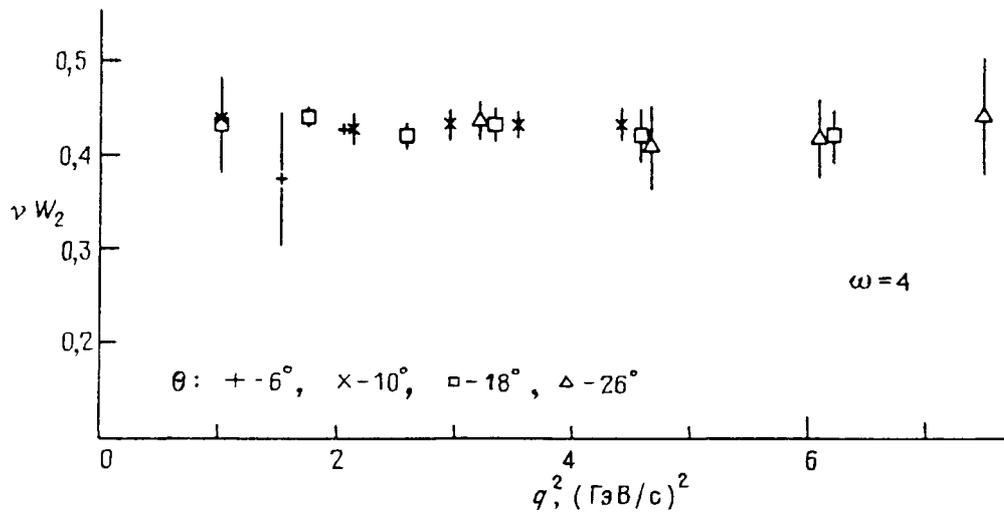


Рис. 13. Раннее наблюдение скейлинга: νW_2 для протона как функция q^2 для $W > 2$ ГэВ при $\omega = 4$

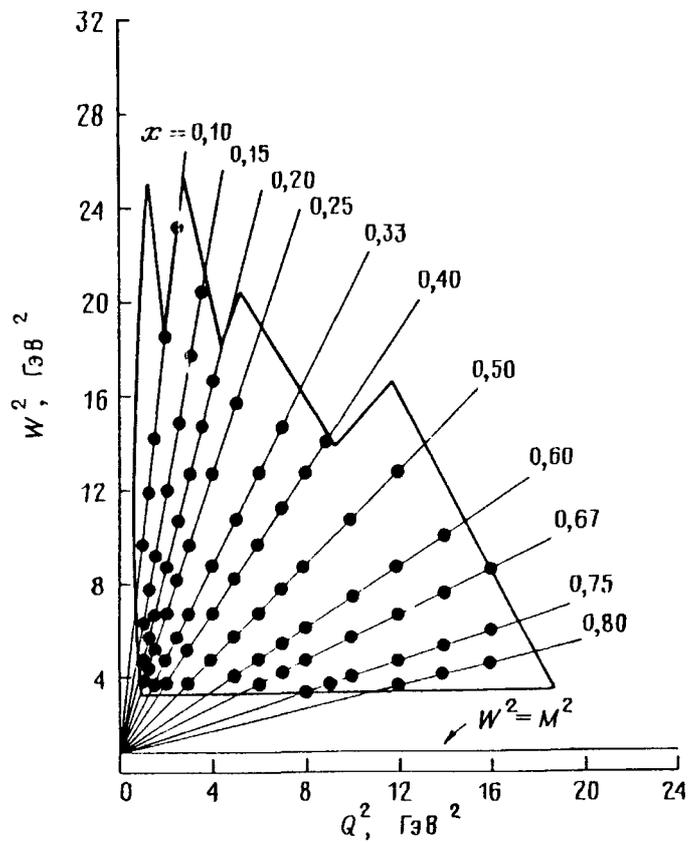


Рис. 14. Кинематическая область в $q^2 - W^2$ -пространстве, доступная для выделения R и структурных функций. Анализ проделан в 75 показанных кинематических точках (ν , q^2)

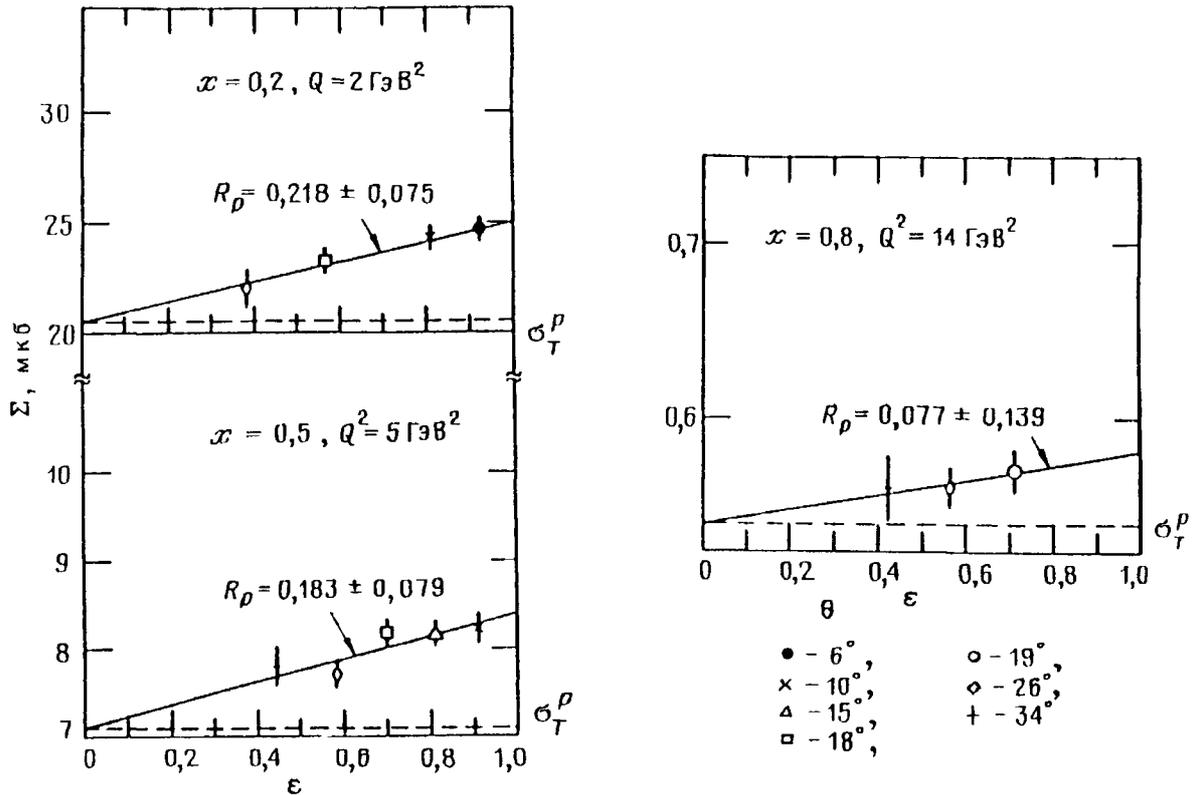


Рис. 15. Пример среднеквадратичных подгонок Σ в функции от ϵ к данным для протона. Величины R и σ_T были доступны из подгоночных параметров, и из них определялось σ_L

6. Теоретические выводы из данных по электрон-протонному неупругому рассеянию

Как отмечалось ранее, открытие во время первых измерений неупругих процессов на протоне слабой q^2 -зависимости структурной функции νW_2 , связанное с концепцией скейлинга, которая, в свою очередь, была выведена из алгебры токов и ее оснований в теории кварков, сразу же открыло новые перспективы, касающиеся исследования структуры нуклона. На конференции в Вене в 1968 г., где были впервые опубликованы полученные результаты, в итоговом докладе В.К.Г. Пановский резюмировал в заключении: "Таким образом, теоретические размышления сфокусированы на той возможности, что эти данные могли бы давать указание на поведение точечных заряженных структур в нуклоне" [47].

Теоретический интерес в СЛАКе к осмыслению неупругого рассеяния рос непрерывно после визита в августе 1968 г. Р.Ф. Фейнмана. Он пытался понять адрон-адронные взаимодействия при высоких энергиях, принимая существование конститuentов, которые он называл партонными. Когда он узнал о данных по неупругому электронному рассеянию, то сразу увидел в партонах объяснение как скейлинга, так и слабой q^2 -зависимости. В первоначальной формулировке [48], теперь называемой наивной партонной теорией, он предположил, что протон составлен из точечных партонов, на которых электроны рассеиваются некогерентно. Модель предполагала систему отсчета с бесконечным импульсом, в которой релятивистская задержка времени замедляет

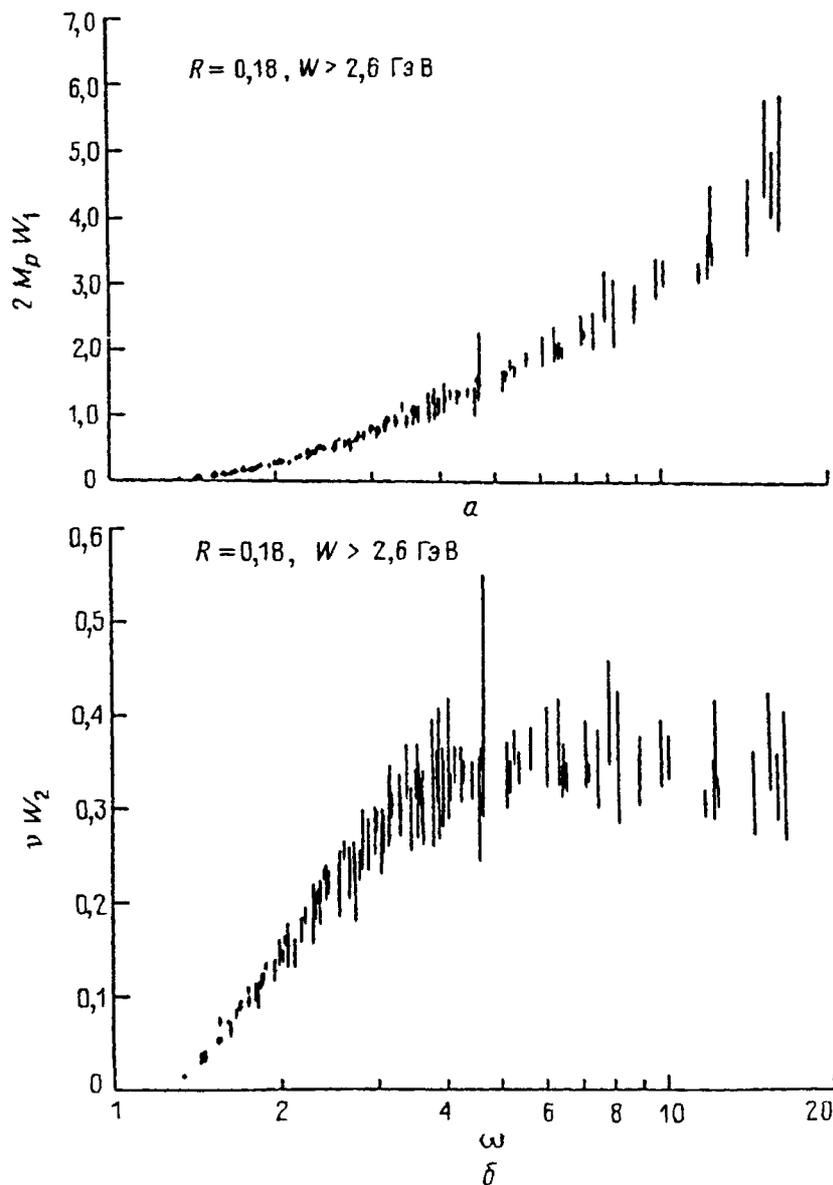


Рис. 16. Скейлинг: $F_1 = 2M_p W_1(\omega)$ от ω (a) и $F_2 = \nu W_2(\omega)$ от ω (б)

движение конstituентов. Поперечным импульсом пренебрегалось — упрощение, смягченное в поздних разработках. Партоны, как предполагалось, не взаимодействуют друг с другом, когда в процессе происходит обмен виртуальным фотоном: импульсное приближение квантовой механики. Таким образом, в этой теории электроны рассеиваются на конstituентах, которые "свободны", и, следовательно, рассеяние отражает свойства и движение конstituентов. Это предположение почти исчезающего партон-партонного взаимодействия во время лептонного рассеяния в бёркеновском пределе, является, как было впоследствии показано, следствием КХД, известным как асимптотическая свобода. Фейнман еще раз приехал в СЛАК в октябре 1968 г. и сделал первый публичный доклад о своей партонной теории, стимулировав многие теоретические работы, которые, в конце концов, привели к идентификации его партонов с кварками. В ноябре 1968 г. Курт Каллен и Дэвид Гросс [49] показали, что величина R , даваемая уравнением (6), зависит от

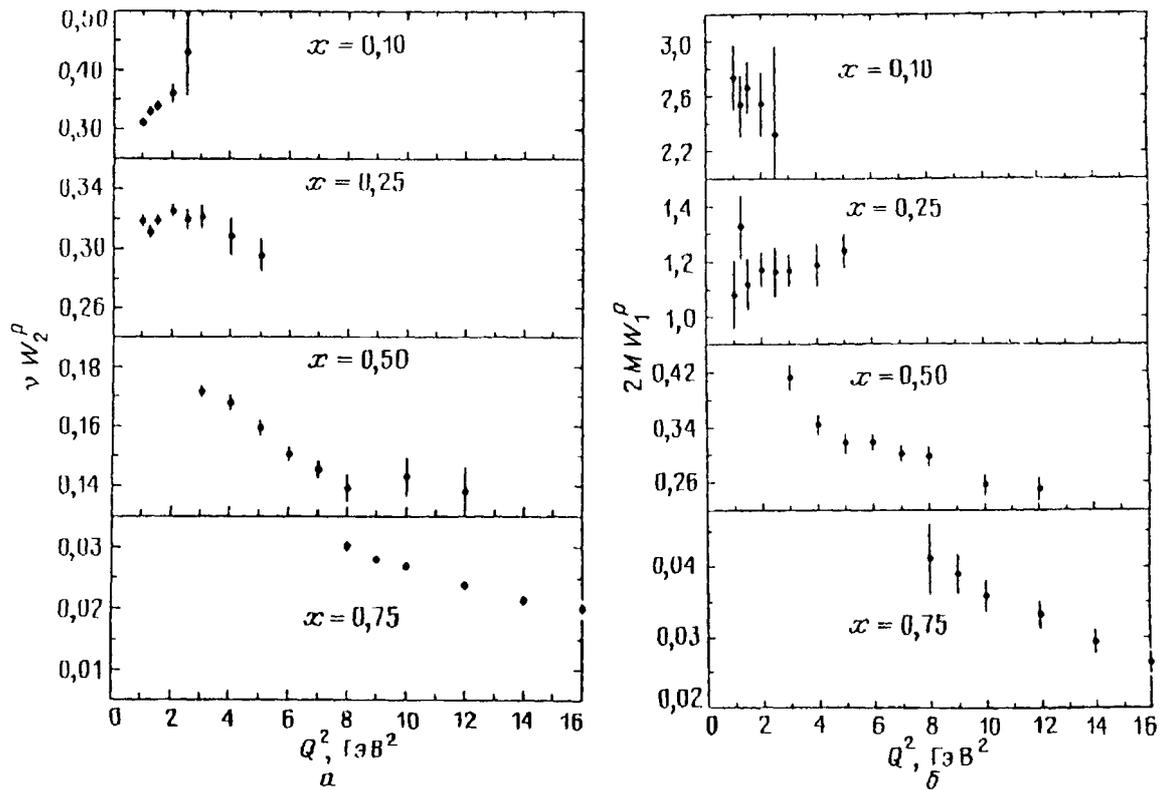


Рис. 17. F_1 (а) и F_2 (б) как функции q^2 для фиксированных значений x

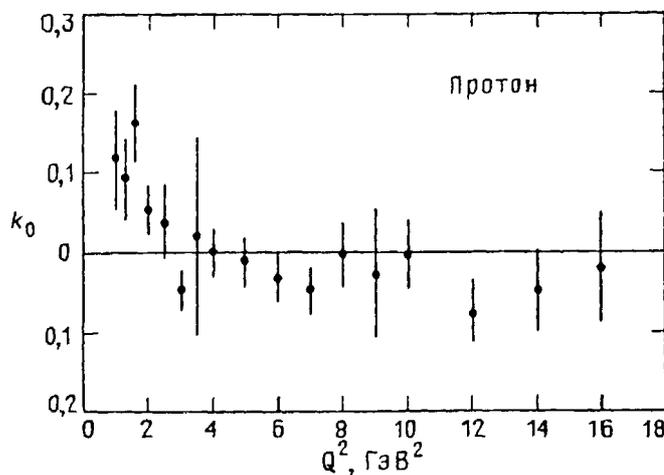


Рис. 18. Соотношения Каллена—Гросса: K_0 от q^2 , где K_0 определена в тексте. Эти результаты установили равенство спина партонов $1/2$

спинов конstituентов в партонной модели, а ее зависимость от кинематических переменных обеспечивает важную проверку таких моделей. Для спина $1/2$ величина R ожидалась небольшой, а в наивной партонной модели, где конstituенты предполагаются несвязанными в бьёркеновском пределе, она равна $R = q^2/\nu^2$ (т.е. $F_2 = xF_1$). В более общем случае, для партонов со спином $1/2$ имеем $R = q(x)q^2/\nu^2$. Это эквивалентно скейлингу νR .

Партон со спином нуль или единица вели к предсказанию $R \neq 0$ в бьёркеновском пределе и означали бы, что протонное облако содержит элементарные бозоны. В эксперименте были найдены малые значения R , и они были

совершенно несовместимы с моделью векторной доминантности. Дальнейшие теоретические исследования [50] показали, что следует ждать отклонений от общего правила Каллена—Гросса при малых x и малых q^2 . Непосредственная оценка соотношения Каллена—Гросса для наивной партонной модели может быть найдена из величины

$$K_0 = (F_2/xF_1) - 1,$$

которая исчезает, когда это соотношение выполняется. K_0 изображена на рис. 18 как функция q^2 . За исключением ожидавшихся отклонений при малых q^2 , значение K_0 согласуется с нулевым, тем самым устанавливая спин партона равным $1/2$.

7. Эпилог

После того, как первоначальные измерения неупругого рассеяния были завершены, начались дейтронные исследования, предпринятые с целью найти структурные функции нейтрона. Были проведены эксперименты в большой области углов, и статистические, радиационные и систематические ошибки были уменьшены. Было найдено, что структурные функции нейтрона отличаются от протонных. Модель векторной доминантности была отброшена, а к 1972 г. было найдено, что все дифракционные модели и ядерная демократия не согласуются с экспериментальными результатами. Все более детальные партонные вычисления и сравнения с правилом сумм, теперь фокусирующиеся на кварковых составляющих, потребовали морских кварков — виртуальных кварк-антикварковых пар — в нуклоне, и, позже, глюонов — нейтральных бозонов, обеспечивающих межкварковые связи.

Что касается "теоретического фронта", был найден специальный класс теорий, который может включать асимптотическую свободу, и, однако, быть согласованным со связью, необходимой для обеспечения стабильности нуклона. Нейтринные эксперименты подтвердили спин $1/2$, приписанный партонам, а также то, что партонны имеют скорее дробный, чем целый, электрический заряд. Было найдено, что число "валентных" кварков равняется 3, в согласии с первоначальными предположениями 1964 г.

К 1973 г. картина нуклона прояснилась до такой степени, что стало возможно сконструировать современную теорию кварков и глюонов и их сильных взаимодействий: КХД. Эта теория была построена на концепции "цвета", введение которой за несколько лет до этого [51] сделало многокварковые волновые функции нуклона совместными с принципом Паули, и, в предположении, что в природе существуют только "нейтральные по цвету" состояния, объяснило отсутствие всех ненаблюдаемых многокварковых конфигураций (таких, как кварк-кварковые и кварк-кварк-антикварковые) в совокупности известных адронов. Более того, как отмечалось ранее, было показано, что КХД асимптотически свободна [52].

К тому же времени кварк-партонная модель, как она обычно называлась, удовлетворительно объяснила электрон-нуклонные и нейтрино-нуклонные взаимодействия и обеспечила грубое описание "жесткого" нуклон-нуклонного рассеяния при очень высоких энергиях, которое тогда только что наблюдалось — экспериментаторы наблюдали кварк-кварковые столкновения.

К концу десятилетия была понята судьба карков, выбиваемых из нуклона в столкновениях при высоких энергиях; к примеру, после рождения кварковой

пары на электрон-позитронном коллайдере, они материализовывались во взаимно противоположно направленные струи, состоящие из обычных адронов (в основном пионов), с угловыми распределениями, характерными для объектов со спином $1/2$. Были предсказаны, а затем наблюдались, глюонные струи, причем с угловыми распределениями, отвечающими спину 1, как это ожидалось для них в КХД. Теоретики также, с некоторым успехом, начали работать над проблемой, как кварки удерживаются в стабильных адронах.

Квантовая хромодинамика описывает сильные взаимодействия адронов и поэтому может объяснить по меньшей мере, в принципе, свойства их основного состояния, а также адрон-адронное рассеяние. Слабые и электромагнитные взаимодействия адронов хорошо описываются электрослабой теорией, которая сама была развита в конце 60-х годов. Картина нуклона и других адронов как диффузных, бесструктурных объектов ушла навсегда, замененная успешной, почти полной теорией.

Благодарности. Существенный вклад в эту работу внесли многие люди. Список благодарностей дан в общей части всех трех лекций.

(Перевод с англ. А.Д. Миронова)

ПРИМЕЧАНИЕ

¹⁾ Слово quark было изобретено Мюрреем Гелл-Манном, который позже нашел quark в романе Джеймса Джойса "Поминки по Финнегану" и адаптировал его так, чтобы оно имело принятое написание. Джойс явно применял это слово как искаженное слово quart (четверть). Автор благодарен Мюррею Гелл-Манну за обсуждение, проясняющее этот вопрос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ И ПРИМЕЧАНИЙ

- [1] *Taylor R.E.* Deep Inelastic Scattering: The Early Years. — Первая лекция. — (Перевод в этом номере "УФН").
2. *Friedman J.I.*// Deep Inelastic Scattering. Comparisons with the Quark Model. — Третья лекция. — (Перевод там же).
3. *Frautschi S.C.* Regge Poles and S-Matrix Theory. — W.A. Benjamin, 1963.
4. *Chew G.F., Frautschi S.C.*//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 8. P. 394.
5. *Коллинз П.Д.Б., Сквайрс Э.Г.* Полюса Редже в физике частиц. — М.: Мир, 1971.
В качестве широкого обзора физики сильных взаимодействий в тот период см.: *Perl M.L.* High Energy Hadron Physics. — New York: John Wiley and Sons, 1974. См. также [3].
6. *Chew G.F., Frautschi S.C., Mandelstam S.*//Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 1202.
7. *Veneziano G.*//Nuovo Cimento. 1968. V. A57. P. 190.
См. также: *Schwarz J.H.*// Phys. Rep. 1973. V. 8. P. 269.
8. *Sakurai J.J.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 981.
9. *Gell-Mann M.*//Ibidem. 1964. V. 8. P. 214.
10. *Zweig G.* CERN-8182/Th. 401. — January 1964; CERN-8419/Th. 412. — February 1964. — Обе работы неопубликованы.
- [11] *Gell-Mann M.* C.I.T. Synchrotron Lab. Rep't. CTSL-20 (не опубликовано).
Ne'eman Y.// Nucl. Phys. 1961. V. 26. P. 227.
См. также: *Gell-Mann M., Ne'eman Y.* The Eightfold Way. — W.A. Benjamin, 1964.
12. Кварковая модель объясняла, почему триплет, секстет и 27-плеты тогдашней SU(3) отсутствовали среди адронов. С грубой оценкой масс кварков она смогла объяснить наблюдаемые расщепления масс в мультиплетах и обеспечила понимание аномально долгого времени жизни ϕ -мезона (обсуждается ниже в этой лекции).
13. *Jones L.W.*// Rev. Mod. Phys. 1977. V. 49. P. 717.
14. Мезоны и барионы, как "... мы знаем, ...в основном, если не полностью, сделаны одни из других. ...Вероятность того, что мезон состоит из реальной кварковой пары, а не из двух мезонов или бариона и антибариона, должна быть весьма мала".
Gell-Mann M.//Proc. of the XIIIth Intern. Conference on High Energy Physics. — Berkeley, Ca., 1967.
15. "Необходимы и очень желательны дополнительные данные для того, чтобы разрушить картину элементарных составляющих" (Дж.Д. Бьёркен). "Я думаю, что проф. Бьёркен и я констру-

- ировали правила сумм в надежде разрушить кварковую модель" (Курт Готфрид). Оба цитируются по: Proc. of 1967 Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energy. — Stanford, Ca., September 5 — 9, 1967.
16. *Dalitz R.*//Session 10, Rapporteur. Proc. of the XIIth Intern. Conference on High Energy Physics. — Berkeley, Ca., 1966.
 17. *Becchi C., Morpurgo G.*//Phys. Lett. 1965: V. 17. P. 352.
 18. *Gottfried K.*// Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 1174.
 19. Цвейг был уверен с самого начала, что нуклон состоит из "физических" кварковых составляющих. Эта уверенность была основана в основном на его исследованиях свойств ϕ -мезона. Он не распадался быстро в $\rho - \pi$, как ожидалось, но предпочитал распадаться в сотню раз медленнее в пару каон и антикаон, суммарная масса которых была вблизи порога распада. Цвейг считал это динамическим эффектом, не объяснимым правилами отбора, основанными на группах симметрии, но естественным только в конституентной картине, в которой начальные кварки должны были бы "медленно перетекать" в конечное состояние. Его "сильно критиковали" за эти взгляды перед тем, как были получены результаты МТИ—СЛАК. (Частное сообщение, февраль 1991 г.)
 20. Согласно научно-популярной книге о поисках кварков, Цвейг — в то время молодой теоретик, работавший в ЦЕРНе, — предложил свою кварковую теорию, но не смог опубликовать статью, описывающую его идеи, до середины 70-х годов, существенно позже того, как конституентная модель встала на относительно прочную основу (*Riordan M.* The Hunting of the Quark. — New York: Simon and Schuster, 1987). Его препринты (см, [10]), однако, были доступны многим в физическом сообществе и помогли стимулировать ранние исследования кварков.
 - [21] *Pais A.* Inward Bound — New York: Oxford University Press, 1986.
 22. "На протяжении 60-х и в начале 70-х годов статьи, обзоры и книги были переполнены протестами против утверждения о существовании кварков" (*Pickering A.* Constructing Quarks. — Chicago: University of Chicago Press, 1984).
 23. Дальнейшее обсуждение правил сумм и их сравнения с данными можно найти в [2].
 24. "Такие частицы [кварки], по-видимому, не являются реальными, но мы можем их использовать, так или иначе, в нашей теории поля" (Physics. 1964. V. 1. P. 63).
 25. "И что теперь? Есть ли эти кварки? Возможно, что реальные кварки существуют, но если и так, они должны иметь высокий порог сильного рождения, много БэВ..." (Proc. of the XIIIth Intern. Conference on High Energy Physics. — Berkeley, Ca., 1967).
 26. "Мы считаем эти результаты [правила сумм, требующие сечений порядка сечения резерфордского рассеяния на точечной частице] настолько ясными, что, вспоминая об исторических примерах, предлагаем их интерпретацию в терминах "элементарных составляющих нуклона". Он подчеркнул, что лептон-нуклонное рассеяние при высоких энергиях может решить вопрос об их существовании, и заметил, что "было бы интересно посмотреть на очень большие неупругости и полностью, без неоднозначности, опровергнуть модель" (Current algebra at small distances. — Lecture given at Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course XLI. Varenna, Italy, July 1967. — SLAG Pub. 338, August 1967 (неопубликовано); Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi": Course XLI — Selected Topics in Particle Physics/Ed. J. Steinberger. — New York: Academic Press, 1968).
 27. *Lee T.D.* "Я, конечно, не тот человек, чтобы защищать кварковые модели, но мне кажется, что в настоящий момент предположение о безвычитательных дисперсионных соотношениях [предмет дискуссии] является в той же степени ad hoc, как и кварковая модель. Следовательно, вместо того, чтобы "вычитать" кварковую модель можно "вычитать" безвычитательные дисперсионные соотношения". Дж. Бьёркен: "Я совершенно согласен. Мне хотелось бы немного отделить себя от всего этого, как проверки кварковой модели. Я ввожу ее в основном как безнадежную попытку интерпретировать весьма поразительные явления точно-подобного поведения. Имеется очень сильное неравенство для интеграла от сечения рассеяния. И только лишь в попытках интерпретировать, как бы это неравенство могло удовлетворяться, ввели кварки. Может быть много других путей интерпретации всего этого" (Дискуссия//Proc. of 1967. Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energy. — Stanford, September 5 — 9, 1967).
 28. Proposal for Spectrometer Facilities at SLAC. — Представлено группами А и С СЛАКа и физиками из МТИ и Калтеха (Калифорнийского Технологического института) (Стэнфорд, Калифорния, не датировано, неопубликовано).
Proposal for Initial Electron Scattering Experiments Using the SLAC Spectrometer Facilities. — Proposal 4b "The Electron-Proton Inelastic Scattering Experiment". — Представлено коллаборацией СЛАК—МТИ—Калтех, 1 января 1966 г. (неопубликовано).
 29. The Stanford Two-Mile Accelerator/Gen. Ed. R.B. Neal. — New York: W.A. Benjamin. 1968.
 30. The 14th Intern. Conference on High Energy Physics. Vienna, August, 1968; *Bloom E.D. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 930.

- [31] *Ditzler R. et al.*//Phys. Lett. 1950. V. B57. P. 615.
32. *Whitlow L.W. et al.*//Ibidem. 1990. V. B250. P. 193.
Whitlow L.W. SLAC Report 357. March 1990 (неопубликовано).
33. *Rosenbluth M.*//Phys. Rev. 1950. V. 79. P. 615.
34. *Kirk P.N. et al.*//Ibidem. 1973. V. D8. P. 63.
35. *Drell S.D., Walecka J.D.*// Ann. of Phys. 1964. V. 24. P. 201.
36. *Hand L.*//Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 1835.
37. *Bjorken J.D.*//Ibidem. 1969. V. 179. P. 1547. — Хотя гипотеза была опубликована после того, как экспериментальные результаты обосновали существование скейлинга, предположение, что это может быть правильно, было сделано до измерений, как обсуждается далее в тексте.
38. *Bjorken J.D.*// Ann. of Phys. 1963. V. 24. P. 201.
39. *Friedman J.*// Phys. Rev. 1959. V. 116. P. 1257.
40. *Isabelle D., Kendall H.W.*//Bull. Am. Phys. Soc. 1964. V. 9. P. 95.
Окончательный доклад об эксперименте: *Klawansky S. et al.*//Phys. Rev. 1973. V. C7. P. 795.
- [41] *Miller G. et al.*//Ibidem. 1972. V. D5. P. 528.
MoLW., Tsai Y.S.// Rev. Mod. Phys. 1969. V. 41. P. 205.
42. *Tsai Y.S.*//Proc. on Nucleon Structure Conference Stanford, 1963. — Stanford, Stanford Univ. Press, 1964. — P. 221.
43. *Miller G. et al.*//Phys. Rev. 1972. V. D5. P. 528.
44. *Poacher J.S.* PhD thesis. — MIT, 1971 (неопубликовано).
45. *Bodek A. et al.*//Phys. Rev. 1979. V. 20. P. 1471.
46. *Friedman J.L., Kendall H.W.*//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1972. V. 22. P. 203. — Часть этой публикации использована в настоящей работе.
47. *Panofsky W.K.*// 14th Intern. Conference on High Energy Physics. — Vienna, August, 1968.
48. *Feynman R.P.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415.
49. *Callen C., Gross D.J.*//Ibidem. 1968. V. 21. P. 311.
50. *Feynman R.P.* Photon-Hadron Interactions. W.A. Benhamin, 1972. — (Перевод: *Фейнман Р.Ф.* Взаимодействие фотонов с адронами. — М.: Мир, 1975. — *Прим. пер.*)
- [51] *Han M.Y., Nambu Y.*//Phys. Rev. 1965. V. B139. P. 1006.
52. *Gross D., Wilczek F.*//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1313.
Politzer D.//Ibidem. P. 1346.