

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Н. П. Зотов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

С. В. Русаков, В. А. Царев

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Дан обзор современного состояния экспериментальных и теоретических исследований упругого протон-протонного рассеяния при высоких энергиях и больших переданных импульсах.

The review of the current state of the experimental and theoretical investigations of high energy proton-proton scattering at large transfer momentum is presented.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование упругого рассеяния является одним из основных методов изучения структуры и взаимодействия частиц высоких энергий. Среди различных процессов упругого рассеяния адронов протон-протонное рассеяние занимает особое положение, поскольку наличие первичных протонных пучков в ускорителях и накопителях позволяет изучать взаимодействие протонов при наибольших доступных энергиях и переданных импульсах. При этом, как правило, освоение новых диапазонов энергии и переданного импульса или повышение точности измерений, которые становятся возможными благодаря созданию новых ускорителей и экспериментальных установок, приводит к обнаружению новых, ранее не известных особенностей рассеяния, оказывающих существенное влияние на наши представления о физике адронов. Достаточно вспомнить открытие минимума при $-t \approx 1,3$ (ГэВ/с)² в дифференциальном сечении [1], который ясно продемонстрировал дифракционный характер рассеяния, нахождение излома в $d\sigma/dt$ при малых $-t \approx 0,15$ (ГэВ/с)² [2—5], отражающего особенность периферии протона, обнаружение степенной зависимости $d\sigma/dt$ от энергии и переданного импульса [6—8] и значительных спиновых эффектов [9] при рассеянии на большие углы, которые, по-види-

тому, свидетельствуют о существенной роли жестких взаимодействий конstituентов, входящих в состав протона.

К числу наиболее интересных результатов последних лет следует отнести данные, полученные на ускорителе Лаборатории им. Э. Ферми (ФНАЛ) [10, 11] группой физиков из СССР, США и Канады и группой ЦЕРН — Гамбург — Гейдельберг — Аннеси — Вена на встречных протон-протонных пучках в ЦЕРНе [12], изучавших pp -рассеяние при высоких энергиях ($p \geq 200$ ГэВ/с) и больших переданных импульсах до 15 (ГэВ/с)². Обнаруженное в этих экспериментах поведение дифференциального сечения было неожиданным с точки зрения существовавших теоретических представлений и породило ситуацию, которая была охарактеризована как «кризис» традиционных моделей рассеяния адронов при высоких энергиях [13].

Настоящий обзор описывает современное состояние экспериментальных и теоретических исследований упругого pp -рассеяния при высоких энергиях и больших переданных импульсах. Обзор состоит из двух частей. В первой части кратко описаны эксперименты в области малых и средних $|t|$ — до $|t| \sim 3$ (ГэВ/с)². (Более подробное обсуждение ряда вопросов, связанных с экспериментами в указанной области, можно найти в более ранних обзорах [14].) Детально рассматриваются методические особенности и физические результаты недавних экспериментов, проведенных в ЦЕРНе и Батавии (США), где исследовалась область больших $|t|$. Вторая часть обзора посвящена обсуждению теоретических подходов, которые используются при анализе упругого pp -рассеяния. После рассмотрения традиционных методов, успешно описывающих область умеренных $|t|$ (см. также [15—19]), обсуждаются попытки расширить их на область больших $|t|$. Особое внимание уделяется здесь кварк-глюонным моделям. При этом мы, в основном, ограничиваемся анализом pp -рассеяния в области $-t \ll s$, поскольку экспериментальные и теоретические работы по рассеянию на фиксированный угол с $-t \sim s$ в последние годы рассматривались в целом ряде обзоров (см., например, [20]).

В заключение обсуждаются некоторые возможные направления дальнейшего изучения упругого рассеяния адронов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГОГО pp -РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Для удобства изложения разобьем весь диапазон значений квадрата переданного 4-импульса $-t$ от нуля до 15 (ГэВ/с)² (для которого в настоящее время проведено измерение дифференциального поперечного сечения pp -рассеяния при высоких энергиях) на три области: малых, средних и больших $|t|$, где проявляются характерные структурные особенности $d\sigma/dt$ (рис. 1). В области

малых $|t|$, которую можно условно ограничить значением $|t| \approx 1$ $(\text{ГэВ}/c)^2$, дифференциальное сечение характеризуется ярко выраженным передним пиком. При средних $|t|$ ($1 \lesssim |t| \lesssim 3$ $(\text{ГэВ}/c)^2$) и $p > 100$ $\text{ГэВ}/c$ проявляется интерференционная структура, которая характеризуется минимумом при $-t \approx 1,4$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ и вторым максимумом при $-t \approx 2$ $(\text{ГэВ}/c)^2$. В области больших $|t|$ дифференциальное сечение приобретает гладкое поведение с наклоном по t , который постепенно уменьшается с ростом

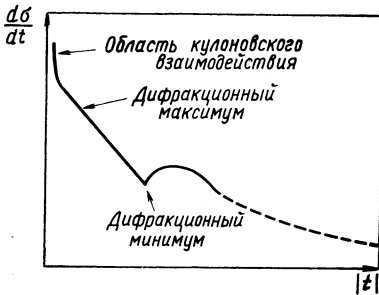


Рис. 1. Общее представление о поведении дифференциального сечения упругого pp -рассеяния в зависимости от квадрата переданного 4-импульса $|t|$

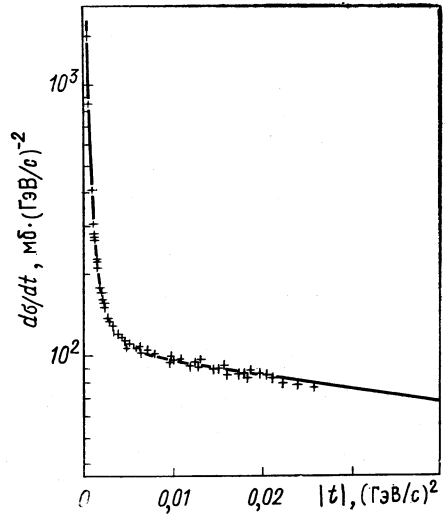


Рис. 2. Дифференциальное поперечное сечение упругого pp -рассеяния при начальной энергии протона $E = 398$ ГэВ и малых значениях $|t|$

$|t|$. Последняя особенность напоминает поведение $d\sigma/dt$ в области больших углов рассеяния $\Theta_{\text{ц. м.}} \approx 90^\circ$, где $-t \sim s$. Наибольшие значения $|t|$, для которых в настоящее время проведены измерения дифференциального поперечного сечения упругого pp -рассеяния в области больших углов, достигают 25 $(\text{ГэВ}/c)^2$. Рассмотрим теперь эти области более подробно.

Область малых значений $|t|$. Как видно из рис. 1 и 2, вблизи $t = 0$ в дифференциальном сечении наблюдается узкий пик, обусловленный кулоновским взаимодействием; здесь $d\sigma/dt$ уменьшается с ростом $|t|$ по закону $\sim t^{-2}$ до значения $|t| \approx 0,01$ $(\text{ГэВ}/c)^2$, далее поведение его описывается более медленно меняющейся функцией $\sim \exp(b_1 t)$. При $|t| > 0,01$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ кулоновское рассеяние уже не имеет существенного значения и поведение $d\sigma/dt$ определяется ядерным взаимодействием. Довольно узкая промежуточная область вблизи $|t| \approx 0,002$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ представляет специальный интерес, поскольку в этой области амплитуды кулонов-

ского f_K и ядерного f_N взаимодействий сравнимы по величине и интерференция между ними позволяет получать сведения о малой

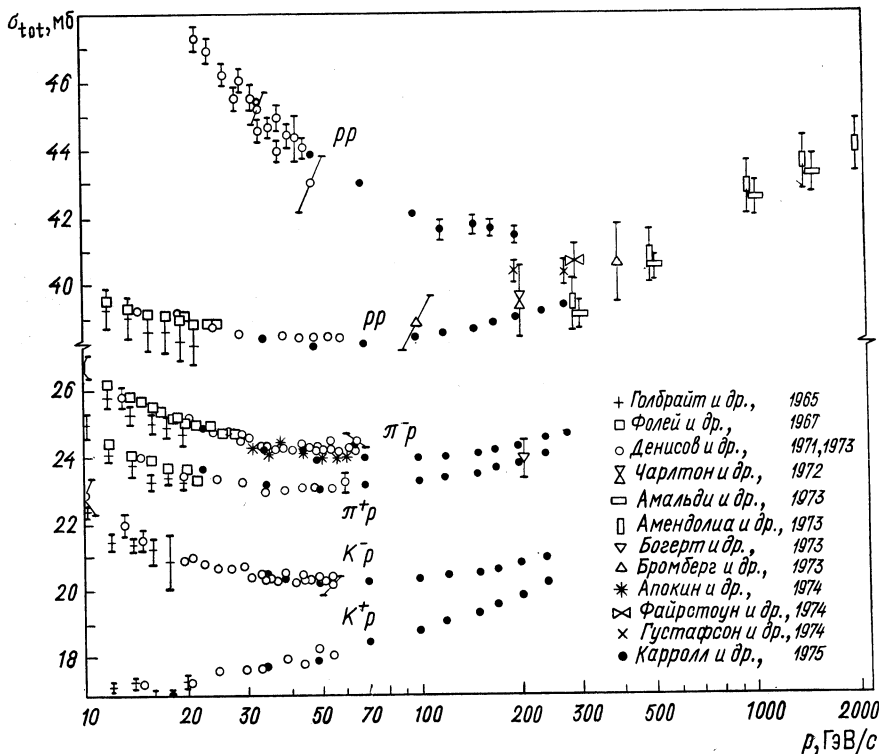


Рис. 3. Полные сечения рассеяния адронов на протонах в зависимости от начального импульса адрона

реальной части амплитуды ядерного рассеяния $Re f_N$. В указанной области сечение можно представить формулой Бете [21]

$$d\sigma/dt = \pi |f_K + f_N|^2. \tag{1}$$

Здесь

$$f_K = -2\alpha [G^2(t)/|t|] \exp(i\alpha\phi), \tag{2}$$

α — постоянная тонкой структуры, $G(t)$ — электромагнитный форм-фактор протона и ϕ -фаза кулоновской амплитуды, вычисленная в работе [22]:

$$\phi = \ln [0,08 (\text{ГэВ}/c)^2 / -t] - 0,577. \tag{3}$$

Пренебрегая спиновыми эффектами и предполагая, что t -зависимости действительной и мнимой частей амплитуды ядерного рассеяния одинаковы, можно параметризовать амплитуду f_N при малых

$|t|$ в виде

$$f_{\text{я}} = (\sigma_{\text{полн}}/4\pi) (i + \rho) \exp(b_1 t/2), \quad (4)$$

где

$$\rho \equiv \text{Re } f_{\text{я}}(0)/\text{Im } f_{\text{я}}(0). \quad (5)$$

Энергетическое поведение полного сечения $\sigma_{\text{полн}}$ pp -взаимодействия показано на рис. 3 и хорошо описывается как логарифмической зависимостью [23]

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = (50,87 - 5,23 \ln s + 0,54 \ln^2 s) \text{ мб}, \quad (6)$$

так и степенной [24]

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = (25,75s^{0,06} + 43,32s^{-0,5}) \text{ мб}. \quad (7)$$

Дисперсионный анализ экспериментальных данных, полученных на ускорителях [25], а также эксперименты, выполненные с космическими лучами [26], показывают, что рост $\sigma_{\text{полн}}$ с энергией может продолжаться, по крайней мере, до 40 ТэВ.

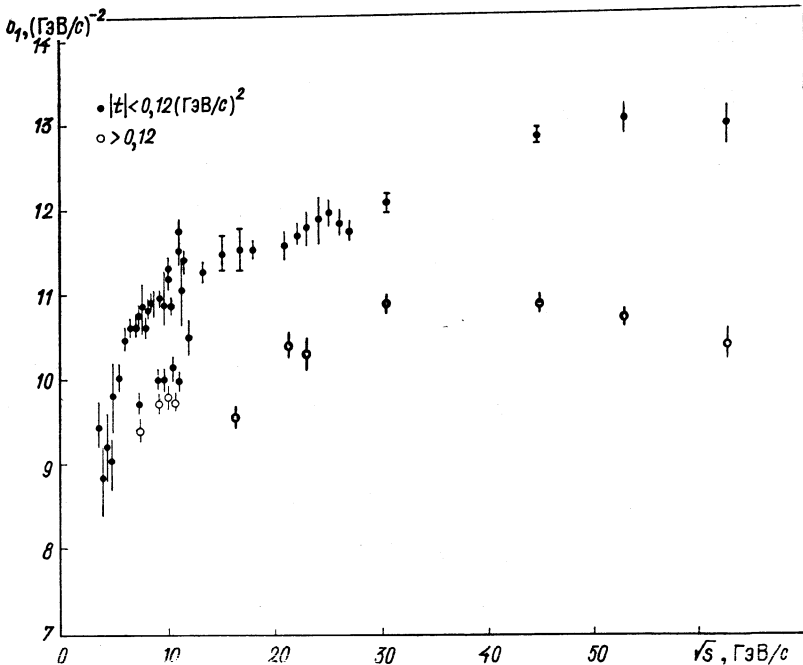


Рис. 4. Энергетическая зависимость параметра b_1 для двух областей $|t|$

Энергетическая зависимость параметра наклона b_1 дифференциального сечения при малых $|t| < 0,1$ изучалась во многих работах [2, 4, 5, 22, 25, 27—33]. Результаты измерений представлены в табл. 1 и показаны на рис. 4, из которого видно, что с ростом s зависимость $b_1(s)$ становится более слабой.

Т а б л и ц а 1

\sqrt{s} , ГэВ	Интервал $ t $, (ГэВ/с) ²	b , (ГэВ/с) ⁻²	Литература
3,6	0,0014—0,06	9,4±0,6	[30]
4,1	0,005—0,09	8,72±0,38	[27]
4,3	0,0018—0,10	9,2±0,4	[30]
4,75	0,005—0,09	9,03±0,3	[27]
5,1	0,008—0,12	9,81±0,35	[28]
5,5	0,008—0,12	9,98±0,12	[28]
6,1	0,008—0,12	10,46±0,12	[28]
6,5	0,008—0,12	10,58±0,12	[28]
6,9	0,008—0,12	10,59±0,11	[28]
7,3	0,008—0,12	10,77±0,11	[28]
7,4	0,08—1,00	9,48±0,07	[29]
7,4	0,08—0,41	9,68±0,09	[29]
7,5	0,003—0,12	10,86±0,28	[32]
7,7	0,008—0,12	10,68±0,11	[28]
8,04	0,008—0,12	10,66±0,11	[28]
8,37	0,008—0,12	10,77±0,11	[28]
8,71	0,008—0,12	10,89±0,10	[28]
8,93	0,008—0,12	10,87±0,14	[28]
9,0	0,08—0,80	9,69±0,05	[29]
9,0	0,08—0,41	10,04±0,07	[29]
9,30	0,008—0,12	10,95±0,10	[28]
9,67	0,008—0,12	11,19±0,11	[28]
9,7	0,08—0,80	9,80±0,09	[29]
9,7	0,08—0,4 ⁴	9,69±0,12 *	[29, 33]
9,7	< 0,12	10,82±0,20 *	[27, 32, 33]
9,7	0,16—0,50	9,4±0,1	[33]
9,98	0,008—0,12	11,31±0,11	[28]
10,18	0,008—0,12	11,24±0,12	[28]
10,43	0,008—0,12	11,16±0,10	[28]
10,44	0,005—0,09	10,83±0,07	[27]
10,6	0,1—1,0	9,67±0,03	[29]
10,6	0,1—0,41	10,13±0,12	[29]
11,0	0,008—0,12	11,76±0,12	[28]
11,1	0,08—0,80	9,78±0,09	[29]
11,1	0,08—0,41	9,99±0,11	[29]
11,22	0,008—0,12	11,52±0,12	[28]
11,47	0,003—0,12	11,05±0,43	[32, 33]
11,47	0,16—0,50	9,5±0,1	[33]
11,53	0,008—0,12	11,38±0,11	[28]
12,11	0,005—0,09	10,48±0,20	[27]
13,85	0,005—0,09	11,24±0,13	[27]
15,51	0,005—0,09	11,30±0,20	[27]
16,22	0,005—0,09	11,60±0,40	[33]
16,22	0,16—0,50	9,6±0,1	[33]
16,79	0,005—0,09	11,57±0,23	[27]
18,14	0,005—0,09	11,52±0,11	[27]
19,34	0,005—0,09	11,56±0,12	[27]
21,20	0,005—0,09	11,61±0,19	[27]
21,5	0,050—0,094	11,57±0,03	[5]
21,5	0,138—0,238	10,42±0,17	[5]
22,53	0,005—0,09	11,69±0,10	[27]
23,5	< 0,12	11,8±0,2	[25]
23,5	> 0,12	10,3±0,2	[25]

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

\sqrt{s} , ГэВ	Интервал $ t $, (ГэВ/c) ²	b , (ГэВ/c) ⁻²	Литература
24,22	0,005—0,09	11,90±0,28	[27]
25,58	0,005—0,09	11,96±0,15	[27]
26,41	0,005—0,09	11,87±0,15	[27]
27,29	0,005—0,09	11,77±0,10	[27]
30,6	< 0,12	12,10±0,11 *	[2, 5, 25, 31]
30,6	> 0,12	10,90±0,15 *	[2, 5, 25, 31]
44,9	< 0,12	12,92±0,12 *	[2, 4, 25, 31]
44,9	> 0,12	10,91±0,14 *	[2, 4, 25, 31]
53,0	< 0,12	12,97±0,13 *	[4, 5, 22, 31]
53,0	> 0,12	10,75±0,14 *	[4, 5, 22, 31]
62,7	0,0370—0,10	13,05±0,14 *	[25, 31]
62,7	0,12	10,4±0,2 *	[25, 31]

* Взято среднее значение.

При переходе к большим переданным импульсам сечение $d\sigma/dt$ сохраняет экспоненциальную зависимость от t , однако наклон экспоненты в области $|t| \gtrsim 0,12$ уменьшается примерно на $1,5$ (ГэВ/c)⁻². Эта особенность, получившая название излома сечения, была впервые обнаружена в работах [2—4, 34], выполненных на встречных пучках ЦЕРНА, и ясно видна на рис. 5. Последующие более аккуратные измерения [35] показали, что изменение наклона в области $|t| \approx 0,12$ (ГэВ/c)² происходит не резко, а носит плавный характер. Выполненные с большей статистической обеспеченностью измерения упругих дифференциальных сечений при небольших энергиях ≈ 20 ГэВ [36] также обнаружили указанную структуру, продемонстрировав, что она не является привилегией только $d\sigma/dt$ при высоких энергиях. Поведение $d\sigma/dt$ в области $0,01 < |t| < 0,1$ (ГэВ/c)² одинаково успешно описывается как линейной, так и квадратичной ($\sim \exp [Bt + Ct^2]$) экспонентами, что указывает на недостаточное количество экспериментальных данных почти при всех энергиях.

При энергии первичных протонов 60 ГэВ был поставлен специальный эксперимент [29] для изучения поведения $d\sigma/dt$ вблизи точки предполагаемого излома в поведении дифференциального поперечного сечения. В этом эксперименте в области $|t| \gtrsim 0,1$ (ГэВ/c)² статистическая обеспеченность результата была увеличена на порядок по сравнению с другими интервалами $|t|$. Результаты эксперимента представлены на рис. 6 и 7 в виде разности $d\sigma/dt - (d\sigma/dt)_0$ и отношения $(d\sigma/dt)/(d\sigma/dt)_0$, где для $(d\sigma/dt)_0$ использована параметризация с помощью квадратичной экспоненты. На рисунках видно довольно четкое проявление осцилляций, физи-

ческая природа которых обсуждалась ранее в работах [37, 38]. К сожалению, указанный эксперимент до сих пор остается уникальным по точности, и за последние годы не было получено новых данных, которые бы подтвердили факт существования осцилляций и позволили бы изучить это интересное явление при различных энергиях.

Таким образом, эксперименты, выполненные с высокой точностью, показали, что в области малых $|t|$, где первоначально

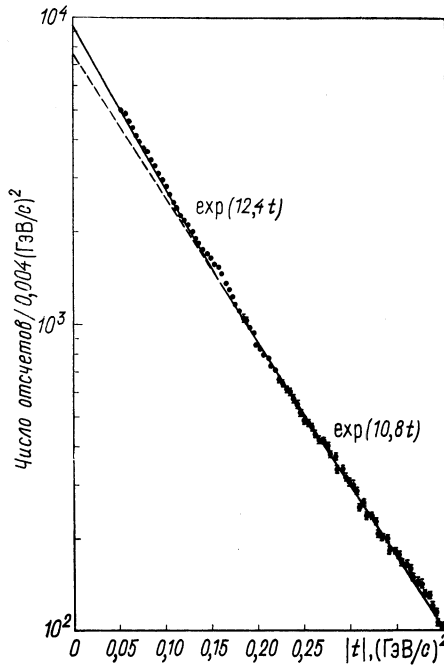


Рис. 5. Распределение по $|t|$ для упругого pp -рассеяния при энергии протонов в с. ц. м. 53 ГэВ

предполагалось гладкое бесструктурное экспоненциальное поведение дифференциального сечения, имеется интересная структура, свидетельствующая о влиянии различных механизмов, определяющих дифракционное рассеяние в указанной области.

Область средних значений $|t|$. Сложность исследований pp -рассеяния в области вне переднего пика обусловлена в первую очередь малой величиной дифференциального сечения. Методика струйной мишени, которая с успехом применялась для исследования особенностей упругого pp -рассеяния при малых переданных импульсах, требовала серьезных дополнений. Классические методы

регистрации реакций такого типа с помощью магнитных спектрометров, помимо необходимости создания установок с достаточно

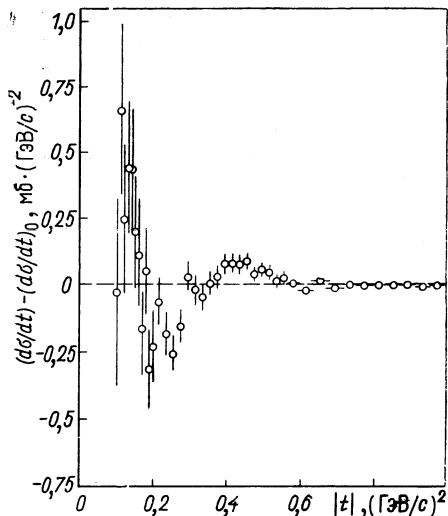


Рис. 6. Зависимость разности $d\sigma/dt - (d\sigma/dt)_0$ от $|t|$ при начальном импульсе протонов $p = 60$ ГэВ/с: $d\sigma/dt$ — экспериментальное поперечное сечение [29]; $(d\sigma/dt)_0$ — параметризация сечения в виде квадратичной экспоненты

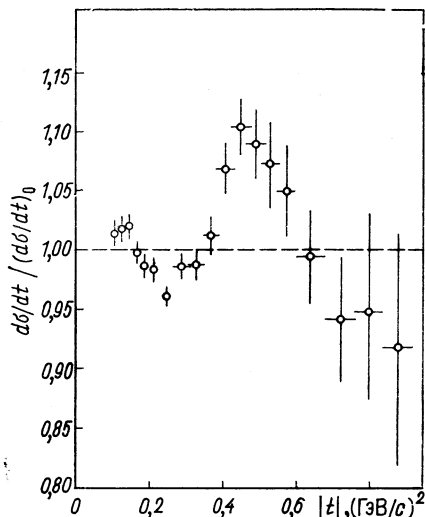


Рис. 7. Зависимость $(d\sigma/dt)/(d\sigma/dt)_0$ от $|t|$ при $p = 60$ ГэВ/с [29]

высоким разрешением по импульсу и широкой апертурой, нуждаются в высокоинтенсивном пучке протонов с большой плотно-

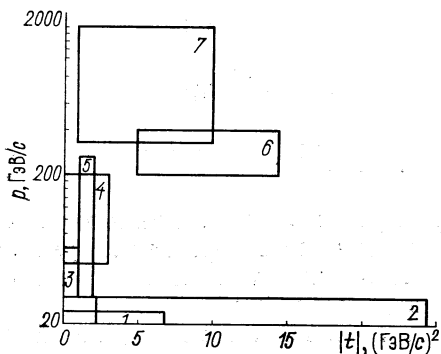


Рис. 8. Экспериментально исследованные области начального импульса протонов и квадрата переданного импульса в следующих экспериментах:

- 1 — группа ЦЕРН — Рим (1973);
- 2 — группа Корнель — БНЛ (1965);
- 3 — группа ИФВЭ; 4 — группа Мичиган — Аргонн — ФНАЛ — Индиана (1975);
- 5 — группа Рочестер — Ратджерс — Импириал Колледж (1978);
- 6 — группа Корнель — Мак-Гилл — Нортистерн — ФИАН (1977);
- 7 — группа ЦЕРН — Гамбург — Гейдельберг — Аннеси — Вена (1977)

стью и малым разбросом по импульсу. Области исследованных энергий и переданных импульсов показаны на рис. 8.

В ранних экспериментах [6, 7, 39], проведенных в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) и ЦЕРНе в области

энергий первичного пучка протонов 10—30 ГэВ, была обнаружена структура в зависимости $d\sigma/dt$ от t , которая имела форму «плеч». Как видно из рис. 9 [7], положение «плеч» сохраняется для $|t|$

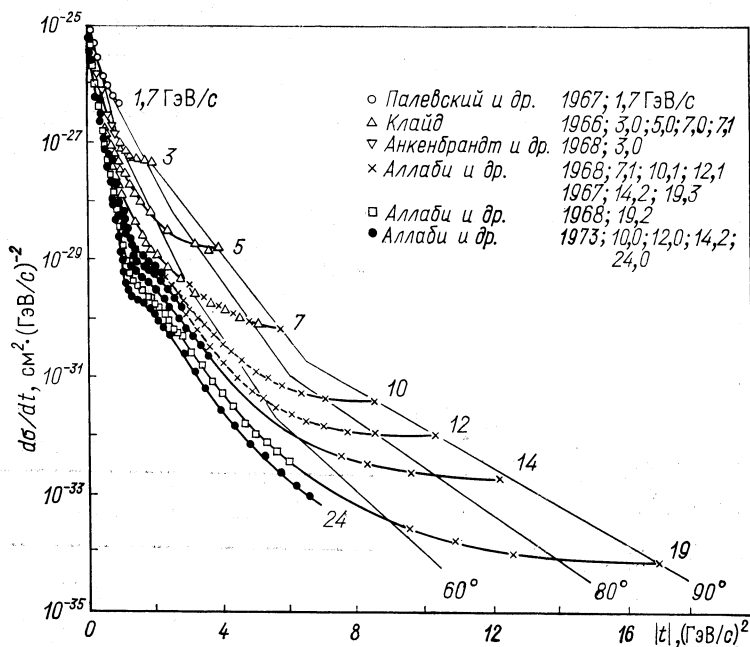


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния в зависимости от $|t|$.

Импульс, при котором происходит «излом» в сечении соответствует 8,1 ГэВ/с при 90° . С ростом энергии соответствующий угол рассеяния уменьшается. Данные, полученные при одном и том же начальном импульсе, соединены плавной кривой. Поперечные сечения для фиксированных углов в с. ц. м. обозначены 60° , 80° и 90°

в области $1,2 \leq |t| \leq 1,5$ (ГэВ/с)² с увеличением энергии. В районе $|t|$, где наблюдалась структура в поведении $d\sigma/dt$, имеет место сильная энергетическая зависимость (рис. 10) этой величины [7].

Обнаруженная в $d\sigma/dt$ структура в интервале квадрата переданного 4-импульса $1,2 \leq |t| \leq 1,5$ (ГэВ/с)² и предсказания ряда теоретических моделей, касающиеся формы дифференциального сечения, в первую очередь оптической модели, стимулировали проведение дальнейших исследований в области $|t| > 1$ (ГэВ/с)² по мере создания протонных ускорителей на большие энергии.

В 1971—1973 гг. вошли в строй два крупнейших протонных ускорителя в ЦЕРНе и ФНАЛ. В обоих лабораториях была намечена программа исследования особенностей поведения дифферен-

циального сечения упругого pp -рассеяния при больших значениях квадрата переданного импульса.

В первом исследовании процесса упругого pp -рассеяния [1], выполненного на ускорителе ЦЕРН ISR, изучалось поведение $d\sigma/dt$ для четырех энергий протонов в с. ц. м.: 23,5; 30,7; 44,9 и 53 ГэВ в области $|t|$, где предполагалось существование структуры. Регистрировались протоны, рассеявшиеся на углы 30—100 мрад в с. ц. м., что соответствовало диапазонам значений $|t|$,

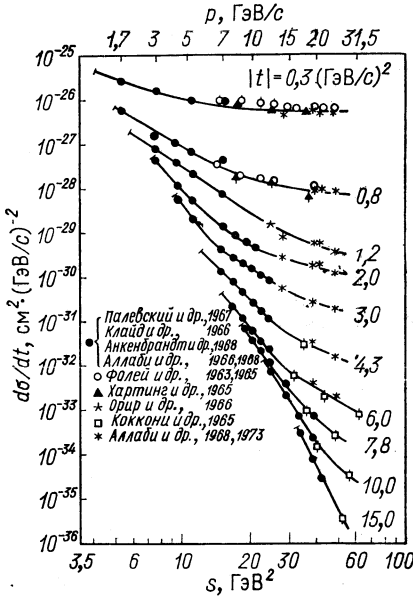


Рис. 10. Энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния при фиксированных значениях $|t|$

Таблица 2

\sqrt{s} , ГэВ	$ t $, (ГэВ/c) ²
23,5	0,15—1,4
30,7	0,26—2,45
44,9	0,50—4,6
53	0,66—5,3

указанным в табл. 2 для различных значений энергии падающих частиц в с. ц. м. В этом эксперименте не проводилась абсолютная нормировка данных, и результаты были представлены в виде дифференциального распределения dN/dt . На рис. 11 изображена t -зависимость отношения $(d\sigma/dt)/(d\sigma/dt)_{t=0}$. Для измерений при $E_{п.м.} = 44,9$ и 53,7 ГэВ потребовалась интерполяция данных через область $0,24 < |t| < 1,08$ (ГэВ/c)² с помощью формулы $d\sigma/dt \sim \exp(b_1 t)$. Данные, представленные на этом рисунке, указывают на резкое падение (на шесть порядков) в интервале исследованных переданных импульсов нормированной величины дифференциального сечения $d\sigma/dt$, причем при двух наибольших энергиях сталкивающихся пучков протонов наблюдается глубокий минимум при $|t| \approx 1,4$ (ГэВ/c)² и вторичный максимум с более пологим спадом по сравнению со спадом главного максимума. На рис. 12 вместе с данными рассматриваемого эксперимента приведены ре-

зультаты измерения $d\sigma/dt$ для интервала энергий 3—24 ГэВ, полученные ранее [6—8, 39—42]. Для сравнения на этом же рисунке приведены расчеты по формуле

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)|_{t=0} G^4(t), \quad (8)$$

где для электромагнитного форм-фактора протона $G(t)$ использована известная дипольная формула.

Эксперимент [43], выполненный во ФНАЛ, ставил своей целью выяснить, в какой области и каким образом структура,

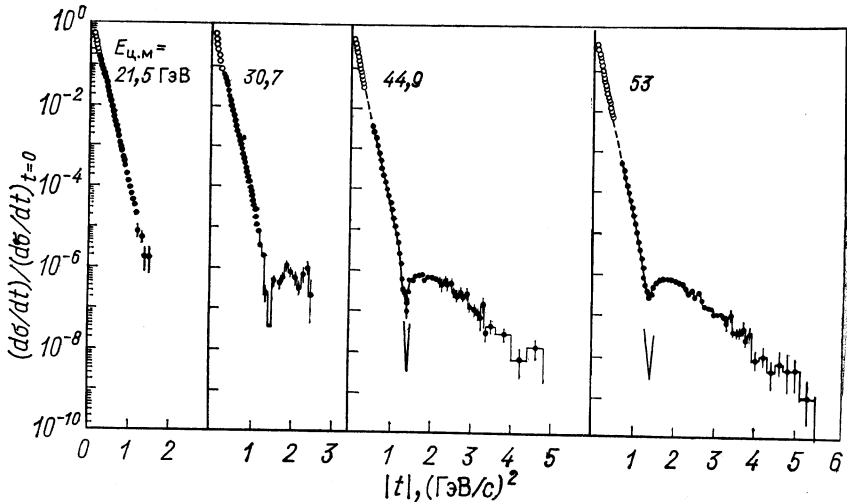


Рис. 11. Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния, нормированные на единицу при $t=0$

проявившаяся при начальных энергиях протонов 7—30 ГэВ, переходит в картину рассеяния, обнаруженную при сверхвысоких энергиях. В этой работе использовался вторичный пучок протонов с интенсивностью 10^6 частиц в цикле ускорения. Их начальная энергия соответствовала 100 и 200 ГэВ. Рассматриваемый интервал квадрата переданного 4-импульса соответствовал области $0,8 \leq |t| \leq 2,7$ (ГэВ/с) 2 . Расположение аппаратуры в эксперименте дано на рис. 13.

Результаты измерений $d\sigma/dt$ представлены на рис. 14. При энергии первичных протонов в л. с., соответствующей 200 ГэВ/с, наблюдался явно выраженный минимум при $|t| \approx 1,5$ (ГэВ/с) 2 . Форма зависимости $d\sigma/dt$ от t при энергии 100 ГэВ/с напоминает кривую, полученную ранее в работе [8], где существовала структура в значении $d\sigma/dt$ вблизи $|t| \approx 1,5$ (ГэВ/с) 2 . Таким образом,

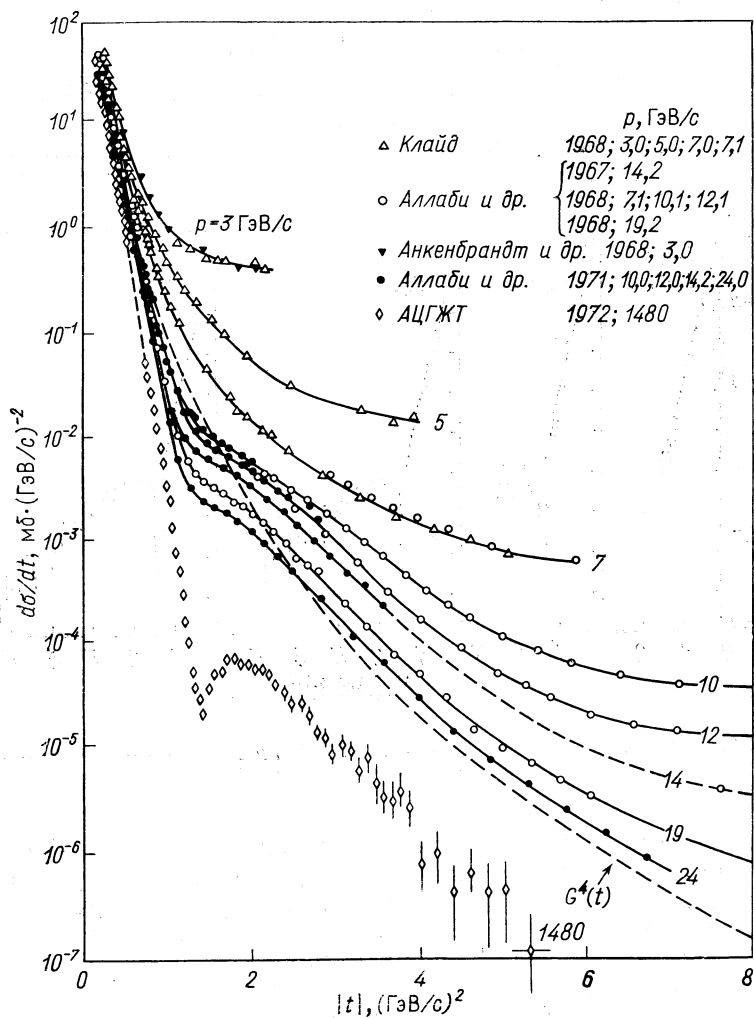


Рис. 12. Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния при различных значениях начального импульса протона.

Данные, полученные при одном и том же начальном импульсе, соединены плавными кривыми; $G^4(t)$ — четвертая степень дипольного электромагнитного форм-фактора протона

было установлено, что в t -зависимости $d\sigma/dt$ минимум начинает проявляться при энергиях, больших 100 ГэВ.

Дальнейшее исследование особенностей в развитии этого минимума выполнено гораздо позже и другой методикой [45] с использованием внутренней газоструйной мишени, принцип которой

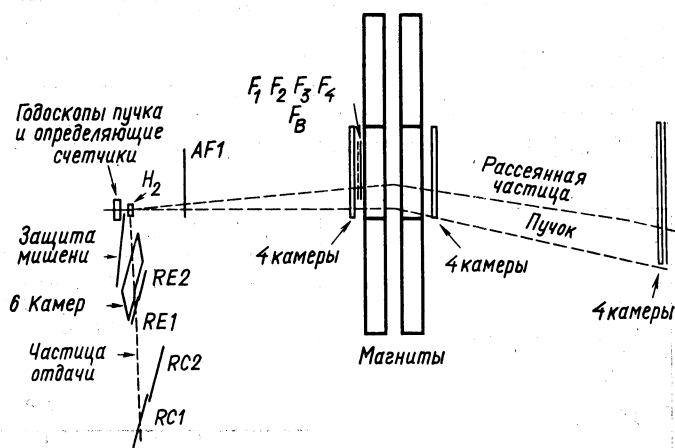


Рис. 13. Схема экспериментальной установки, использованной в работе [43]: AF1 — запрещающий кольцевой счетчик; F_1, F_2 — запускающие счетчики; F_3, F_4 — счетчики, используемые для нормировки данных; RC1, RC2 — счетчики частиц отдачи; RE1, RE2 — апертурные счетчики; F_B — годоскоп; искровые камеры с магнитострикционным съемом информации

с успехом был реализован группой из ОИЯИ при исследовании pp -рассеяния при малых переданных импульсах [27, 28, 46, 47]. Высокое разрешение по t и большие скорости счета эффекта позволили получить четкую последовательную картину развития минимума при начальных энергиях протона от 30 до 260 ГэВ в интервале квадрата переданного импульса $1,0-2,0$ (ГэВ/с)². Значения $d\sigma/dt$ в зависимости от t при различных интервалах начальной энергии протона представлены на рис. 15. На рис. 16, а можно проследить процесс изменения значения $d\sigma/dt$, соответствующего области минимума ($1,45 \leq |t| \leq 1,6$ (ГэВ/с)²), при увеличении начальной энергии протона (использованы данные, полученные в работах [8, 43, 45, 48—50]). На рис. 16, б показано изменение $d\sigma/dt$ в области второго максимума ($1,75 \leq |t| \leq 2,0$ (ГэВ/с)²). На обоих рисунках заметен рост $d\sigma/dt$ в области минимума и второго максимума при начальном импульсе $p \geq 210$ ГэВ/с.

Область больших значений $|t|$. Обсудим недавние измерения pp -рассеяния, проведенные в ЦЕРНе и ФНАЛ при высоких энергиях и больших переданных импульсах. Результаты этих работ являются главным предметом рассмотрения настоящего обзора, поэтому рассмотрим их более подробно.

В течение 1974—1978 гг. группа ЦЕРН, работавшая с установкой «магнит с расщепленным полем» (SFM), тщательно исследовала поведение дифференциального сечения упругого pp -рассеяния при энергиях в с. ц. м. 23,46; 30,54; 44,64; 52,81 и 62,07 ГэВ [12, 48, 51, 52]. Область доступных для измерения $|t|$ при этом изменялась от 0,8 до 10 (ГэВ/с)². Методические особенности этой многоцелевой установки описаны в [53—56].

Установка с SFM-детектором располагалась в одном из восьми мест пересечения для ускорителя со встречными пучками ISR ЦЕРН. В эксперименте использовано пять стандартных энергий пучков (табл. 3). Среднее время жизни пучка в накопителе состав-

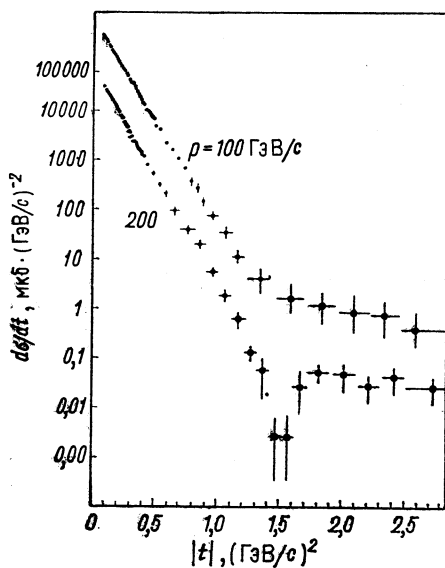


Рис. 14. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ при различных значениях начального импульса протона [43]

Таблица 3

Энергия в с. ц. м., ГэВ	Эквивалентная энергия в л. с., ГэВ	Светимость, $10^{30} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
23,46	292,4	1
30,54	496,2	1
44,64	1061,3	2
52,81	1485,7	4
62,07	2052,7	1

ляло около 30 ч. Взаимодействие его с остаточным газом в области пересечения создавало фон 1—20% от скорости счета для упругой реакции. Схема детектора представлена на рис. 17. Основной магнит M создавал поле в объеме $10 \times 3 \times 1,1$ м. Создаваемые магнитные поля обеспечивали разрешение по импульсу, равное $\Delta p/p = \pm 7\%$. Далее по пучку располагались корректирующие магниты LC , которые компенсировали отклонение пучка главным магнитом. Для коррекции пучка при его подходе к месту пересечения использовались магниты SC меньших размеров. Наличие стенок вакуумной камеры на пути рассеянных протонов вносило существенную неопределенность в измеренные дифференциальные сечения при малых t .

Регистрирующая система установки была собрана из многопроволочных пропорциональных камер и представляла собой детектор рассеянных частиц и детектор точки взаимодействия. Каждый телескоп для рассеянных частиц имел четырнадцать камер

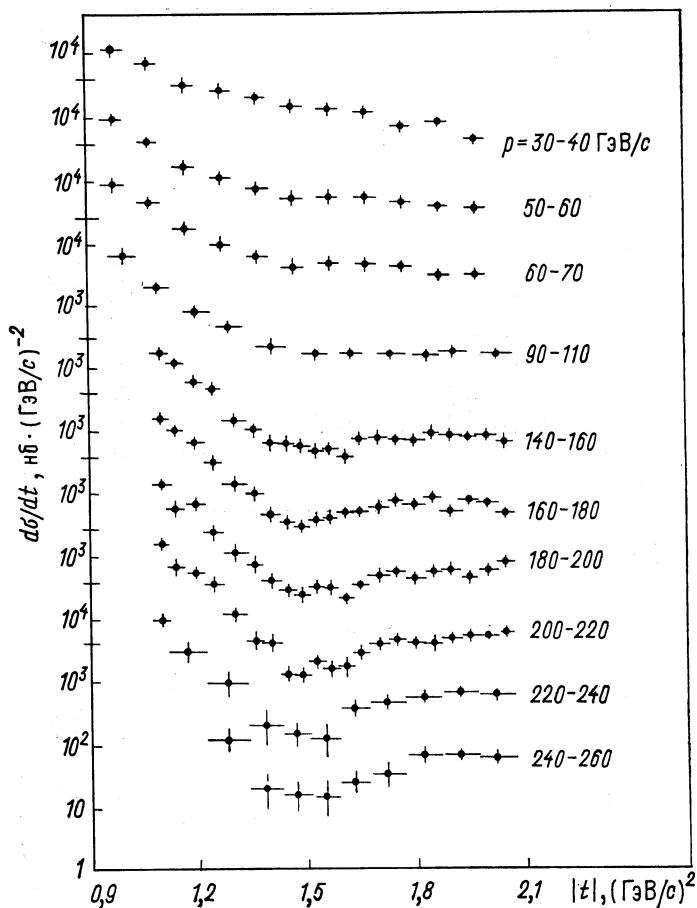


Рис. 15. То же, что на рис. 14 [45]

и перекрывал интервал углов от 7 до ~ 300 мрад. Типовая камера размером 1×2 м состояла из двух ортогональных плоскостей. Расстояние между проволоками выбиралось равным 2 мм. Высоковольтные плоскости были разделены на широкие полосы (5,6 см), дававшие возможность регистрировать дополнительные координаты ($\pm 30^\circ$) трека. Детектор точки взаимодействия имел четыре блока пропорциональных камер с девятью плоскостями

проволок в каждом. Расстояние между проволоками составляло 4 мм. Общее число нитей в камерах равнялось 70000. Камеры наполняли газовой смесью: 53% аргона, 40% изобутана, 6,5% метилала и 0,5 фриона.

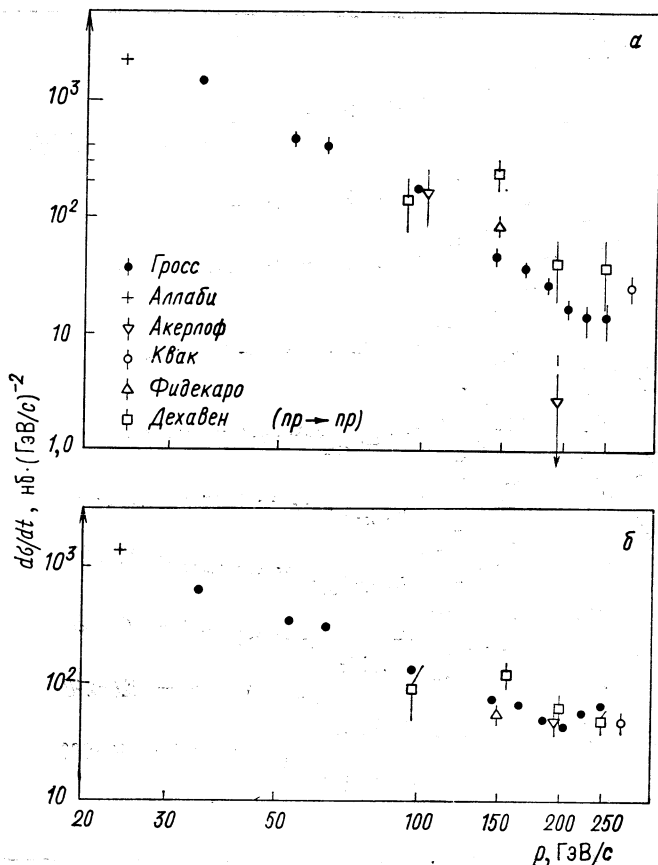


Рис. 16. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$:
 а — в области минимума: $1,45 \leq |t| \leq 1,6 \text{ (GeV}/c)^2$; б — в области второго максимума:
 $1,75 \leq |t| \leq 2 \text{ (GeV}/c)^2$

В схеме управления камерами использовали их самозапуск. Для этой цели была разработана двухступенчатая схема электронной логики запуска с использованием быстрого и медленного сигналов, получаемых с каждой проволоки пропорциональной камеры. Разрешающее время для быстрого канала соответствовало ~ 100 нс и медленного канала ~ 2 мкс. Сцинтилляционные счетчики

T_1 и T_2 (20 штук в каждом наборе) были использованы в качестве монитора светимости. Абсолютную градуировку монитора проводили по методу, предложенному Ван-дер-Меером [57]. Погрешность абсолютных значений данных достигала 5%.

Критерии отбора событий были связаны с наличием в камерах двух треков заряженных частиц, ограничением по импульсам для

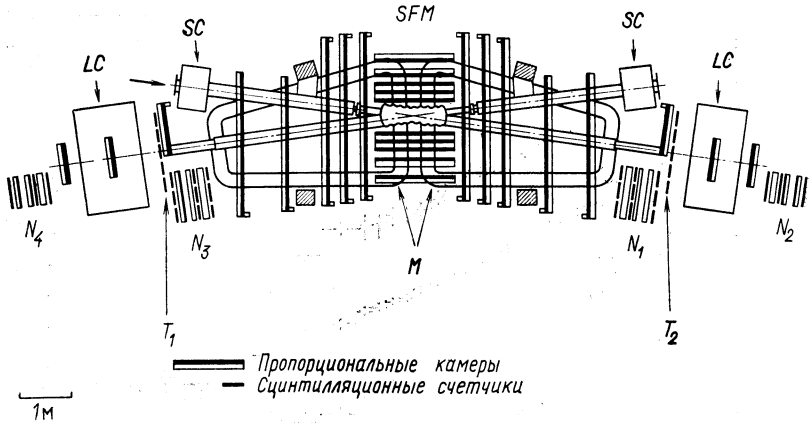


Рис. 17. Детектор «Магнит с расщепленным полем» (SFM): M — главный магнит; SC — малый компенсационный магнит; LC — большой компенсационный магнит; N_1, \dots, N_4 — детекторы нейтронной вершины; T_1, T_2 — мониторы

этих частиц после геометрической реконструкции событий и выполнением условий коллинеарности для треков, соответствовавших упругорассеянным частицам ($\chi^2 < 9$). Такой отбор данных ограничивал существование фона в измеренных событиях от $(4 \pm 2)\%$ при малых $|t|$ до 10% при больших $|t|$.

Эксперимент подтвердил наличие структуры в $d\sigma/dt$ для упругого pp -рассеяния, найденной ранее [1, 43; 45]. На рис. 18 представлена зависимость от $|t|$ дифференциального сечения упругого pp -рассеяния для значений начальной энергии протона в с. ц. м. 23, 31, 45, 53 и 62 ГэВ в интервале квадрата переданного 4-импульса $|t|$ от 0,25 до 10 $(\text{ГэВ}/c)^2$.

В области малых $|t|$ наклон линейной экспоненты, которой обычно описывали ход поперечного сечения в этой области, не зависел от начальной энергии первичных протонов, однако при приближении к минимуму в дифференциальном сечении указанная

Таблица 4

$\sqrt{s},$ ГэВ	$0,25 < t <$ $< 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$	$0,6 < t <$ $< 1,1 (\text{ГэВ}/c)^2$
	$b_1, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$b_1, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$
62	$10,3 \pm 0,3$	$11,8 \pm 0,3$
53	$10,3 \pm 0,2$	—
23	$10,3 \pm 0,2$	$9,1 \pm 0,1$

зависимость начинает проявляться. В табл. 4 представлены значения b_1 для $0,25 < |t| < 0,6$ и $0,6 < |t| < 1,1$ (ГэВ/с)².

В области переданных импульсов $1,2 < |t| < 1,5$ (ГэВ/с)² результаты обсуждаемого эксперимента подтвердили существование смещения к меньшим $|t|$ положения минимума дифференциального сечения $d\sigma/dt$ при увеличении энергии (рис. 19). Для

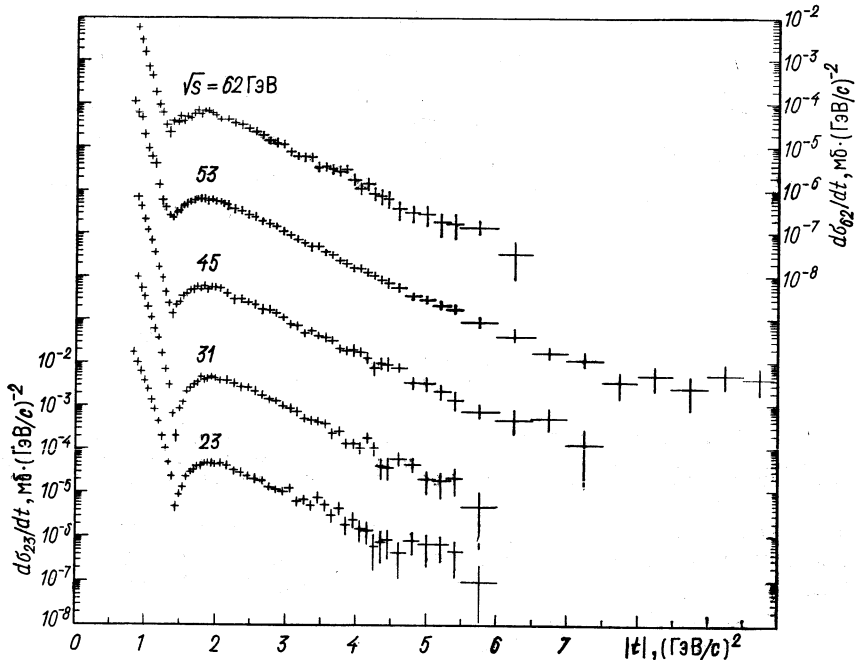


Рис. 18. Результаты измерений дифференциальных сечений упругого pp -рассеяния при энергиях ISR с помощью установки SFM [12].

Пять различных кривых отличаются на множитель 100. Левая шкала соответствует сечению при $\sqrt{s} = 23$ ГэВ, правая — при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ

описания положения минимума оказалось полезным использовать параметрическую формулу, полученную ранее в работе [58]:

$$d\sigma/dt = A |\exp [b(t - t_0)/2] + \exp [d(t - t_0)/2 + i\phi]|^2. \quad (9)$$

Здесь учтены экспериментальное разрешение по t и наличие реально существующего фона. В предположении существования вклада действительной части в амплитуду рассеяния положение минимума соответствует значению

$$|t_{\text{мин}}| \approx t_0 + (b + d) \epsilon^2 / 2(b - d)^2, \quad (10)$$

где ϵ учитывает вклад реальной части в величину ϕ , а t_0 соответствует положению минимума при чисто мнимой амплитуде рас-

сеяния. Тогда

$$(d\sigma/dt)(t_{\text{мин}}) \approx A\varepsilon^2. \quad (11)$$

На рис. 20 показано изменение положения минимума $d\sigma/dt$ в зависимости от \sqrt{s} . Пунктирная кривая пропорциональна $\sigma_{\text{полн}}^{-1}(pp)$. На рис. 21 представлены значения $(d\sigma/dt)(t_{\text{мин}})$ как функции \sqrt{s} . Наблюдается уменьшение $d\sigma/dt$ при увеличении энергии в с. ц. м. до 30 ГэВ, далее происходит возрастание дифференциального сечения. Эта зависимость сходна с поведением величины

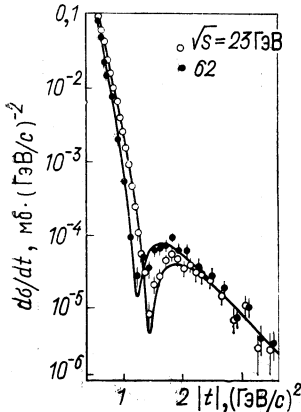
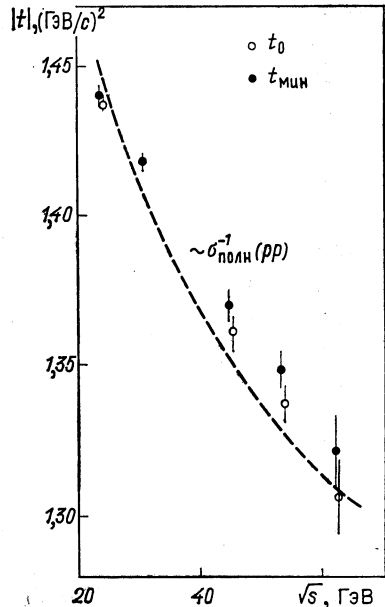


Рис. 19. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ при двух экстремальных значениях энергии [48]

Рис. 20. Положение дифференциального минимума как функции энергии \sqrt{s} [12]:

$t_{\text{мин}}$ — наблюдаемое значение в положении минимума $d\sigma/dt$; t_0 — величина, вычисленная в предположении нулевой реальной части амплитуды рассеяния



$\rho^2\sigma_{\text{полн}}^2(pp)$, где ρ — отношение действительной части к мнимой для амплитуды pp -рассеяния при $t = 0$ (светлые точки на рис. 21 соответствуют $d\sigma/dt$ при $|t| = 1,4$ ($\text{ГэВ}/c$) 2). Сплошная кривая пропорциональна $\rho^2\sigma_{\text{полн}}^2(pp)$ и нормирована к данным при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ.

Экспериментальные данные [12] подтвердили также наличие второго максимума в зависимости $d\sigma/dt$ от $|t|$. Как положение этого максимума, так и значение дифференциального сечения при $t_{\text{макс}}$ оказались зависимыми от энергии. На рис. 22 показаны значения $|t_{\text{макс}}|$ и $d\sigma(t_{\text{макс}})/dt$ в зависимости от энергии протона в с. ц. м. Пунктирная кривая на рис. 22, а

так же, как и на рис. 20, пропорциональна $\sigma_{\text{полн}}^{11}(\bar{p}p)$, а на рис. 22, б — величине $\sigma_{\text{полн}}^2(pp)$.

В области t после второго максимума наблюдается плавный спад $d\sigma/dt$, хорошо описываемый линейной экспонентой. Для ин-

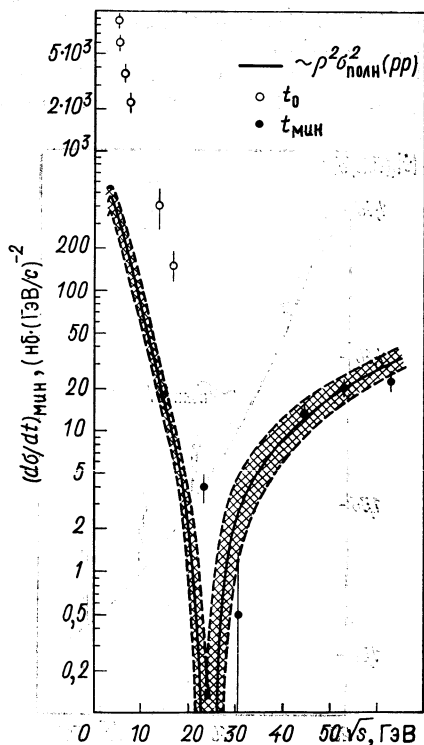


Рис. 21. Энергетическая зависимость дифференциального сечения pp -рассеяния в минимуме $d\sigma/dt$ [12]: экспериментальные значения $d\sigma/dt$ при $|t| \approx 1,4$ (ГэВ/с)²; заштрихованная область — коридор ошибок для $\rho^2\sigma_{\text{полн}}^2$.

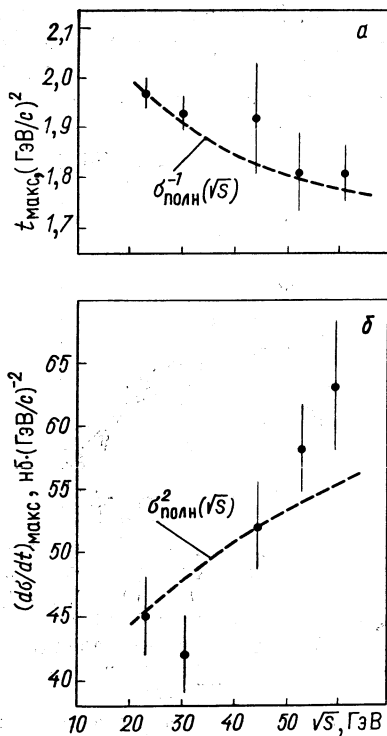


Рис. 22. Зависимость от \sqrt{s} положения (а) и дифференциального сечения (б) для второго максимума $d\sigma/dt$ pp -рассеяния [12]

тервала $2,3 \leq |t| \leq 5,1$ (ГэВ/с)² аппроксимация данных формулой

$$d\sigma/dt = C \exp \{ -b_2 [|t| - 3 \text{ (ГэВ/с)}^2] \} \quad (12)$$

привела к величинам C и b_2 , которые не зависят от энергии и находятся вблизи значений $C = 9$ нб/(ГэВ/с)² и $b_2 = 1,83$ (ГэВ/с)⁻².

В области $|t| \geq 6$ (ГэВ/с)² данные получены лишь при одной энергии $\sqrt{s} = 53$ ГэВ, при которой была достигнута максимальная светимость пучков (см. рис. 18). Используя для описания полученных данных в указанной области $|t|$ линейную экспоненту, можно говорить об изменении наклона b_2 до значения ~ 1 (ГэВ/с)⁻², причем характер этого изменения остается неопределенным. В работе [12] найдено удовлетворительное описание поведения $d\sigma/dt$, в том числе и в области спада второго максимума, т. е. для $|t| = 2 \div 7$ (ГэВ/с)² с помощью формулы

$$d\sigma/dt = \tilde{A} \exp \{ -b_2 [\sqrt{|t|} - 1,8 \text{ (ГэВ/с)}] \}, \quad (13)$$

где $\tilde{A} = 5,65 \pm 0,29$ нб/(ГэВ/с)² и $b_2 = (7,07 \pm 0,05)$ (ГэВ/с)⁻¹.

Детальное экспериментальное исследование упругого pp -рассеяния при больших $|t|$ было выполнено также в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми группой Корнель — ФИАН — Мак-Гилл — Нордист при энергиях первичных протонов 200 и 400 ГэВ. Результаты этого исследования содержатся в работах [10, 11]. Область $|t|$, в которой проводилось изучение упругого pp -рассеяния, располагалась в начале спада второго максимума и включала значения $|t|$, при которых можно было ожидать появления второго минимума дифференциального сечения $d\sigma/dt$. Для энергии 200 ГэВ исследованная область соответствовала $4,9 \leq |t| \leq 12,1$ (ГэВ/с)², для 400 ГэВ/с — $5,4 \leq |t| \leq 14,4$ (ГэВ/с)².

Экспериментальная установка показана на рис. 23. Она имеет два магнитных спектрометра для анализа импульса как рассеянного протона, так и протона отдачи. Рассеянные в мишени протоны отклонялись от направления первичного пучка на угол ~ 5 —15 мрад двумя магнитными диполями (при 400 ГэВ/с использовались три магнитных диполя). Протоны отдачи анализировались с помощью одного магнитного диполя с отклонением от направления первичных протонов на угол ~ 300 мрад. Для расширения области исследования в сторону больших $|t|$ в условиях «жесткой» геометрии опыта была предусмотрена возможность изменения положения водородной мишени по отношению к анализирующим магнитам. В спектрометрах использовались восемь блоков многопроволочных пропорциональных камер, расположенных после анализирующих магнитов. Каждый блок, как правило, содержал три камеры для измерения трех координат на траектории провазимодействовавшего протона. Запуск камер осуществлялся при наличии совпадения событий в сцинтилляционных счетчиках, расположенных в каждом плече, и отсутствии запрета в счетчике электронов плеча рассеяния. При создании установки были предприняты специальные меры для уменьшения фона. Используемая в эксперименте интенсивность пучка первичных протонов обычно состав-

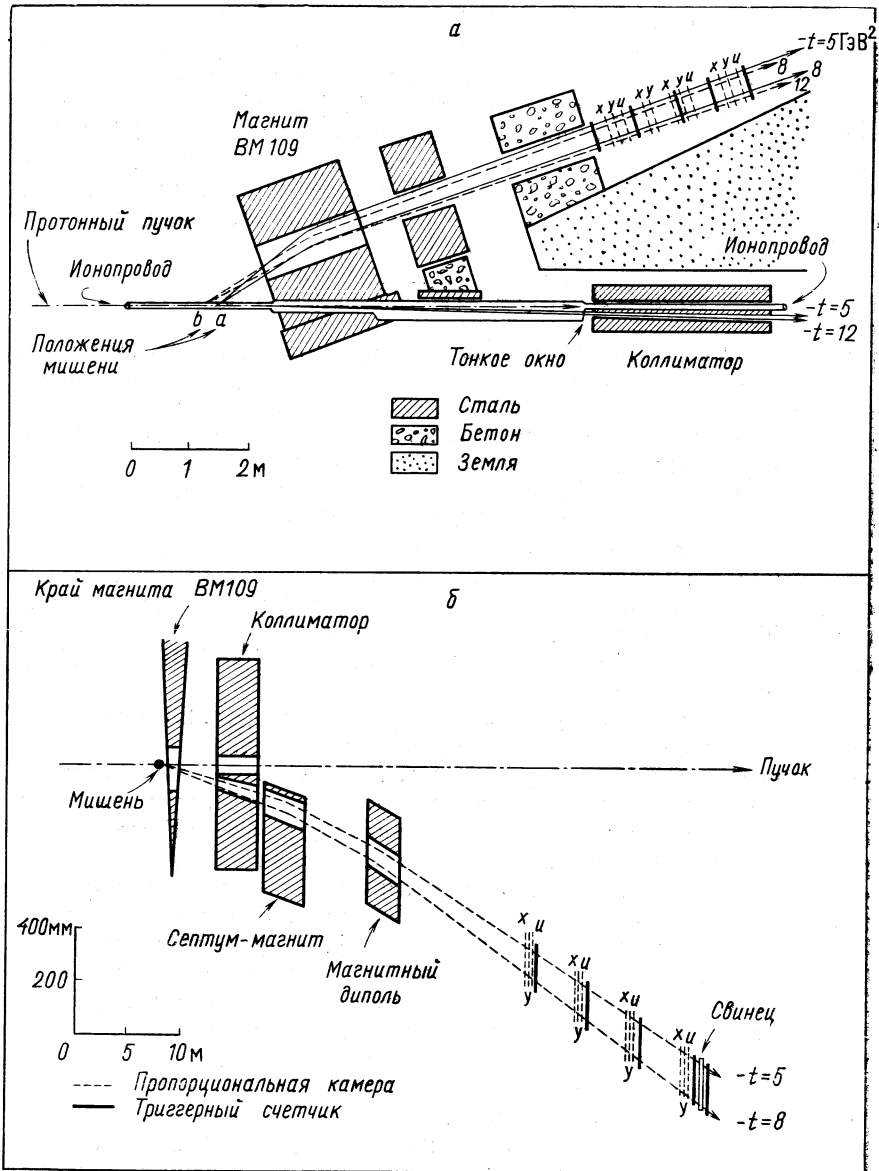


Рис. 23. Спектрометр протонов отдачи (а) и спектрометр для рассеянных протонов (б) (установка ФНАЛ)

ляла $(5-7) \cdot 10^{11}$ протонов в импульсе. Скорость регистрации событий ограничивалась тридцатью событиями в импульсе из-за появления случайных запусков камер при больших интенсивностях. В качестве критериев отбора упругого события при анализе зарегистрированных треков использовали обязательное условие выхода обоих треков частиц, рассеяния и отдачи, из области мишени, попадание их в апертуру магнитов и компланарность. Далее проводили также отбор частиц по недостающей массе, углу раскрытия для упругой реакции, и были введены ограничения на распределение по Δt ($\Delta t = t_{\text{рассеяния}} - t_{\text{отдачи}}$). При анализе отбрасывали события с четырехкратным превышением полной ширины на полувысоте соответствующих распределений. После выполненного анализа вклад неупругих событий составлял $\sim 3\%$ для 200 ГэВ/с и от 12 до 4% — при переходе от малых $|t|$ к большим для 400 ГэВ/с.

В целях получения абсолютных величин $d\sigma/dt$ учитывали некоторые поправки, перечисленные в табл. 5, а также зависимость

Таблица 5

Поправки, учитываемые в эксперименте	Энергия пучка протонов	
	200 ГэВ	400 ГэВ
Средняя эффективность пропорциональной камеры, %	95	94
Трековая неэффективность, %	7	12
Поправка на поглощение, %	13	17
Потери на реконструкцию трека, %	малы	2
Потери при кинетическом отборе, %	малы	5 ± 2
Погрешность абсолютной градуировки, %	~ 20	~ 20
Среднеквадратичный разброс в определении $ t $, (ГэВ/с) ²	$\pm 0,08$ ($ t = 6$) $\pm 0,1$ ($ t = 9,5$)	$\pm 0,34$ ($ t = 5$) $\pm 0,15$ ($ t = 7$) $\pm 0,19$ ($ t = 14$)

аксептанса установки от t и среднеквадратичный разброс в определении t для различных областей исследования (см. табл. 5). Абсолютная градуировка t соответствовала одному интервалу измерения.

Для измерения интенсивности первичного пучка применяли монитор вторичной эмиссии, который периодически калибровали методом наведенной активности. В качестве дифференциального монитора использовали телескоп сцинтилляционных счетчиков, расположенных под углом 45° к пучку в районе мишени.

На рис. 24 показаны зависимости дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от квадрата переданного 4-импуль-

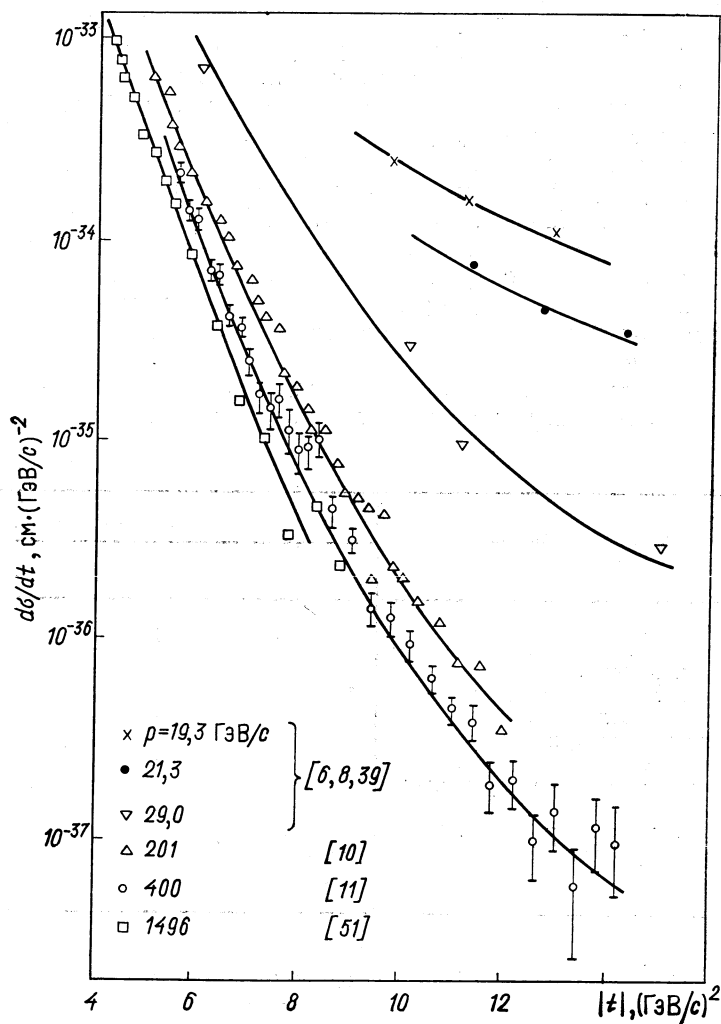


Рис. 24. Экспериментальные значения дифференциального сечения pp -рассеяния при различных значениях начального импульса протонов и больших значениях $|t|$.

Данные, полученные при одном и том же начальном импульсе, соединены плавными кривыми

Таблица 6

Энергия, ГэВ	Номер ссылки	$ t $, (ГэВ/с) ²	b_2 , (ГэВ/с) ⁻²
200	[10]	$5 \leq t \leq 6,2$ $9 \leq t \leq 12$	1,5 0,9
400	[11]	$6 \leq t \leq 12$	$1,5 \pm 0,1$ $0,7 \pm 0,2$
1485	[12]	$2,3 \leq t \leq 5,1$ $5,1 \leq t \leq 10$ $6 \leq t \leq 20$	$1,84 \pm 0,02$ $1,88 \pm 0,13$ $1,00 \pm 0,12$

са, полученные в работах [10, 11], и результаты экспериментов [6, 8, 39, 51]. На кривых, соответствующих энергии падающих протонов 200 и 400 ГэВ, не видно какой-либо явно выраженной структуры. Если для параметризации этих кривых воспользоваться линейной экспонентой, то можно предположить плавное изменение величины наклона $b_2 = d(\ln d\sigma/dt)/dt$ (табл. 6).

Особенно просто выглядит зависимость сечения от переданного импульса, если в качестве переменной вместо t взять поперечный импульс рассеянной частицы $p_{\perp} = p \sin \theta \approx \sqrt{-t}$. В этом случае $d\sigma/dt$ хорошо описывается экспонентой (рис. 25):

$$d\sigma/dt = \tilde{A} \exp(-\tilde{B} p_{\perp}) \quad (14)$$

с постоянным (по p_{\perp}) наклоном $\tilde{B} \approx 6 \div 7$ (ГэВ/с)⁻¹ (табл. 7).

Широкий диапазон $|t|$, при котором проводились измерения [10—12, 48, 51, 52] дифференциальных сечений pp -рассеяния в интервале первичных импульсов 200—2050 ГэВ/с, позволяет обнаружить очень интересную закономерность в s - и t -зависимости $d\sigma/dt$. Как видно из рис. 26, при $|t| = 3,6$ (ГэВ/с)² значения $d\sigma/dt$, начиная с $p = 200$ ГэВ/с, перестают зависеть от энергии. При больших значениях $|t|$ область s , где энергетическая зависи-

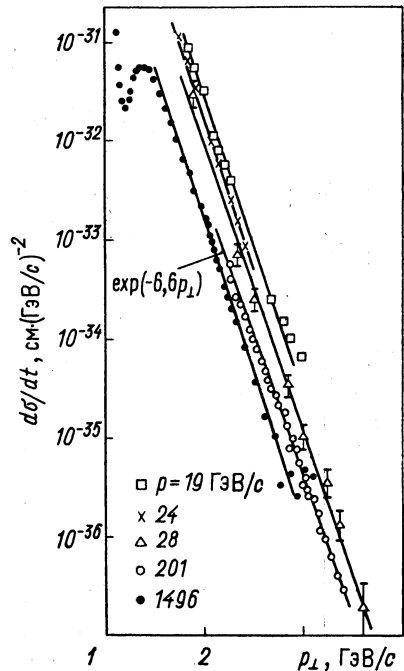


Рис. 25. Зависимость $d\sigma/dt$ упругого pp -рассеяния от поперечного импульса p_{\perp} [6, 8, 10, 39, 51]

мость замедляется, отодвигается ко все большим значениям s , т. е. достижения энергетической независимости $d\sigma/dt$ можно ожидать в экспериментах при более высоких энергиях.

Таблица 7

p , ГэВ/с	\tilde{B} , (ГэВ/с) $^{-1}$	Литература
20—30	6,6	[6, 39]
200	6,7	[10]
400	6,2	[11]
1490	7,07	[8, 51]

рядка, что и импульсы налетающих протонов.

Результаты ранних, довольно грубых измерений [6, 39], указывали на экспоненциальную зависимость, предложенную Ориром [59]:

$$s \, d\sigma/d\Omega = A \exp(-p_{\perp}/a). \quad (15)$$

Параметры a и A , найденные в интервале $p_{\perp} = 0,8-4$ ГэВ/с и при энергиях 17—30 ГэВ, равнялись соответственно $158 \pm$

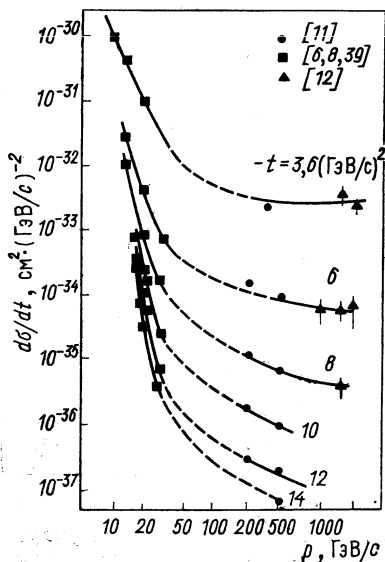


Рис. 26. Зависимость дифференциального сечения от начального импульса протона при фиксированных значениях $|t|$

± 3 МэВ/с и 595 ± 135 ГэВ 2 мб/ср независимо от энергии первоначального протона (рис. 27).

Эксперимент, выполненный в ЦЕРНе [40] при энергии 16,9 ГэВ, подтвердил возможность подобной параметризации, но дал новое

значение параметра наклона $a = 225 \pm 4 \text{ МэВ/с}$ в интервале углов $67-90^\circ$ в с. ц. м. Дальнейший подробный анализ вопроса о справедливости формулы Орира на основании экспериментальных данных [6, 40-42] указал на отсутствие универсальности в описании данных при $p > 8 \text{ ГэВ/с}$ (рис. 28). Для импульса первичных протонов 10 ГэВ/с a достигает значения 230 МэВ/с . Зависимость $d\sigma/dt$ (с) при фиксированном угле довольно хорошо описывается степенной формой, предсказываемой правилами кваркового счета [60]:

$$(d\sigma/dt)|_{\theta_{\text{ц.м.}} \sim 90^\circ} \sim s^{-10} \quad (16)$$

и получившей подтверждение при сравнении с результатами ранних работ [6, 8, 41, 61], выполненных при низких энергиях (рис. 29), и недавней работы [62] (рис. 30).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ УПРУГОГО pp -РАССЕЯНИЯ

Традиционные теоретические модели. Существенную роль во всех попытках понимания физической природы рассеяния играет обнаруженный уже в ранних экспериментах по упругому рассеянию адронов тот факт, что при достаточно высоких энергиях (например, больше 1 ГэВ) дифференциальное сечение имеет ясно выраженный пик в направлении вперед, т. е. $d\sigma/dt \sim \exp(b_1 t)$, где $b_1 \approx 9-13 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ (см. табл. 1 и 4). Это означает, что характерные размеры, на которых происходит рассеяние, составляют $R \approx 1 \text{ фм}$. В то же время длина волны де Бройля налетающей частицы $\lambda \approx 0,2 \text{ фм}/p$ и при $p > 1 \text{ ГэВ/с}$ становится малой по сравнению с характерными размерами области рассеяния ($\lambda \ll R \approx 1 \text{ фм}$), благодаря чему в физике высоких энергий становятся применимыми оптические концепции [16-19].

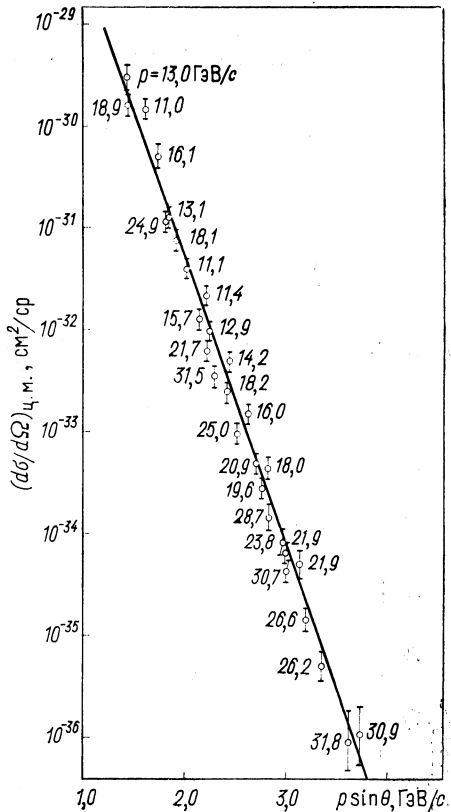


Рис. 27. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого pp -рассеяния в с. ц. м. как функция поперечного импульса p [39]:

$$\text{--- } d\sigma/d\Omega = A \exp(-ap_{\perp}), \text{ где } A = 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}, a^{-1} = 152 \text{ МэВ/с}$$

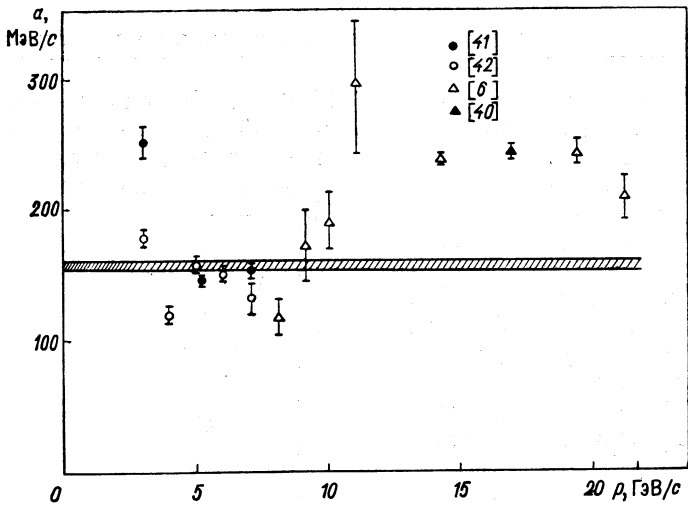


Рис. 28. Зависимость орировского параметра наклона a от начального импульса протона

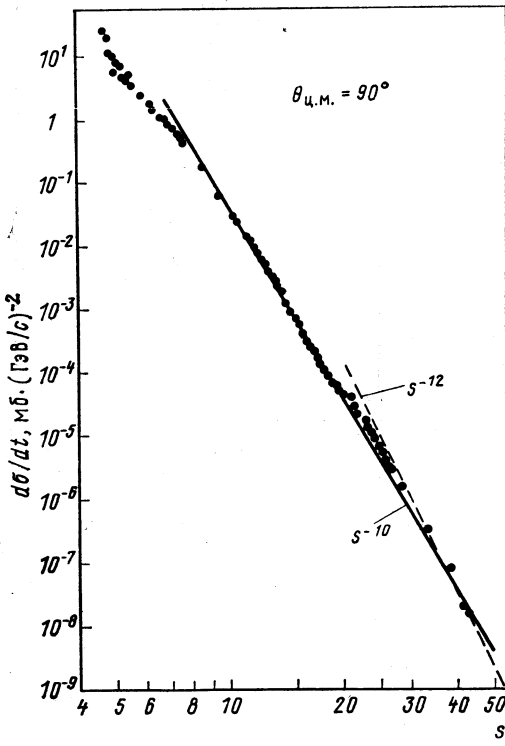


Рис. 29. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от s [61]

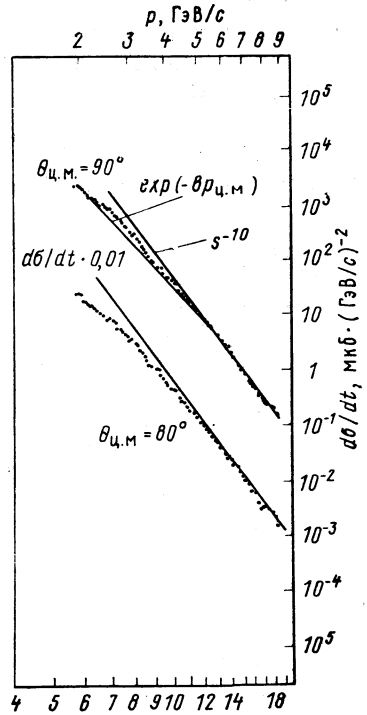


Рис. 30. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от s [62]

1.* В оптической модели рассеяние двух протяженных объектов (адронов) рассматривается по аналогии с рассеянием электромагнитной волны на непрозрачном экране с отверстием. Как известно, амплитуда такого дифракционного рассеяния имеет вид

$$T(s, t) \sim J_1(R\sqrt{-t})/(R\sqrt{-t}) \quad (17)$$

и приводит к дифференциальному сечению, имеющему пик вперед с наклоном $b_1 \approx R^2/4$ и чередующиеся максимумы и минимумы. Амплитуда дифракционного рассеяния (17) соответствует полному поглощению падающей волны (электромагнитной или адронной материи). В оптической картине непрозрачность «мишени» можно ввести явно наряду с ее размером. Для амплитуды упругого рассеяния адронов при высоких энергиях это удобно сделать, переходя от разложения амплитуды по парциальным волнам к представлению прицельного параметра. Действительно, пусть разложение по парциальным волнам имеет вид **

$$T(s, t) = \sum (2l+1) f_l(t) P_l(\cos \theta), \quad (18)$$

где $\cos \theta = 1 + 2t/s$ — косинус угла рассеяния в s -канале; $f_l(t) = (\eta_l(s) \exp[2i\delta_l(s)] - 1)/2ik^2$, $\delta_l(s)$ — фазовый сдвиг; $1 - \eta_l(s)$ — поглощение в l -канале. Тогда, осуществляя в (18) известные «высокоэнергетические» замены: $P_l(\cos \theta) \approx J_0(b\sqrt{-t})$, $l + 1/2 \approx kb$ и переходя от суммирования к интегрированию, получим амплитуду рассеяния в представлении прицельного параметра:

$$T(s, t) = \frac{1}{i} \int b db (\eta(s, b) \exp[2i\delta(s, b)] - 1) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (19)$$

2. Введем эйконал $\chi(s, b)$, записывая амплитуду в следующем виде:

$$T(s, t) = i \int b db (1 - \exp[i\chi(s, b)]) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (20)$$

Известно, что в потенциальной теории $\chi(b)$ выражается через потенциал взаимодействия:

$$\chi(b) = - \int_{-\infty}^{+\infty} V(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad (21)$$

а $\ln \eta$ связан с мнимой частью потенциала, описывающей поглощение [15]. При чисто мнимом потенциале ($V_R = 0$, $\delta(s, b) = 0$) и полном поглощении ($\eta = 0$ при $b < R$ и $\eta = 1$ при $b > R$) полу-

* Подразделы 1, 2 и т. д. условно выделяют теоретические модели.

** Всюду в дальнейшем, если не оговаривается особо, используем нормировку: $d\sigma/dt = \pi |T|^2$, $\sigma_{\text{полн}} = 4\pi \text{Im } T(s, 0)$.

чим амплитуду дифракционного рассеяния (17). В общем случае амплитуду (20) можно записать через профильную функцию $\Gamma(b) = 1 - \exp [i\chi(b)]$:

$$T(s, t) = i \int b db \Gamma(b) J_0(b \sqrt{-t}) \approx \\ \approx i \int b db (1 - \exp[-\Gamma(b)]) J_0(b \sqrt{-t}), \quad (22)$$

поскольку $i\chi \approx -\Gamma(b)$.

Эйкональное приближение для амплитуды $T(s, t)$ в форме (20) или (22), по существу, является основой многих моделей рассеяния адронов при высоких энергиях. Разлагая в подынтегральном выражении (22) [или (20)] экспоненту в ряд и параметризуя в соответствии с экспериментальными данными для дифференциального сечения pp -рассеяния при высоких энергиях профильную функцию гауссовой: $\Gamma(b) = \exp(-b^2/2b_1)$ с $b_1 \approx 12 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, из второго члена разложения получим для параметра наклона значение $b_2 \approx b_1/2 \approx 6 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$.

3. По аналогии с потенциальной теорией на основе эйконального приближения был развит квазипотенциальный подход описания рассеяния адронов при высоких энергиях [63]. В этом подходе постулируется существование гладкого локального потенциала взаимодействия сталкивающихся частиц, явно зависящего от энергии. Эйконал определяется квазипотенциалом с помощью формулы, аналогичной формуле потенциального рассеяния (21), а амплитуда рассеяния задается эйкональным приближением. В качестве «затравочного» квазипотенциала первоначально брали потенциал гауссова вида:

$$V(s, r) \sim isg(s) \exp[-r^2/4a(s)], \quad (23)$$

соответствующий чисто мнимой амплитуде дифракционного рассеяния. Квазипотенциальный подход позволяет единым образом описать упругое рассеяние частиц в области малых и больших значений $|t|$. Как и в случае «наивного» оптического подхода, дифференциальное сечение, вычисленное на основе квазипотенциала (23), имеет чередующиеся максимумы и минимумы.

До сих пор речь шла о применении эйконального приближения в рамках так называемой s -канальной картины рассеяния, в которой обращение к геометрическим размерам эффективной области взаимодействия сталкивающихся частиц и степени их непрозрачности кажется вполне естественным. В такой картине дифракция генерируется поглощением волн адронной материи рассеивателем, геометрическими размерами которого и определяется структура дифференциального сечения по t .

4. В объяснении энергетической зависимости сечения процессов рассеяния адронов более адекватна t -канальная обменная кар-

тина, которая при высоких энергиях была сформулирована в форме модели Редже. Дифракционное рассеяние в модели Редже описывается обменом помероном — вакуумным движущимся полюсом с траекторией $\alpha_P(t)$ в комплексной плоскости углового момента. Обычный способ перейти к такому описанию — это отождествить первый член разложения эйкональной амплитуды (20) с вкладом в амплитуду обмена помероном [64]:

$$T^P(s, t) = \int bdb\chi(s, b) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (24)$$

Обратное преобразование определяет эйконал через параметры померона (или другого полюса Редже):

$$\chi(s, b) = \frac{1}{2} \int dt T^P(s, t) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (25)$$

При таком отождествлении другие члены разложения экспоненты в ряд в подынтегральном выражении (20) будут соответствовать

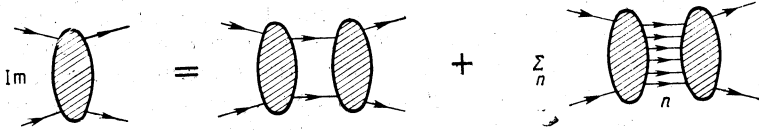


Рис. 31. Графическое изображение условия унитарности в s -канале

вкладу в амплитуду $T(s, t)$ многократных обменов померонами, вкладу редже-разрезов. Например, вклад двухпомеронного разреза имеет вид

$$T^{(2)}(s, t) = \frac{1}{2} \int bdb\chi^2(s, b) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (26)$$

Сумма вкладов померона и связанных с ним точек ветвления (разрезов) приводит к эйкональному приближению (20) с эйконалом в виде суммы эйконалов, выраженных через обмены полюсами Редже (25).

5. Абсорбтивный характер дифракционного рассеяния наиболее ярко подчеркивается в модели Ван-Хова [65]. Рассмотрим условие унитарности в s -канале для упругого рассеяния (рис. 31):

$$\text{Im } T_{fi} = \sum_{el} T_{el, f}^* T_{el, i} + \sum_{in} T_{in, f}^* T_{in, i} = G_{el} + G_{in}, \quad (27)$$

в котором разделены вклады упругих и неупругих промежуточных состояний: Функции G_{el} и G_{in} обычно называют упругой и неупругой функциями перекрытия [65]. В представлении прицельного параметра соотношение (27) диагонализуеться и принимает вид

$$\text{Im } T_{el}(s, b) = |T_{el}(s, b)|^2/4 + G_{in}(s, b), \quad (28)$$

где $T_{el}(s, b) \equiv T_{fl}(s, b)$. Если теперь предположить (в соответствии с экспериментом), что $\text{Re } T_{el}(s, b) \approx 0$, то уравнение (28) можно разрешить относительно упругой амплитуды:

$$\text{Im } T_{el}(s, b) = 2[1 - \sqrt{1 - G_{in}(s, b)}]. \quad (29)$$

Это уравнение фактически дает формулировку физической картины рассеяния, которая обычно выражается словами: дифракция является тенью абсорбции (поглощения), обусловленной существованием при высоких энергиях многих открытых неупругих каналов [17]. Из (29) видно, что если поглощения нет, т. е. $G_{in} = 0$, то и $\text{Im } T_{el} = 0$, т. е. нет и упругого рассеяния. Если G_{in} известно, то упругое рассеяние тоже известно в этой модели. Однако практически $G_{in}(s, b)$ не известно и обычно параметризуется в гауссовой форме: $G_{in}(s, b) = P \exp(-b^2/4B)$ [66]. В этом случае рассматриваемая модель сводится к оптической модели рассеяния на объекте с заданной непрозрачностью.

Мы коротко остановились на основных моделях упругого рассеяния адронов при высоких энергиях. Каждая из них обладает специфическими чертами, но в основе все они строятся по аналогии с оптической дифракцией. Описанные модели оказались схожими также и по своим результатам, которые в наиболее четком виде выражены в модели Чоу и Янга [67, 68].

6. Модель Чоу — Янга исходит из оптических представлений в форме эйконального приближения для амплитуды упругого рассеяния адронов, рассматриваемых как «капли» адронной материи с плотностью $\rho(\mathbf{r})$, испытывающие лоренц-сокращение в направлении движения. Непрозрачность $\Gamma(\mathbf{b})$ (или эйконал $\chi(\mathbf{b}) \approx i\Gamma(\mathbf{b})$) определяется перекрытием плотностей распределения материи:

$$\Gamma(\mathbf{b}) = A\rho(\mathbf{b}) = A \int d^2b' D(\mathbf{b}') D(\mathbf{b} - \mathbf{b}'), \quad (30)$$

где $D(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho(x, y, z)$, а $b = \sqrt{x^2 + y^2}$. Если, кроме того, предположить, что распределение материи и заряда в адроне совпадает [69], т. е.

$$D(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi} \int d^2q \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) G(t), \quad t = -q^2, \quad (31)$$

где $G(t)$ — электромагнитный форм-фактор адрона, то Γ выразится через $G(t)$:

$$\Gamma = AG^2(t). \quad (32)$$

Здесь A — единственный неизвестный параметр, определяющий силу взаимодействия, который можно выразить через полное сечение $\sigma_{\text{полн}}(s)$. Таким образом, амплитуда рассеяния в модели Чоу —

Янга определяется выражением

$$T(s, t) = \frac{i}{2\pi} \int d^2b (1 - \exp[-A\rho(b)]) \exp(iqb), \quad (33)$$

где

$$\rho(b) = \frac{1}{2\pi} \int d^2q [G(t)]^2 \exp(-iqb). \quad (34)$$

Предсказания модели Чоу — Янга относительно положений дифракционного минимума и второго максимума (которые, как уже отмечалось, в общем характерны для всех рассмотренных выше оптических моделей) были прекрасно подтверждены экспериментальными результатами измерения дифференциального сечения упругого pp -рассеяния на ISR при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ [1]. На рис. 32 показана подгонка к этим и экспериментальным данным [5] формулы Чоу — Янга (33), выполненная в [70] с единственным свободным параметром $A \approx 12$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и двухполюсной формулой для $G(t)$:

$$G(t) = [1 - t/0,43] (1 - t/1,43)^{-1}, \quad (35)$$

полученной из описания экспериментальных данных для $G_M^p(t)$ при $0 \leq |t| \leq 2$ (ГэВ/с) 2 . Этим значениям A и G соответствует минимум дифференциального сечения pp -рассеяния при $-t \approx 1,4$ (ГэВ/с) 2 и второй максимум при $-t \approx 1,8$ (ГэВ/с) 2 . Модель предсказывала второй минимум при $-t \approx 5$ (ГэВ/с) 2 [70, 71] и наклон дифференциального сечения после второго максимума, равный $b_1/2 \approx 6$ (ГэВ/с) $^{-2}$.

7. Оптическое эйкональное описание широко и успешно применяется также для описания рассеяния частиц в сложных ядрах как рассеяние в некоторой оптической сплошной среде. Другим широко распространенным подходом для ядер является, как из-

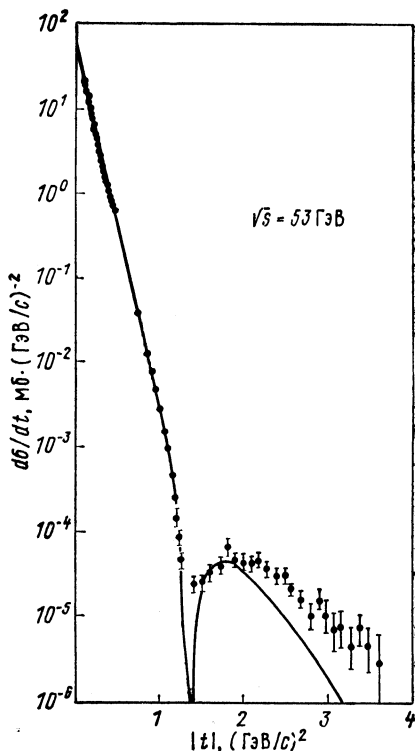


Рис. 32. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ в модели Чоу — Янга [70].

Экспериментальные данные из [1, 5]

вестно, формализм многократного рассеяния, в котором рассеяние на ядре описывается как процесс последовательных соударений с отдельными нуклонами ядра [72]. Сравнивая разложение эйкональной амплитуды (20) с рядом Глаубера, легко установить связь отдельных членов и дать их интерпретацию в терминах многократного рассеяния. Заметим, что эйкональный ряд — бесконечный и точное соответствие этого разложения глауберовскому имеет место в пределе бесконечного числа составляющих: $N \rightarrow \infty$.

Вернемся теперь к адронам. Здесь имеется прямая аналогия. Из лептон-адронных исследований последних лет все более четко возникает картина, в которой адроны представляются составными объектами (см., например, [73]). Поэтому подобно ядру вполне естественно интерпретировать эйкональную картину рассеяния адронов в терминах глауберовского многократного рассеяния на составляющих адрона — партонах. Аналогично формулу Чоу—Янга можно рассматривать как модель многократного рассеяния партонов [71, 74, 75].

Заметим, что и реджеонная модель допускает естественную интерпретацию в терминах партонов: реджеон представляется в виде «лесенки» партонов, а многореджеонный обмен — в виде «перекрывающихся лесенок» [76].

Заканчивая этот краткий исторический экскурс по описанию упругого pp -рассеяния при высоких энергиях в рамках традиционных моделей, еще раз повторим выводы, которые следуют из этого. Во-первых, все рассмотренные выше модели дают весьма близкие предсказания для упругого pp -рассеяния, в частности, касающиеся положений минимумов дифференциального сечения и значений параметров наклона. Эти минимумы являются результатом деструктивной интерференции вкладов рассеяний различной кратности, а их источником — абсорбтивный характер рассеяния. Во-вторых, рассмотренные модели тесно связаны между собой и могут быть интерпретированы в рамках составной картины адрона (об этом более подробно речь идет ниже).

Результаты проведенных в 1972—1973 гг. экспериментов по упругому pp -рассеянию в ЦЕРНе и несколько позже — во ФНАЛ, рассматривались как триумф оптических моделей. Однако ситуация резко изменилась в 1976—1977 гг., когда были опубликованы экспериментальные данные по pp -рассеянию при $|t|$ вплоть до $14 \text{ (ГэВ/}c)^2$ [10—12], которые в основном оказались в резком противоречии с предсказаниями рассмотренных выше моделей дифракционного рассеяния.

Дальнейшее развитие традиционных моделей. Трудности, с которыми столкнулись при сопоставлении традиционных моделей с экспериментом, стимулировали активные поиски путей построения адекватного описания обнаруженных в эксперименте особенностей упругого рассеяния в области больших $|t|$.

В настоящем разделе мы обсудим некоторые попытки усовершенствования традиционных моделей. Вопрос, который естественно возникает в связи с неудачей указанных моделей, состоит в том, является ли это следствием чрезмерного упрощения и их параметризации или эти модели вообще не адекватны динамике процесса рассеяния адронов? Существенно также то, какой ценой можно достигнуть усовершенствования рассмотренных моделей: путем отказа от прежних упрощающих предположений в рамках интуитивно ясной физической картины рассеяния или использованием рецептов, неоправданных как в рамках такой картины, так и сложностью описания простых экспериментальных закономерностей. Именно с этой точки зрения, как нам кажется, следует подходить к анализу дальнейшего развития традиционных моделей упругого рассеяния, вызванного новыми экспериментальными фактами.

1. Начнем с модификации модели Чоу — Янга, предложенной в работе [77]. Новый вариант модели отличается от первоначального тремя особенностями. Первая — это гипотеза о факторизуемости профильной функции: $\Gamma(s, b) = A(s) F(b^2)$. Зависимость коэффициента A от s необходима при росте полного сечения pp -рассеяния и введена еще раньше [78]. Вторая особенность модели — $A(s)$ параметризуется с учетом кросс-симметрии в виде

$$A(s) = s^c / (\ln s)^{c'} + u^a / (\ln u)^{c'}, \quad (36)$$

где a , c и c' — произвольные параметры. Введенной таким образом комплексности $A(s)$ оказывается недостаточно для избавления от нежелательных структур в $d\sigma/dt$, и поэтому авторы вынуждены отказаться еще от одной из наиболее привлекательных черт модели Чоу — Янга, а именно: преобразование Фурье — Бесселя функций плотности ядерной материи $\rho(\mathbf{b})$ уже не отождествляется ими с квадратом электромагнитного форм-фактора $[G(t)]^2$, а берется в виде функции

$$\tilde{F}(t) = f [G(t)]^2 (a^2 + t) / (a^2 - t), \quad (37)$$

где $G(t)$ параметризуется двухполюсной формулой:

$$G(t) = [(1 - t/m_1^2)(1 - t/m_2^2)]^{-1}. \quad (38)$$

Хотя в действительности отождествление распределений заряда и материи вовсе не является обязательным, предлагаемый авторами вид $\tilde{F}(t)$ не мотивирован физическими соображениями.

Очень близкой по духу к обсуждаемой работе является работа [79], в которой, помимо кросс-симметрии (36) в $A(s)$, учитываются разрезы, экранирующие фиксированный полюс Померанчука*.

* Если профильная функция $\Gamma(\mathbf{b})$ не зависит от энергии, то на языке теории комплексных моментов это соответствует фиксированному полюсу Померанчука, который противоречит t -канальной унитарности.

Результаты шестипараметрической подгонки этой модели к экспериментальным данным [1, 51, 52] показаны на рис. 33.

Таким образом, уже эти две работы демонстрируют возможность приспособления модели Чоу — Янга к описанию новых данных. Однако согласие, достигаемое при больших $|t|$, не является внутренним свойством модифицированных моделей, а свя

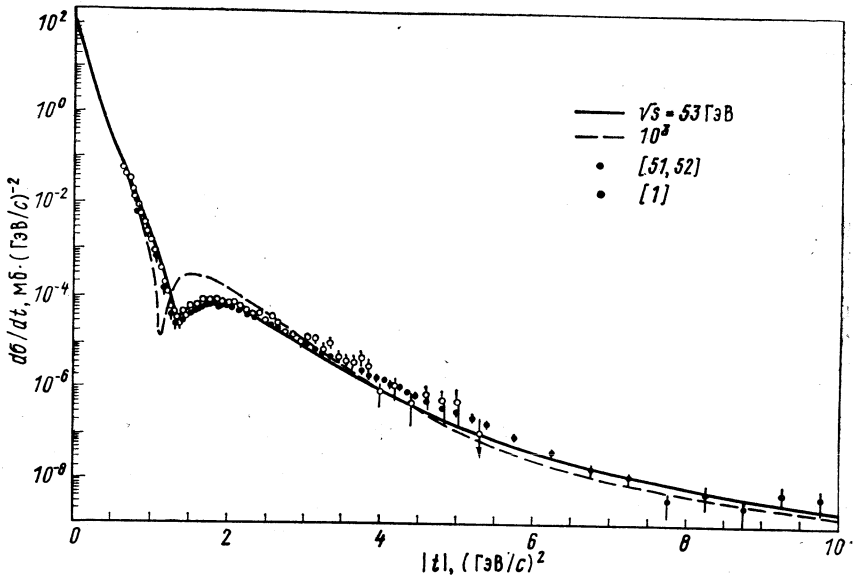


Рис. 33. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ [79]

с произволом в выборе t -зависимости, содержащимся в них. Угадывание вида функции $\tilde{F}(t)$ несколько не лучше подбора профильной функции $\Gamma(b)$ из подгонки к экспериментальному дифференциальному сечению.

2. Иллюстрацией последнего является работа [80], основанная на использовании s -канальной унитарности [65] и так называемого короткодействующего разложения неупругой функции перекрывания. Так же, как и в ранней работе [66], неупругая функция перекрывания в представлении прицельного параметра $G_{in}(s, b)$ берется в гауссовой форме и умножается на малый корректирующий множитель:

$$G_{in}(s, b) = P \exp(-b^2/4B) k(s, b \exp[-(\gamma b)^2/4B]), \quad (39)$$

который делает ее более острой. В корректирующей функции $k(s, b)$ вместо прицельного параметра b используется переменная

$b \exp [-(\gamma b)^2/4B]$, которая выделяет область короткодействия $R_1 = R_0/\gamma$ ($\gamma \approx 1$) в основной области с эффективным размером $R_0 = \sqrt{4B}$. Далее корректирующая функция в (39) разлагается по новой переменной в ряд, содержащий только четные степени из условия регулярности преобразования Фурье — Бесселя функции k при $t = 0$. Важным свойством этого разложения является то, что параметры наклона неупругой функции перекрытия теперь определяются формулой

$$B_n = B/(2n\gamma^2 + 1), \quad (40)$$

т. е. $B_0 = B$, $B_1 \approx B/3$, $B_2 \approx B/5$, . . . , где B — параметр наклона дифракционного конуса ($B \equiv b_1$). При вычислении дифференциального сечения упругого pp -рассеяния по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left[\int_0^\infty (1 - \sqrt{1 - G_{in}(s, b)}) J_0(b \sqrt{-t}) b db \right] \quad (41)$$

авторы работы [80] ограничивались тремя членами разложения $G_{in}(s, b)$ в ряд, т. е. пятипараметрической подгонкой к экспериментальным данным [10, 11, 44, 48, 52], результаты которой показаны на рис. 34. На рис. 35 показаны вклады в $d\sigma/dt$ отдельных членов разложения $G_{in}(s, b)$.

Интересной особенностью модели является то, что неупругая функция перекрытия в t -представлении $G_{in}(t)$ в отличие от $d\sigma/dt$ имеет два дифракционных нуля при $|t| = 0,645$ и $3,83$ (ГэВ/с)², но при $|t| \gtrsim 3,5$ (ГэВ/с)² $d\sigma/dt$ практически определяется квадратом упругой функции перекрытия.

Заметим, что такое преобладание упругой функции перекрытия при больших $|t|$ предполагалось уже в ранней работе [81], где показано, что в указанном случае экспоненциальная форма (14) дифференциального сечения после второго максимума тесно связана с поведением в переднем пике. Если в дифракционном пике $d\sigma/dt \sim \exp(b_1 t)$, то при пренебрежении неупругой функцией перекрытия показатель экспоненты «хвоста» при больших $|t|$ определяется полным сечением и наклоном дифракционного конуса:

$$\tilde{B} = 2 \sqrt{2b_1 \ln(4\pi b_1/\sigma_{полн})}. \quad (42)$$

Полученное по этой формуле значение $\tilde{B} \approx 6,6$ (ГэВ/с)⁻¹ [82] почти совпадает с показателем экспоненты, полученным при подгонке экспериментальных данных [10, 11] при $p_\perp \geq 22$ ГэВ/с (см. табл. 7).

3. В ряде работ была предпринята попытка описать поведение сечения упругого pp -рассеяния при больших $|t|$ путем обобщения эйконала за счет учета неупругих промежуточных состояний.

Для этой цели в [83] был использован метод Гуда — Уокера [84], в котором предполагается существование наряду с реальными физическими неупругими состояниями $|\chi_i\rangle$, возбуждаемыми

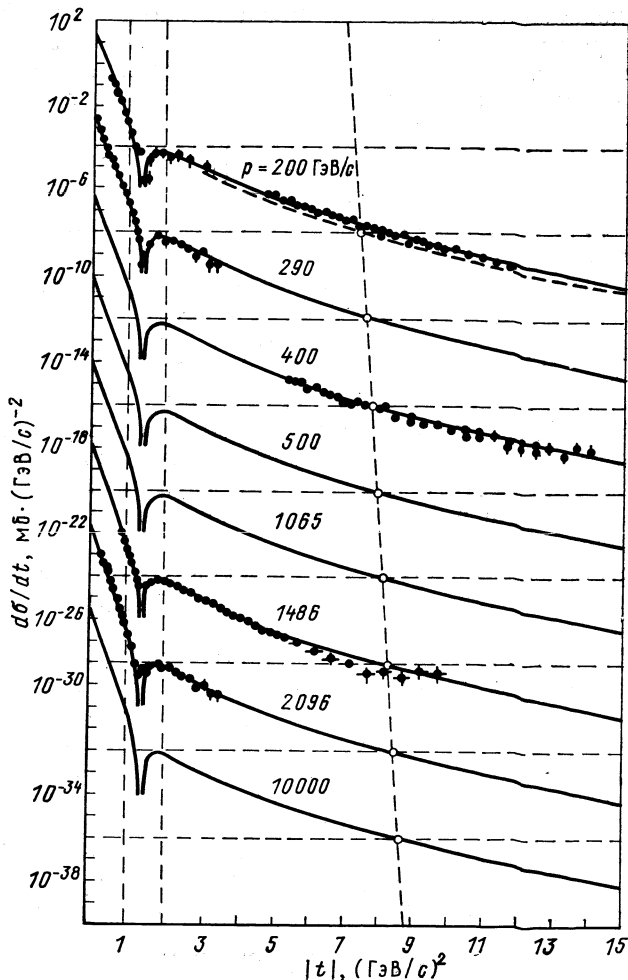


Рис. 34. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ при различных значениях начального импульса протонов.

Теоретические кривые взяты из [80], экспериментальные данные — из [10, 11, 44, 48, 52]

в процессе дифракции, также «собственных состояний» $|d_i\rangle$, которые не испытывают неупругого дифракционного рассеяния и связаны с $|\chi_i\rangle$ линейным преобразованием: $|d_i\rangle \approx \sum_j U_{ij} |\chi_j\rangle$. Так

как в дифракционном процессе $|d_i\rangle$ испытывают лишь упругое рассеяние, для них естественно использовать эйкональное представление:

$$A_{ij}(s, b) = 2(1 - \exp[B_{ij}(s, b)/2]). \quad (43)$$

Здесь $A_{ij}(s, b) = \langle ij | T | ij \rangle$ — амплитуда рассеяния в представлении прицельного параметра, которой в импульсном представлении соответствует преобразование Фурье — Бесселя

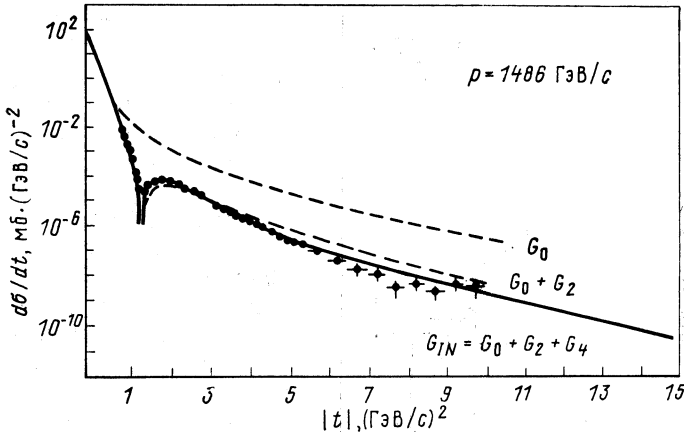


Рис. 35. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$.

Кривые — вклады в $d\sigma/dt$ членов разложения неупругой функции перекрытия [80]; экспериментальные данные — из [52]

$T_{ij}(s, t)$, а $B_{ij}(s, b)$ — борновская амплитуда, для которой в [83] бралось стандартное выражение, соответствующее факторизованному поперонному полюсу: $\beta_i(t) \beta_j(t) \exp(\alpha_P(t) \ln s)$. Сечение упругого рассеяния можно выразить через $T_{ij}(s, t)$ следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} \left| \sum_{ij} P_i P_j T_{ij}(t) \right|^2, \quad (44)$$

где величины $P_i = \langle i/p \rangle$ определяют вероятность нахождения протона в собственном состоянии $|d_i\rangle$.

В конкретных расчетах учитывались два возбужденных состояния, так что в целом модель содержала десять свободных параметров $P_1, P_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \alpha_P(0), \alpha_P$, подгонкой которых удалось получить удовлетворительное описание данных [1, 5, 48, 51] до 6 (ГэВ/с)^2 . При $|t| \sim 8 \text{ (ГэВ/с)}^2$ предсказывается второй минимум (рис. 36). Не ясно, сохранится ли он в более реалистичной модели, содержащей большее число возбужденных состояний.

Таким образом, модель демонстрирует возможность усовершенствования эйконала, однако при отсутствии необходимой информации о свойствах неупругих дифракционных состояний — фактически не имеет предсказательной силы.

Несколько иной метод использован в работе [85], где в качестве эйконала подставлена не борновская амплитуда, а эрмитовская

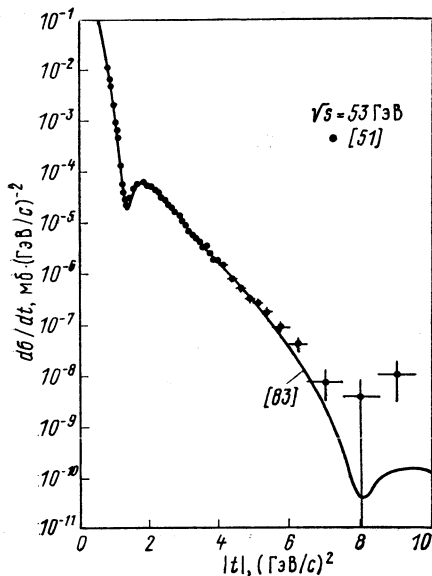


Рис. 36. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$

матрица амплитуд с одночастичным обменом, включающая всевозможные возбужденные начальные и конечные состояния, которые характеризуются массами $M_i \ll \sqrt{s}$. Параметризуя затравочный померон в гауссовской форме, удается успешно описать свойства упругого рассеяния в области $|t|$ до $2 (\text{ГэВ}/c)^2$. Однако, как и в обычном эйкональном подходе, при больших $|t|$ предсказываются значения $d\sigma/dt$, которые существенно меньше, чем в эксперименте. Чтобы избежать этого, автор, руководствуясь соображениями, мотивированными квантовой хромодинамикой, вводит дополнительное предположение об изменении радиуса померона R_P при изменении t . Выбирая надлежащим обра-

зом форму зависимости $R_P(t)$, ему удалось обеспечить разумное согласие теории с экспериментом при больших $|t|$ (рис. 37).

В недавней работе [86] вклад неупругих промежуточных состояний в рамках квазипотенциального подхода эффективно учтен вторым слагаемым в выражении для эйконала $\chi(s, b)$. В этой работе вместо квазипотенциала гауссовского типа (23) рассматривается квазипотенциал, являющийся суперпозицией потенциалов Юкавы. Для амплитуды рассеяния использовано обычное эйкональное приближение (20), а эйконал, соответствующий рассматриваемому квазипотенциалу, параметризован следующим образом:

$$\chi(s, b) = ih [\exp(-\mu \sqrt{b^2 + \rho^2}) - \gamma h \exp(-2\mu \sqrt{b^2 + \rho^2})], \quad (45)$$

где $h\gamma = \text{const}$; $\rho = \rho_0/\kappa$; $\mu = \mu_0/\kappa$; $\kappa = \sqrt{1 + \alpha (\ln s - i\pi/2)}$. Параметр, определяющий скорость роста полных сечений, взят рав-

ным $0,075, h\gamma$ принято равным 1, а три остальных параметра h, μ_0 и ρ_0 , имеющие смысл эффективных констант связи, массы и радиуса центральной области взаимодействия, определены из подгонки к экспериментальным данным, полученным в ЦЕРНе [1, 12]. На рис. 38, а сравниваются расчетные кривые, соответствующие

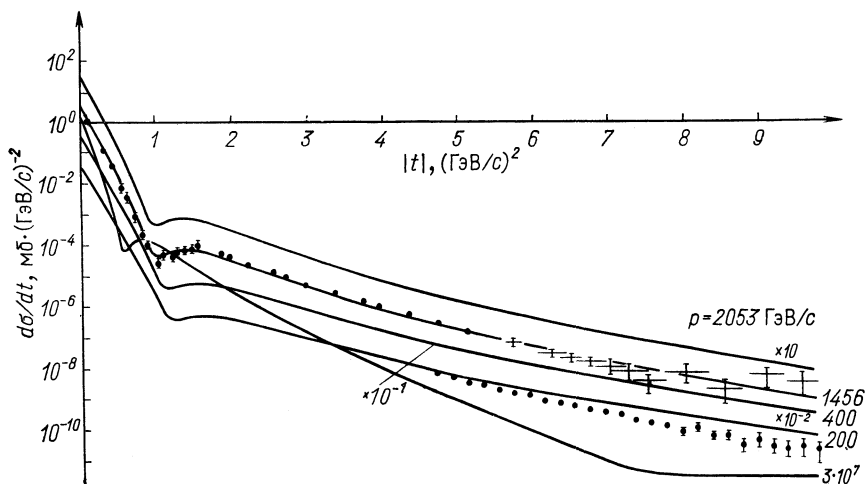


Рис. 37. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ при различных значениях начального импульса протонов.

Теоретические кривые взяты из [85]; экспериментальные данные — из [10, 52]

найденным значениям параметров: $h = 4,96 \pm 0,02$; $\mu = (0,66 \pm 0,005) \text{ ГэВ}$; $\rho_0 = (1,875 \pm 0,005) \text{ ГэВ}^{-1}$, с экспериментальными данными [12]. На рис. 38, б сравниваются результаты расчета с теми же данными при больших $|t|$ и с экспериментальными данными ФНАЛ [11]. Еще раз подчеркнем, что впечатляющее описание дифференциальных сечений в области энергий $23,4 \leq \sqrt{s} \leq 62 \text{ ГэВ}$ и переданных импульсов $0 \leq |t| \leq 14,2 \text{ ГэВ}^2$ было достигнуто здесь за счет хитроумного выбора эйконала в виде (45).

4. В рамках модели Редже учет неупругих состояний производится на основе так называемого квазиэйконального приближения [87]. Однако вводимый для этой цели коэффициент ливневого усиления не учитывает периферического характера вкладов неупругих дифракционных состояний, что не позволяет получить правильное описание pp -рассеяния при больших $|t|$. В области средних $|t|$ [до 4 (ГэВ/с)^2] приемлемое описание удалось получить [88, 89] лишь путем сложной параметризации члена однократного рассеяния в виде суммы трех экспонент и искусственного пренебрежения членами трех- и более кратного рассеяния. Как показано в работе [90], дальнейшие усложнения, связанные с исполь-

зованием криволинейной траектории померона, обладающей пороговыми особенностями и логарифмической асимптотикой, в рам-

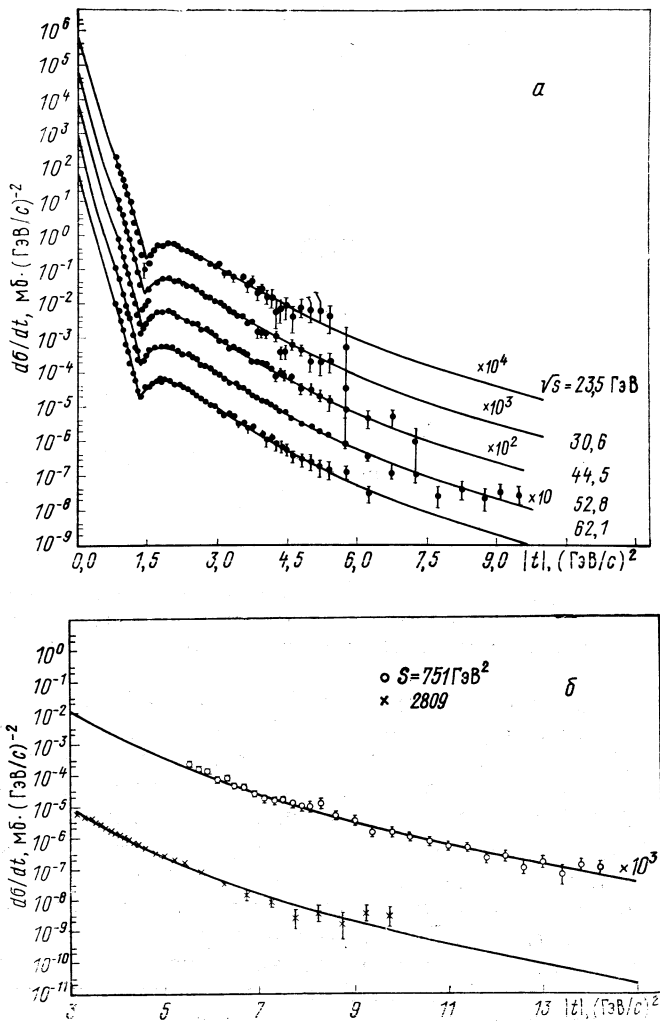


Рис. 38. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ при различных значениях \sqrt{s} : а — при средних $|t|$; б — при больших $|t|$. Теоретические кривые взяты из [86]; экспериментальные данные — из [1, 11, 12]

ках дуальной модели с мандельштамовской аналитичностью позволяют описать $d\sigma/dt$ как при малых, так и при больших значениях $|t|$ и получить гладкую интерполяцию между орировским пове-

дением (14) дифференциального сечения и поведением, предписываемым правилами кваркового счета [60].

Заканчивая рассмотрение традиционных оптических моделей, нам хочется отметить, что новые экспериментальные данные для $d\sigma/dt$ pp -рассеяния не поколебали позиций приверженцев геометрической точки зрения на характер рассеяния частиц при высоких энергиях [91]. В частности, Чоу и Янг в одной из последних работ [92] высказывают надежду, что при асимптотических энергиях с ростом полного сечения pp -рассеяния дифференциальное сечение будет иметь последовательность максимумов и минимумов в соответствии с оптической картиной. Уже теперь в экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ (см. рис. 18) они видят признаки второго минимума при $|t| \gtrsim 7$ (ГэВ/c)².

Кварк-глюонные модели. Успех составных моделей адронов, квантовой хромодинамики, прогресс, связанный с открытием новых кварков и спектроскопией кварковых систем, стимулировали попытки более детального учета структуры адронов и использования идей квантовой хромодинамики при описании упругого рассеяния адронов в широкой области s и t . Как известно, партонная модель базируется, главным образом, на той экспериментальной информации, которая получена при исследовании жестких лептон-адронных процессов. Результаты этих исследований показывали, что в состав адрона входят валентные кварки, несущие заряд, и нейтральная компонента — глюоны. Кроме того, небольшую долю полного импульса адрона несут кварк-антикварковые пары. При попытке использовать эту информацию для описания адронных процессов возникает неоднозначность, связанная с ролью глюонов. Действительно, глюоны, будучи нейтральными, не взаимодействуют с лептонами непосредственно. С другой стороны, поскольку они сильно взаимодействуют с кварками и между собой, то можно ожидать, что глюоны играют существенную роль во взаимодействии адронов при высоких энергиях.

1. Эта точка зрения была подчеркнута в работах Ван-Хова и сотр. [93] (см. также [94]), предположивших, что определяющая роль в мягких адронных столкновениях при высоких энергиях принадлежит именно глюонам, которые сосредоточены внутри адрона в виде сгустка («глюбола»). Распределение глюонов предполагается не связанным с распределением кварков, за исключением ограничений, вытекающих из законов сохранения. Рассмотрение упругого pp -рассеяния в модели основано на следующем выражении для профильной функции:

$$\Gamma_{el}(|\mathbf{b}|) = \int \Gamma_g(|\mathbf{b}_g|) \rho(|\mathbf{b} - \mathbf{b}_g|) d^2b_g, \quad (46)$$

где \mathbf{b} и \mathbf{b}_g — прицельные параметры pp - и gg -взаимодействия; $\Gamma_g(b_g)$ — профильная функция взаимодействия глюоболов, усред-

ненная по продольным переменным глюболя, а $\rho(b - b_g)$ — функция распределения глюонов. Для того чтобы описать дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния до $|t| \approx 8$ (ГэВ/с)² с учетом минимума при $|t| \approx 1,4$ (ГэВ/с)², оказалось необходимым «сплющить» гауссовскую кривую для Γ_g при $b_g = 0$, т. е. допустить максимальную непрозрачность не только при $b_g = 0$, но и на некотором малом, но конечном интервале b_g . В работе Ван-Хова [93] это достигается тем, что $\Gamma_g(b_g)$ берется в виде разности двух гауссовских функций. Если для преобразования Фурье — Бесселя функции ρ взять дипольную формулу [т. е. монопольную для электромагнитного форм-фактора $G(t)$], то функция D распределения плотности глюонов (относительно самого протона), связанная с ρ соотношением (30):

$$\rho(b - b_g) = \int D(b - b_g + b') D(b') d^2b', \quad (47)$$

будет иметь логарифмическую сингулярность при $b = 0$, которая соответствует тому, что глюоны внутри протона сосредоточены около его центра (глюонный кор!).

Полученная в рассматриваемой модели форма кривой для $d\sigma/dt$ правильно передает экспериментальную зависимость дифференциального сечения от t . Однако ясно, что этот успех так же, как и в случае обычной оптической модели (без обращения к составляющим адрона), является просто результатом надлежащего выбора профильной функции. Специфическое отождествление в модели активной адронной компоненты с глюонами (глюболами) не существенно. Полная абсорбция этих активных составляющих при $b = 0$ достигается тем, что только часть протонных составляющих участвует во взаимодействии.

2. Идея о коровой структуре нуклонов обсуждается уже давно (см., например, [95, 96]). В работах [97] орировское поведение (14) сечения pp -рассеяния интерпретируется как свидетельство существования кора в нуклоне, который отождествляется с кварковым мешком. Достигается это разбиением эйконала $\chi(s, b)$ в амплитуде рассеяния (20) на два слагаемых: $\chi(s, b) = \chi_0(s, b) + \chi_1(s, b)$, из которых χ_0 ответственно за дифракцию, а χ_1 — за рассеяние на большие углы. Тогда амплитуду рассеяния можно записать в виде суммы двух членов:

$$T(s, t) \approx i \int b db J_0(b \sqrt{-t}) (1 - \exp[i\chi_0(s, b)]) + \\ + \int b db J_0(b \sqrt{-t}) \exp[i\chi_0(s, b)] \chi_1(s, b) \equiv T_D(s, t) + T_L(s, t). \quad (48)$$

Здесь амплитуда рассеяния на большие углы $T_L(s, t)$ определяется одним жестким соударением (χ_1), модифицированным абсорбцией $[\exp(i\chi_0)]$. Если ввести «борновскую» амплитуду $T_1(s, t)$

с помощью преобразования

$$T_1(s, t) = \int b db J_0(b \sqrt{-t}) \chi_1(s, b), \quad (49)$$

то

$$T_L(s, t) = T_1(s, t) + \int b db J_0(b \sqrt{-t}) (\exp[i\chi_0(s, b)] - 1) \chi_1(s, b). \quad (50)$$

При малых значениях прицельного параметра, которые соответствуют большим $|t|$, можно положить $\chi_0(b) \approx \text{const}$. Тогда, сделав замену $\exp[i\chi_0(s, b)] \approx \eta(s)$ в (50), получим

$$T_L(s, t) \approx \eta(s) T_1(s, t). \quad (51)$$

Далее в качестве амплитуды $T_1(s, t)$, описывающей жесткое рассеяние и приводящей к орировскому поведению: $d\sigma/dt \sim \exp(-\beta \sqrt{-t})$, из аналогии с потенциальным рассеянием берется выражение [98]

$$T_1(s, t) = \frac{\gamma}{\ln(s/s_0)} \left[\frac{s \exp(-i\pi/2)}{s_0} \right]^{\alpha(0)} \frac{f^2(t)}{m^2 - t}. \quad (52)$$

Форм-фактор $f(t)$, соответствующий сглаженному юкавскому потенциалу, имеет вид

$$f(t) = \sqrt{\beta \omega K_1(\beta \omega)}, \quad (53)$$

где $\omega = \sqrt{m^2 - t}$, а $K_1(\beta \omega)$ — модифицированная функция Бесселя. Физически это соответствует рассеянию коров через векторный мезон, тогда как перекрытие внешних облаков нуклонов дает редже-полюс (рис. 39). Таким образом, окончательно

$$T_L(s, t) = \eta(s) \frac{\gamma}{\ln(s/s_0)} \times \left[\frac{s \exp(-i\pi/2)}{s_0} \right]^{\alpha(0)} \frac{\beta \omega K_1(\beta \omega)}{m^2 - t}, \quad (54)$$

где с учетом лоренц-сокращения $\omega = \sqrt{m^2 + \tau^2}$, а $\tau = q \sqrt{1 - q^2/s} \approx p_{\perp}$. С шестью параметрами достигается хорошее описание «хвоста» дифференциального сечения pp -рассеяния при различных энергиях. Интересно также то, что найденные в этой модели значения для размера кора ($r \approx 0,44$ фм) и среднего поперечного импульса кварка ($\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} \approx 0,63$ ГэВ/с) близки к более поздним оценкам этих величин, полученным из анализа экс-

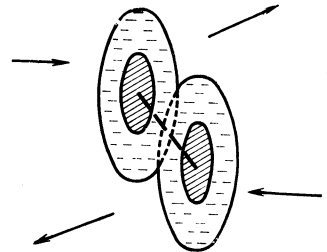


Рис. 39. Иллюстрация столкновения адронов в коровой модели

периментальных данных глубоко неупругих лептон-адронных и адрон-адронных процессов [73, 99]. В работе Орира [99] для радиуса протонного кора, который, как и в только что рассмотренной модели, предполагается состоящим из валентных кварков, получена оценка $r \approx 0,2$ фм (см. также [100], где размер эффективной области взаимодействия протонов оценивается приблизительно в $1/3$ фм).

3. Кроме того, известно, что хорошо выполняются вытекающие из простой аддитивной кварковой модели [101] соотношения для полных, дифференциальных сечений и элементов матрицы плотности бинарных адронных процессов, для инклюзивных сечений и сечений адрон-ядерного взаимодействия [102]. Аддитивность вытекает из предположения, что барион состоит из трех, а мезон — из двух валентных кварков, которые взаимодействуют независимо в процессе рассеяния (импульсное приближение). Точно так же $SU(6)$ -кварковые модели и недавние кварковые схемы для ψ - и Y -семейств разумным образом объясняют свойства адронных резонансов на основе учета лишь валентных кварков (антикварков) [103]. Чтобы совместить эти наблюдения с результатами, полученными при изучении лептон-адронных процессов, надо допустить, что за сильное взаимодействие адронов ответственны кварки, либо если глюоны играют существенную роль, что их «количество» пропорционально числу валентных кварков. Одна из простейших возможностей связана с предположением [104—106], что адронные процессы с малыми $|t|$ можно описать, если рассматривать адрон состоящим из валентных кварков, одетых «шубой» из глюонов и кварк-антикварковых пар. Предполагается, что сложная структура одетого кварка должна проявиться лишь при рассеянии с достаточно большими $|t|$, когда пробная частица будет «чувствовать» наличие многих точечно-подобных партонов в адроне [107]. Если, кроме того, предположить, что по каким-то причинам одетые кварки взаимодействуют в адронных процессах почти независимо, то получим «объяснение» правил аддитивности. Подобная картина напоминает ситуацию, хорошо известную в ядерной физике, и рассматривалась уже (в несколько ином варианте) много лет назад в ранних работах по аддитивной кварковой модели [108]. Нам не известны какие-либо строгие теоретические аргументы в пользу такой модели [104], и в частности, для возникновения наряду с радиусом удержания, определяющим размеры адрона R , еще одного характерного размера — радиуса одетого кварка r . Некоторые феноменологические оценки величины r можно получить, например, из $\langle k_{\perp} \rangle$, $\sigma_{\text{полн}}$, α'_r и т. д. (более подробное обсуждение модели и ссылки на литературу см. в обзоре [102]). Исходя из представлений об асимптотической свободе можно было бы думать, что импульсное приближение является разумным лишь для жестких процессов и не применимо

для мягких, если силы между кварками, приводящие к их связи в адроне, и силы, определяющие их взаимодействие при мягком рассеянии, имеют одну и ту же природу. Однако аналогия с ядерной физикой подсказывает, что возможна иная ситуация. В самом деле, при рассеянии, например, быстрых нуклонов на ядре взаимодействие между нуклонами в ядре и рассеяние обусловлено одним и тем же (сильным) взаимодействием. Но характер их различен: нуклон-нуклонные силы обусловлены в основном обменом мезонами, тогда как дифракционное рассеяние происходит на больших продольных расстояниях и определяется тенью всех неупругих каналов. Более того, довольно очевидно, что «удержание» кварка вовсе не означает невозможности для него покинуть данный адрон. Оно означает лишь то, что кварк не может вылететь изолированным, а вылетает в сопровождении других кварков или антикварков, например, в комбинации $q\bar{q}$, образующей мезон. Таким образом, минимальный переданный импульс, необходимый, чтобы подобное «вылетание» произошло, не велик и составляет $q \sim m_\pi/c^2$. С этой точки зрения описание мягкого рассеяния кварков, находящихся в адроне, с помощью импульсного приближения при $q > m_\pi/c^2$ представляется не менее законным, чем в случае жестких процессов.

Если примем гипотезу о квазисвободных одетых кварках, то мы сможем описать рассеяние адронов по аналогии с рассеянием легчайших ядер в рамках глауберовского формализма. При этом в отличие от обычной партонной картины с большим (может быть, бесконечным) числом конститuentов теперь мы должны учесть лишь небольшое число одетых кварков. Наличие большого числа партонов, находящихся в «шубах» одетых кварков, проявится при малых $|t|$ в возникновении у последних форм-факторов и в возможности обмена реджеонами, связанными с испусканием партонных «гребенок». Как мы увидим ниже, такой подход позволяет получить более адекватное описание экспериментальных данных.

Общие идеи описанного подхода были намечены довольно давно [109]. Чтобы продемонстрировать их, рассмотрим вначале простейший вариант с гауссовыми плотностями и амплитудами кварк-кваркового рассеяния [110, 111]. Будем предполагать, что нуклон содержит N одетых кварков. Тогда pp -рассеяние описывается как столкновение двух систем, состоящих из N кварков, с помощью глауберовской профильной функции:

$$\Gamma(\mathbf{b}, \{s_i\}) = 1 - \prod_i \prod_j (1 - \gamma_{ij}(\mathbf{b} + s_i^A - s_j^B)). \quad (55)$$

Здесь γ_{ij} — амплитуда рассеяния i -го кварка из нуклона A и j -го из B ; \mathbf{b} — прицельный параметр; s_i — координата i -го кварка

(рис. 40). Амплитуда в импульсном пространстве есть фурье-преобразование от $\Gamma(t = -\mathbf{q}^2)$:

$$T(t) = \frac{1}{2\pi} \int d^2b \langle \Gamma(\mathbf{b}, \{s_i\}) \rangle_{AB} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}). \quad (56)$$

Здесь символ $\langle \quad \rangle_{AB}$ обозначает усреднение по плотностям распределения кварков $D(s_1, \dots, s_N)$ в с. ц. м. нуклонов A и B :

$$\Gamma(\mathbf{b}) \equiv \langle \Gamma \rangle_{AB} = \int d^2s_1^A \dots d^2s_N^B D_A(\{s_i^A\}) D_B(\{s_j^B\}) \Gamma(\mathbf{b}, \{s_i\}). \quad (57)$$

Проводя разложение (55) и усреднение (57), получим набор одинаковых членов для различных кратностей рассеяния. Так, для

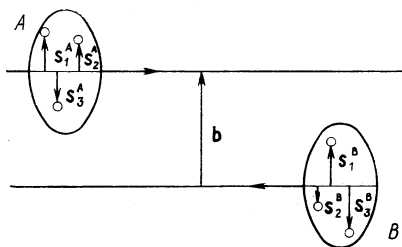


Рис. 40. Столкновение адронов в составной модели в плоскости прицельного параметра

случая $N = 3$ имеется двадцать пять различных комбинаций, вносящих вклад в $\Gamma(\mathbf{b})$. Переходя к импульсному представлению, можно записать амплитуду рассеяния в виде

$$\begin{aligned} T(t) = & \binom{N}{1}^2 t_{qq}(t) [f_1(t)]^2 + \\ & + \binom{N}{2}^2 2! \frac{i}{2\pi} \int d^2q_1 d^2q_2 t_{qq}(q_1) t_{qq}(q_2) \delta(q_1 + q_2 - q) [f_2(q_1, q_2)]^2 - \\ & - \binom{N}{3}^2 3! \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int d^2q_1 d^2q_2 d^2q_3 t_{qq}(q_1) t_{qq}(q_2) t_{qq}(q_3) \times \\ & \times \delta(q_1 + q_2 + q_3 - q) [f_3(q_1, q_2, q_3)]^2 + \dots \end{aligned} \quad (58)$$

Здесь $f_i(q_1, \dots, q_i) = \int \exp \sum_k^i (-i\mathbf{q}_k \mathbf{s}_k) |\Psi(\{s_i\})|^2 \delta\left(\sum_{j=1}^N s_j/N\right) \times$

$$\times \prod_{l=1}^N ds_l$$

— адронные форм-факторы, связанные с i -кратным рассеянием, и явно выписаны лишь главные члены, соответствующие одно-, двух- и трехкратному рассеянию, в которых каждый кварк участвует не более одного раза (члены с повторным взаимодействием кварков менее существенны при больших $|t|$). Выберем $D_A(\{s_i\})$

и γ_{qq} в гауссовой форме:

$$\left. \begin{aligned} D_A (\{s_i\}) &= \frac{1}{(\pi R)^N} \exp \left(-\frac{1}{R^2} \sum_{i=1}^N s_i^2 \right) \delta \left(\sum_{i=1}^N s_i/N \right), \\ \gamma_{qq}(\mathbf{b}) &= \gamma(0) \exp(-b^2/r^2) \rightarrow (A/4\pi N^2) \exp(at/2). \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Заметим, что δ -функция, входящая в (59), исключает не имеющее физического смысла поперечное распределение центра тяжести, т. е. учитывает поправку на отдачу. Эта поправка существенна лишь при малом числе конstituентов и исчезает в пределе $N \rightarrow \infty$. Подставляя (59) в (58), можно получить соотношение между параметрами наклонов b_i пиков, соответствующих членам одно-, двух- и трехкратного рассеяния, и величинами N , R и r [111]:

$$\begin{aligned} b_1 &= r^2/4 + (N-1) R^2/N; \\ b_2 &= [r^2/4 + (N-2) R^2/N]/2; \\ b_3 &= [r^2/4 + (N-3) R^2/N]3/. \end{aligned} \quad (60)$$

Из этих соотношений видно, что если $R \gg r$, то $b_1/b_2 \approx 1/2$. Такой же результат получается в пределе $N \rightarrow \infty$, когда эффект отдачи не существует (что эквивалентно эйкональной модели Чоу — Янга [67, 68]). Как было замечено в работе [111], экспериментальное значение $b_1/b_2 \sim 1/5$ свидетельствует о малом числе конstituентов N и хорошо воспроизводится при выборе $N = 3$, совпадающем с числом валентных кварков в нуклоне. (При этом, как видно из (60), наклон, соответствующий третьему пику, оказывается непосредственно связанным с размерами r одетого кварка).

Таким образом, модель приводит к несомненному успеху, позволяя правильно описать соотношение параметров наклонов b_1 и b_2 . Важно подчеркнуть, что этот успех фактически является результатом предположения (о малом числе конstituентов), несущего качественный характер, и не очень чувствителен к конкретным значениям параметров модели. Вместе с тем в рассматриваемой модели не удастся получить правильного описания величины $d\sigma/dt$ в широкой области t . Причина этого состоит в том, что если параметры модели зафиксированы по данным в переднем дифракционном пике, то вычисленные в рамках модели вклады двух- и трехкратного рассеяния слишком большие. Последнее приводит к тому, что положение первого минимума оказывается слишком близко к нулю ($-t \approx 0,7-0,8$ (ГэВ/с)²), а значение $d\sigma/dt$ за минимумом — на 1—2 порядка выше, чем в эксперименте (рис. 41). В области $-t \sim 3$ (ГэВ/с)² предсказывается второй минимум, отсутствующий на эксперименте. Не спасает положения и выбор (вместо гауссовой) волновой функции, приводящей

к дипольному форм-фактору нуклона. Оценки [111] показывают, что для достижения согласия с экспериментом необходимо подавление двух- и трехкратных вкладов соответственно в ~ 10 и 20 раз*.

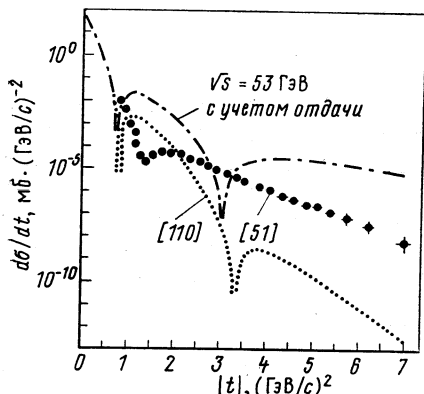


Рис. 41. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$

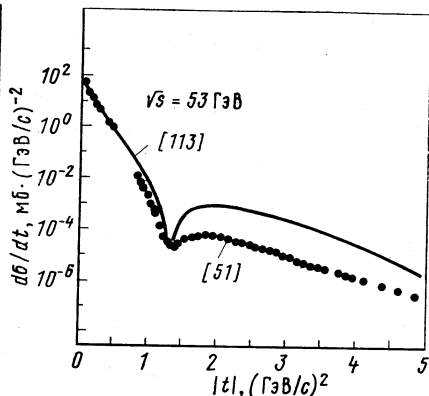


Рис. 42. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$ в составной модели [113] с учетом кинематических корреляций

Заметим, что гипотеза аддитивности также требует уменьшения поправки на экранирование.

Какие причины могут приводить к такому подавлению? Здесь и при последующем обсуждении моделей мы рассмотрим некоторые из них.

Подавление членов многократного рассеяния можно достичь введением короткодействующих отталкивательных корреляций между кварками в протоне таким образом, чтобы сделать маловероятными конфигурации, когда кварки близки друг к другу и велика вероятность кратных взаимодействий [110]. Подобные корреляции могут носить динамический характер либо возникать от интегрирования по продольным переменным, которые не учитываются в обычном глауберовском формализме (58). Последняя возможность была исследована в работе [113]. Кинематические корреляции оказались существенными, их учет позволил сдвинуть положение максимума в нужную сторону, однако значение сечения при больших $|t|$ оказалось все же слишком большим (рис. 42).

* Полученное в работе [112] полуколичественное согласие с экспериментом в рамках подобной модели достигнуто фактически ценой отказа от глауберовской формы (58) и введения дополнительного феноменологического слагаемого, существенно при малых $|t|$.

Другой механизм подавления вклада многократных рассеяний можно связать с известным в электродинамике и адронной физике эффектом «раздевания» частицы [114]. Он заключается в том, что после взаимодействия быстрой частице требуется определенное время (расстояние) для обрастания полем, чтобы дальше взаимодействовать как исходная частица. Если расстояние между рассеивателями меньше длины формирования ($\sim E/m^2$), то во втором акте «полуодетая» частица может взаимодействовать с меньшим сечением, чем нормальная, «одетая» частица. Применяя указанные рассуждения к упругому рассеянию одетых кварков и учитывая малость расстояний между ними в адроне, можно ожидать, что этот эффект проявится в подавлении членов кратного рассеяния.

4. Одну из основных причин расхождения предсказаний кварковых моделей с экспериментом можно связать с выбором кварковых волновых функций нуклона. Так, в работе [115] показано, что согласие с экспериментальными данными можно значительно улучшить, если вместо гауссовой волновой функции, соответствующей нерелятивистскому гармоническому осциллятору, выбрать волновую функцию четырехмерного гармонического осциллятора [116], учитывающую отдачу и эффект релятивистского «сплющивания». Соответствующий этой волновой функции форм-фактор протона имеет вид

$$G(t) = (1 - t/2m^2)^{-2} \exp[2at/(1 - t/2m^2)] \quad (61)$$

и хорошо описывает как экспоненциальное поведение в области малых $|t|$, так и дипольную зависимость при больших $|t|$, найденные в эксперименте. Параметр a определялся из наклона электромагнитных форм-факторов при малых $|t|$, а три параметра амплитуды кварк-кваркового рассеяния — из подгонки к экспериментальным данным для дифференциального сечения pp -рассеяния при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ [51]. Сравнение теоретической кривой с указанными данными показано на рис. 43.

5. Нужными свойствами для описания поведения дифференциального сечения pp -рассеяния обладает кварк-дикварковая модель [117], в которой предполагается, что два из трех кварков нуклона образуют «квазичастицу» — дикварк Q . В пользу такого предположения можно привести целый ряд аргументов, основанных на спектроскопии барионов [118], результатах по глубоко-неупругому ep - и eN -рассеянию [119] и правилах сумм для бинарных реакций с обменом гиперзарядом [120]. Недавно было показано, что предположение о кварк-дикварковой структуре подтверждается описанием экспериментальных данных для дифракционной диссоциации нуклонов [24]. Для упругого pp -рассеяния наличие лишь двух конstituентов приводит в соответствии с экспериментом только к одному интерференционному минимуму. Далее, поскольку можно ожидать, что $\sigma_{qQ} < 2\sigma_{qq}$, то сечения двухкрат-

ного рассеяния в такой модели будет подавлено. Наконец, если представить распределение плотности $\rho(b)$ в дикварке как результат наложения гауссовых плотностей двух близко расположенных кварков, то отличие $\rho(b)$ от гауссовой формы должно проявиться

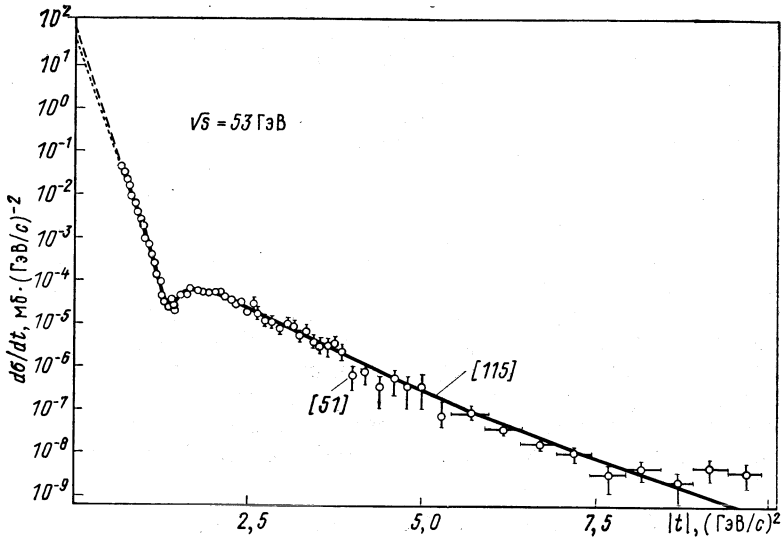


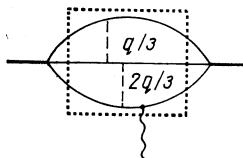
Рис. 43. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$

в виде изменения наклона $d\sigma/dt$ при больших $|t|$, что действительно наблюдается в экспериментальных данных [10—12]. Результаты расчетов, проведенные на основе кварк-дикварковой модели в работе [121], находятся в хорошем согласии с экспериментом.

6. Попытка включить в рамки феноменологического кваркового описания pp -рассеяния элементов квантовой хромодинамики предпринята в работе [122], где движение кварков описывается нерелятивистской гауссовой волновой функцией, однако учтены диаграммы (типа изображенных на рис. 44) с обменом эффективными глюонами между кварками одного и того же адрона. При этом наиболее выгодной конфигурацией является такая, при которой передачи импульса составляют $q/3$ и $2q/3$, поскольку для дальнейшего перераспределения импульса ($k_i \sim q/3$) в этом случае достаточно обмена одним эффективным глюоном. Модель приводит к правильному поведению нуклонного форм-фактора при малых и больших $|t|$, а дополнительное подавление сечения при больших $|t|$ достигается учетом квантовохромодинамических поправок на излучение мягких глюонов. Поскольку нуклон как целое является бесцветной системой, то глюоны не могут быть испущены

со слишком малыми импульсами $k \lesssim m_\pi/c^2$. Оценки показали, что учет этого эффекта может привести к факторам $h \sim 0,5$ и $h^2 \sim 0,25$ в членах двух- и трехкратного рассеяния. Таким образом, поправки «работают» в нужном направлении и модель дает хоро-

Рис. 44. Типичная диаграмма для форм-фактора протона с учетом обменов глюонами между составляющими кварками



шее описание экспериментальных данных [51, 52] в области $1 \lesssim |t| \lesssim 10$ (ГэВ/с)² (рис. 45). К сожалению, в обсуждаемой модели так же, как в рассмотренной выше [115], не удалось одновременно описать дифференциальное сечение при больших и малых $|t|$: вычисленное сечение при $|t| \lesssim 1$ (ГэВ/с)² оказывается меньше, чем экспериментальное.

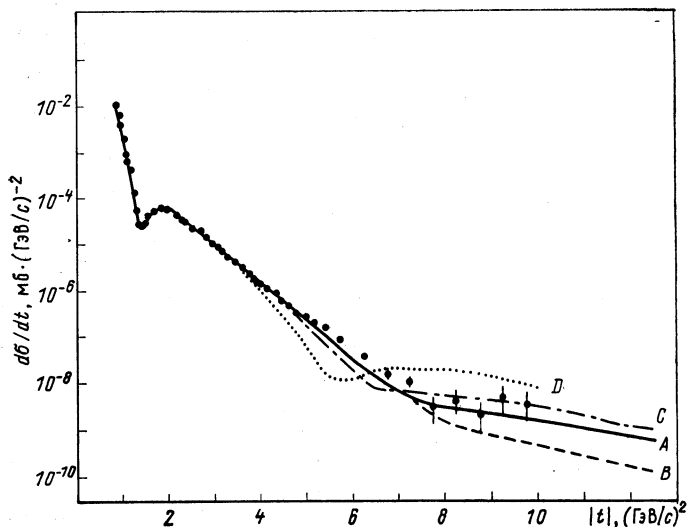


Рис. 45. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния от $|t|$.

Теоретические кривые взяты из [122]; экспериментальные данные — из [51, 52]; кривые А, В, С, D соответствуют различным наборам подгоночных параметров

Следует также отметить, что квантовохромодинамический характер взаимодействия кварков и глюонов может привести к значительно более радикальным изменениям всей картины многократно-

го рассеяния [123]. Поскольку кварк-глюонное взаимодействие контролируется цветовыми квантовыми числами, то вклад данного кварка в амплитуду вероятности глюонов пропорционален величине цветового заряда кварка. Так как в целом адрон бесцветен, то в тех случаях, когда кварки близки друг к другу, должно возникать сильное сокращение цветового заряда и, следовательно, вероятности нахождения глюонов. С точки зрения рассеяния это означает, что адрон уже не представляется простым набором рассеивателей. Имеют место сложные интерференционные явления и, в частности, подавление членов многократного рассеяния, свя-

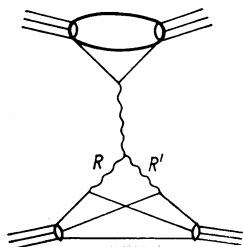


Рис. 46. Диаграмма pp -рассеяния в составной модели, приводящая к антиэкранирующим эффектам

в рассматриваемых экспериментах ЦЕРНа и ФНАЛ не превышает 15°) и малой действительной части амплитуды рассеяния, полученной в рамках некоторых предположений [из анализа s -зависимости $d\sigma/dt$ [12]. Однако указанные аргументы не являются достаточно убедительными и вполне возможно, что в области $|t|$ за вторым максимумом существенную роль играют недифракционные механизмы, связанные с жестким рассеянием конstituентов. В пользу такого предположения свидетельствует гладкий бесструктурный характер поведения экспериментальных данных для $d\sigma/dt$, который как раз ожидается в «жестких» моделях. Что касается энергетической зависимости, то, как было отмечено в [9, 11], экспериментальные значения $d\sigma/dt$, полученные во ФНАЛ при 200 и 400 ГэВ, если их рассматривать при фиксированном угле $\Theta_{ц.м.} = 15^\circ$ (максимальном в данных экспериментах), приводят к поведению: $d\sigma/dt \sim s^{-n}$ с $n = 9,7 \pm 0,3$, что согласуется с предсказаниями правил кваркового счета [60]. Указанные правила получены в предположении, что передача импульса между конstituентами происходит через однократное жесткое рассеяние. Дифференциальное сечение при этом имеет форму, которая зависит от полного числа конstituентов (валентных квар-

занных с конфигурациями, в которых кварки близки друг к другу. Еще одним проявлением цвета могли бы быть антиэкранирующие эффекты, связанные с обменом цветными реджеонами (рис. 46) [102].

7. Общей чертой, характерной для рассмотренных выше кварк-глюонных моделей, является предположение о том, что взаимодействие конstituентов носит «мягкий» характер, т. е. происходит за счет обмена помероном и характеризуется сильным экспоненциальным обрезанием по t . Аргументы в пользу предположения о «мягкости» и дифракционном характере рассеяния обычно основываются на относительной малости угла рассеяния (максимальный угол в с. ц. м.

ков) в четырех участвующих в реакциях адронах:

$$d\sigma/dt \sim s^{-n} f(\Theta_{\text{ц. м.}}) \sim [\alpha_s^2(p_{\perp}^2)/p_{\perp}^2] F_A(p_{\perp}^2) F_B(p_{\perp}^2) F_C(p^2) \times \\ \times (F_D(p_{\perp}^2) f(\Theta_{\text{ц. м.}})), \quad (62)$$

где $n = n_A + n_B + n_C + n_D - 2$. Это предсказание хорошо согласуется с экспериментом по упругому pp -рассеянию при «средних» энергиях в области s до 60 ГэВ^2 , приводя к быстрому падению сечения при увеличении s и фиксированном t (см. разд. 1). Падение

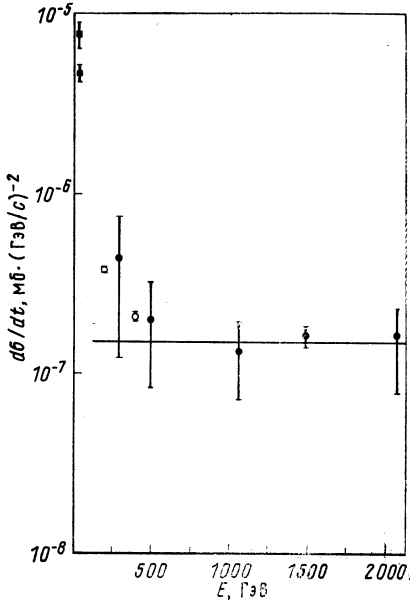
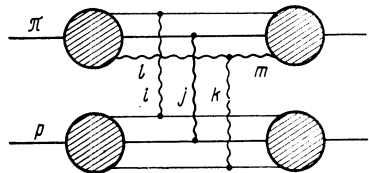


Рис. 47. Зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния при фиксированном значении $|t| = 5,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ от энергии налетающих протонов

Рис. 48. Упругое рассеяние адронов в модели, описанной в [124], с обменом глюонами между составляющими кварками



продолжается в области энергий до $\sim 400 \text{ ГэВ}$, хотя и становится более медленным. При энергиях $\geq 400 \text{ ГэВ}$ сечение внезапно перестает зависеть от энергии (рис. 47). Это резкое изменение режима, по-видимому, означает, что в указанной области начинает преобладать новый динамический механизм. Более детально обсуждаемый эффект можно проследить на рис. 26, из которого видно, что замедление s -зависимости происходит тем раньше, чем меньше фиксированное значение $|t|$. Кажется, разумно предположить, что область за вторым максимумом является «переходной» областью от мягкого дифракционного рассеяния, связанного с обменом помороном, к области жесткого рассеяния, определяемого глюонными и кварковыми обменами и подчиняющегося правилам (62). Можно ожидать, что в этой области должны проявиться черты как мягкого, так и жесткого рассеяния.

Пример механизма, имеющего такие свойства, предложен Ландшофом [124] (рис. 48). Амплитуда рассеяния имеет форму Глаубера и содержит последовательные упругие рассеяния кварков,

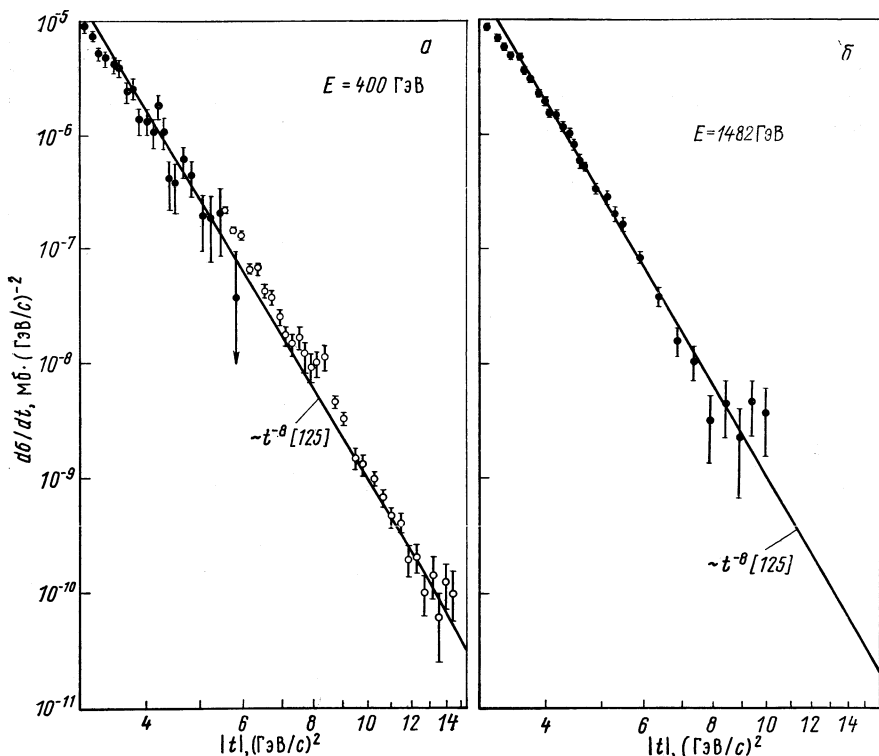


Рис. 49. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при больших $|t|$

находящихся почти на массовой поверхности, на углы $\Theta_i \sim \Theta_{\text{п. м.}}$. Адронная амплитуда имеет форму ($\hat{s} \sim s/3$, $\hat{t} \sim t/3$):

$$T(s, t) \sim (i/\sqrt{stu\lambda^2})^2 [t_{qq}(\hat{s}, \hat{t})]^3, \quad (63)$$

и в случае обмена глюонами со спином, равным единице, приводит к зависимости

$$d\sigma/dt \sim (1/\lambda^4 t^8) f(s/t) \sim 1/t^8, \quad s \gg |t|. \quad (64)$$

Как видно из рис. 49 [125], такая зависимость хорошо описывает экспериментальные данные ФНАЛ и ЦЕРНа.

Однако в недавней работе [126] было отмечено, что последовательный подход к модели с обменом тремя глюонами [124]

в рамках квантовой хромодинамики требует учета зависимости хромодинамической константы от переданного импульса, что может изменить выводы работы [125].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем теперь итоги и кратко сформулируем основные результаты проведенного в обзоре рассмотрения экспериментальных и теоретических исследований упругого pp -рассеяния при высоких энергиях.

Существовавшие до недавних экспериментов [10—12] данные по pp -рассеянию при высоких энергиях были получены при сравнительно небольших значениях $|t|$ и относились к так называемой мягкой области, т. е. области, связанной с малыми переданными импульсами. Теоретические исследования мягких процессов фактически до сих пор так и не обрели форму достаточно строгой и последовательной теории. Основным аппаратом здесь являются феноменологические подходы и модели, основанные на интуитивных соображениях, почерпнутых, главным образом, из оптики*. Различные модели, сформулированные на основе этих подходов, успешно описывали экспериментальные данные в области малых $|t|$ и (с параметрами, фиксированными в указанной области) давали определенные предсказания для области больших $|t|$. Несмотря на различие в деталях, различные модели предсказывали для дифференциального сечения следующие общие черты:

а) последовательность минимумов и максимумов, характерную для дифракционной картины рассеяния, в частности, первый минимум предсказывался при $-t \approx 1,4$ (ГэВ/с)², а второй — при $-t \approx 4-5$ (ГэВ/с)²;

б) соотношение $b_1 \approx 2b_2 \approx 3b_3 \dots$ для наклонов пиков в первом, втором ... и т. д. максимумах, связанных с различными членами в разложении по степеням эйконала; так как передний пик имеет при высоких энергиях наклон $b_1 \approx 10-12$ (ГэВ/с)⁻², то для b_2 ожидалось значение $\approx 5-6$ (ГэВ/с)⁻².

Оба предсказания теоретических моделей оказались в резком противоречии с экспериментальными данными [10—12] при больших $|t|$: второй минимум не был обнаружен, а для наклона b_2 было найдено значение $\approx 1,5$ (ГэВ/с)⁻².

Что означает указанное противоречие и каковы возможные пути получения адекватного описания новых данных [9]? Прежде всего неудачу традиционных подходов можно связать не столько со спецификой эйконального подхода, сколько с дополнительными упрощающими предположениями, которые используются при

* На роль теории в этой области претендовала модель Редже. Однако и она существенно базировалась на феноменологии и использовала эйкональный метод.

вычислениях. В самом деле, довольно очевидно, что надлежащим подбором эйкональной (профильной) функции (вместо обычно используемой гауссовой зависимости от прицельного параметра) можно воспроизвести любое требуемое поведение $d\sigma/dt$ по t . Однако недостатком такого усовершенствования, которое делается a posteriori, если оно не мотивировано ясными физическими аргументами, является его произвольность и усложнение модели. В отличие от теории, которая имеет право быть сложной, феноменология, теряющая простоту, как нам кажется, в значительной степени теряет право на существование.

Поэтому первый возможный путь связан с поисками физических аргументов, которые позволили бы сделать традиционные модели более реалистичными и избавляли бы их от неоправданных упрощений.

Другая возможность связана с предположением о том, что обнаруженное при больших $|t|$ поведение сечения упругого рассеяния является отражением каких-то особенностей внутренней структуры адронов. Именно это направление, инспирированное успехами кварк-глюонной картины строения адронов, в последнее время получило наибольшее развитие. Основная проблема здесь состоит в том, что расчеты, проводимые в квантовой хромодинамике по теории возмущений, позволяют делать определенные заключения лишь в области достаточно жестких процессов, где в соответствии с идеей асимптотической свободы ожидается слабое взаимодействие кварков на малых расстояниях. С предположением о жестком характере взаимодействия при больших $|t|$ связано третье возможное направление теоретических исследований.

В настоящее время не ясно, при каких энергиях, углах или переданных импульсах начинается жесткая область, где и как элементарные степени свободы — кварки, глюоны, цвет и аромат — заменяются эффективными коллективными степенями свободы типа струн, реджеонов и т. п. [127]. Остается неясным вопрос: носит ли рассеяние в области больших s и $|t|$ дифракционный характер, определяемый геометрией объектов, или в этой области уже проявляются жесткие взаимодействия точно-подобных конститuentов? Квантовая хромодинамика в настоящее время не в состоянии дать строгих ответов и решений в области мягких процессов. Отсюда возникает необходимость и оправданность на данном этапе привлечения феноменологических подходов.

Многочисленные попытки усовершенствования традиционных или построения новых моделей, предпринятые в последнее время, продемонстрировали возможность описания результатов экспериментов ФНАЛ и ЦЕРНа. Однако почти все они содержат большой произвол, в значительной степени лишаящий их предсказательной силы. Для критической проверки таких моделей необходимы поиски дополнительных теоретических или феноменологических

ограничений. По нашему мнению, частичный успех совершенно различных моделей и неспособность ни одной из них описать $d\sigma/dt$ во всей исследованной области t свидетельствуют об отсутствии в настоящее время достаточно ясного понимания динамики рассеяния при высоких энергиях и больших переданных импульсах.

Рассеяние в указанной области энергий и переданных импульсов, по-видимому, носит черты как дифракционного рассеяния, определяемого геометрией рассеивающихся адронов, так и автоточечного, связанного с взаимодействием точечно-подобных конститuentов, а сама область является переходной от области мягких к области жестких процессов. Это, с одной стороны, объясняет трудность получения теоретического описания экспериментальных данных, а с другой — оправдывает особый интерес к исследованиям в рассматриваемой области, поскольку именно здесь можно надеяться понять переход от элементарных кварк-глюонных степеней свободы к коллективным эффективным степеням свободы, связанным с реджеонными обменами.

В этой связи довольно очевидной представляется необходимость не только продвижения в традиционных направлениях исследования: увеличения энергии для рассеяния при малых $|t|$ и увеличения p_{\perp} при малых s , но и исследования в промежуточной переходной области больших s и больших $|t|$. Перспективы экспериментальных исследований в указанной области связаны как со строительством новых ускорителей на более высокие энергии, так и с получением более интенсивных пучков, которые сделают доступными измерения очень малых сечений. Важной задачей является также повышение точности измерений в доступной в настоящее время области s и t для выявления возможных тонких эффектов (например, осцилляций) в поведении сечения рассеяния.

Несомненный интерес представляют также измерения при больших $|t|$ рассеяния π - и K -мезонов, имеющих иную, нежели нуклоны, кварковую структуру. Подобные измерения могли бы дать важные дополнительные данные для критической проверки предсказаний различных теоретических моделей.

Наконец, детальную информацию о динамике взаимодействия можно получить из анализа спиновых эффектов при рассеянии адронов с большими $|t|$. Важно подчеркнуть, что при жестком взаимодействии кварков ожидаются довольно значительные спиновые эффекты, и имеющиеся экспериментальные данные (хотя и относящиеся к области довольно малых s и $|t|$) подтверждают это [49, 100]. В области, где кинематические переменные s , t и u велики по сравнению с массами кварков, векторное глюонное взаимодействие сохраняет спиральность кварков и в квантовой хромодинамике предсказывается целый ряд соотношений [126, 128] для спиновых параметров рассеяния, нарушение которых свидетель-

ствовало бы о присутствии не сохраняющих спиральность эффектов, не связанных с расчетами по теории возмущений.

Авторы выражают благодарность И. В. Андрееву, В. В. Анисовичу, А. М. Балдину, П. С. Баранову, С. В. Голоскокову, И. М. Дремину, Л. Л. Енковскому, В. А. Матвееву, В. К. Митрюшкину, С. В. Мухину, Дж. Ориру, И. И. Ройзену, Н. И. Старкову, Е. Л. Фейнбергу и В. М. Шехтеру за обсуждение вопросов, рассмотренных в настоящем обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Böhm A. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 491.
2. Holder M. e.a.— Ibid., 1971, v. 35, p. 355.
3. Holder M. e.a.— Ibid., 1971, v. 36, p. 400.
4. Amaldi U., e.a.— Ibid., 1971, v. 36, v. 504.
5. Barbellini G. e.a.— Ibid., 1972, v. 39, p. 663.
6. Allaby J. V. e.a.— Ibid., 1967, v. 25, p. 156.
7. Allaby J. V. e.a.— Ibid., 1968, v. 28, p. 67.
8. Allaby J. V. e.a.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 52, p. 316.
9. Tsarev V. A. In: Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 639.
10. Hartmann J. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 975.
11. Connetti S. e.a.— Ibid., 1978, v. 41, p. 924.
12. Nagy E. e.a. Preprint CERN-PRE-78-137, 1978.
13. Sukhatme V. P.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 124.
14. Никитин В. А.— ЭЧАЯ, 1970, т. 1, вып. 1, с. 7; Шафранова М. Г.— Там же, 1974, т. 5, вып. 3, с. 645.
15. Zachariassen F.— Phys. Repts C, 1971, v. 2, p. 1.
16. Leith D. W. G. S. Preprint SLAC-Pub-1526, 1975.
17. Miettinen H. I. Preprint TH 1864-CERN, 1974; Preprint TH 2072-CERN, 1975.
18. Amaldi U., Jacob M., Matthiae G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 385.
19. Kaidalov A. B.— Phys. Repts, 1979, v. 50, p. 157.
20. Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbecler R.— Phys. Repts C, 1976, v. 23, p. 1; Jacob M. Preprint TH 2700-CERN, 1979; Ellis S., Stroynowski R.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 753; Jacob M., Landhoff P. V.— Phys. Repts C., 1978, v. 48, p. 285; Голоскоков С. В. и др.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 5, с. 969; Рандф Г., Рандф Й.— Там же, 1979, т. 10, вып. 1, с. 90.
21. Bethe H. A.— Ann. Phys., 1958, v. 3, p. 190.
22. West G. B., Yennie D. R.— Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1413.
23. Jenkins E. e.a. Preprint FERMILAB-Pub-78/35-EXP, 1978; Cross D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 217.
24. Mukhin S. V., Tsarev V. A. Preprint JINR, E2-42293. Dubna, 1979.
25. Amaldi U. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 390.
26. Нам Р. А. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1038.
27. Bartenev V. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1088.
28. Безногих Г. Г. и др.— Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 274.
29. Antipov Yu. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1406.
30. Jenni P. e.a. Preprint CERN/EP/PHYS. 77-24, 1977.
31. Baksay L. e.a.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 141, p. 1.
32. Chernev Kh. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 36, p. 266.
33. Single Arm Spectrometer Group.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1195; Preprint FERMILAB-Pub-76/66-EXP, 1976.
34. Carrigan R.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 168.

35. Ankenbrandt C. e.a. Preprint FERMILAB-Conf.-75/61-EXP, 1975.
36. Carnegie R. K. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 313.
37. Tsarev V. A. Preprint, FNAL-Pub-74/17, 1974.
38. Старков Н. И., Царев В. А.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 403; Царев В. А. В кн.: Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, с. А1-1.
39. Coccoeni G. e.a.— Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 165.
40. Allaby J. V. e.a.— Phys. Lett. B, 1966, v. 23, p. 389.
41. Clyde A. K. Ph. D. Thesis, UCRL, 16275.
42. Akerlof C. W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 1105.
43. Akerlof C. W. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 197.
44. Akerlof C. W. e.a.— Phys. Rev. D, 1976, v. 14, p. 2864.
45. Gross D. e.a. Rochester Univ. Preprint, RU-78-99, 1978.
46. Bartenev V. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1367.
47. Beznogikh G. e.a.— Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 411.
48. Kwak N. e.a.— Ibid., 1975, v. 58, p. 233.
49. Fidecaro G. e.a.— Ibid., 1978, v. 76, p. 369.
50. De Haven C. E. Univ. of Michigan Preprint UM-HE, 78-14, 1978.
51. De Kerret H. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 363.
52. De Kerret H. e.a.— Ibid., 1977, v. 68, p. 374.
53. Bouclier R. e.a.— Nucl. Instrum and Methods, 1974, v. 115, p. 235.
54. Bouclier R. e.a.— Ibid., 1975, v. 125, p. 19.
55. Bell W. e.a.— Ibid., 1975, v. 124, p. 437.
56. Brandt A. e.a.— Ibid., 1975, v. 126, p. 519.
57. Van der Meer S. CERN Internal Report, ISR-PO/68-31, 1968.
58. Phillips R. J. N., Barger V.— Phys. Lett. B, 1973, v. 46, p. 412.
59. Orear J.— Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 190.
60. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.— Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 7, p. 719; Brodsky S. J., Farrar G. R.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
61. Baglin C. e.a.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 98, p. 365.
62. Jenkins K. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 425.
63. Гарсеванешвили В. Р., Матвеев В. А., Слепченко Л. А.— ЭЧАЯ, 1970, т. 1, вып. 1, с. 91; Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н. В кн.: Бинарные реакции адронов при высоких энергиях. Дубна, 1972, с. 440; Dzhgarkava M. T. e.a. Preprint JINR E2-10971. Dubna, 1977.
64. Тер-Мартirosян К. А.— Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 1047; Collins P. D. V.— Phys. Repts C, 1971, v. 1, p. 103.
65. Van Hove L.— Nuovo cimento, 1963, v. 28, p. 798; Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 655.
66. Henzi R., Valin P.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 119.
67. Chou T. T., Yang C. N.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1213; Phys. Rev., 1968, v. 170, p. 1521; v. 175, p. 1832.
68. Durand L., Lipes R.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 637.
69. Wu T. T., Yang C. N.— Phys. Rev. B, 1965, v. 137, p. 708.
70. Кас М.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 62, p. 402.
71. Byers N. In: Proc. XI Intern. School of Subnuclear Physics. Erice, Sicily, 1973.
72. Glauber R. J. In: Proc. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Amsterdam, 1967, p. 311.
73. Field R. D. In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 743.
74. Byers N., Frautschi S. Quanta, Chicago Press, 1969, p. 367.
75. White J. N. J. Max Plank Institut. Preprint, München, 1973.
76. Грибов В. Н. В кн.: Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., 1973, с. 5; Азимов Я. И. и др. В кн.:

- Материалы 9-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., 1974, с. 5.
77. Bourrely C., Soffer J. Wu T. T. Centre de Physique Theorique in Marseille Preprint, 77-P. 966, 1977.
 78. Hayot F., Sukhatme U. P.— Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 2183.
 79. Fujisaki H., Tsukahara K. Rikkyo Univ. Preprint, PUP-78-4. Tokyo, 1978.
 80. Henzi R., Valin P. Paper Submitted to the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978.
 81. Andreev I. V., Dremine I. M., Gramenitski I. M.— Nucl. Phys. B, 1969, v. 10, p. 137.
 82. Andreev I. V. Paper Submitted to the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978.
 83. Crozier R. J., Webber B. R.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 115, p. 509; Preprint HEP 77/4. Cambridge, 1977.
 84. Good M. L., Walker W. D.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 1857; Elitzer M., Lipes R. G.— Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 1420; Henyey F., Sukhatme U. P.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 89, p. 287; Caneschi L. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 359.
 85. Ройзен П. И. Препринт ФИАН № 221, М., 1978.
 86. Goloskokov S. V., Kuleshov S. P., Selyugin O. V. Preprint JINR E2-12605, Dubna, 1979.
 87. Боресков К. Г. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 814.
 88. Cheng H., Walker J. K., Wu T. T.— Phys. Rev. D., 1975, v. 11, p. 68.
 89. Collins P. D. B., Gault F. D., Martin A.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 80, p. 135.
 90. Jenkovzky L. L., Struminsky B. V. Preprint ITP-77-112E. Kiev, 1977; Bugrij A. I. e.a. Preprint ITP-79-56E, Kiev, 1979.
 91. Schrempp B., Schrempp—F. Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 303.
 92. Chou T. T., Yang C. N. Preprint ITP-SB, 79-16, Stony Brook, 1979.
 93. Van Hove L., Fialkowski K.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 107, p. 211; Van Hove L.— Ibid., 1977, v. 122, p. 525.
 94. Kuroda T., Uchiyama T. Kyoto Univ. Preprint, RIFP-326, 327, Kyoto, 1978; Uchiyama T. Kyoto Univ. Preprint, RIFP-361, Kyoto, 1979.
 95. Krish A. D.— Phys. Lett., 1963, v. 11, p. 217; Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 1456.
 96. Islam M. M., Rosen T.— Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 2135; v. 185, p. 1917; Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 502.
 97. Islam M. M.— Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 14, p. 627; Islam M. M., Heines G. W. Univ. of Connecticut Preprint, Storrs, 1977.
 98. Islam M. M.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 313; Lett. Nuovo cimento, 1970, v. 4, p. 447.
 99. Drear J. Cornell Univ. Preprint, CLNS 384, Ithaca, 1978.
 100. Krisch A. D. Univ. of Michigan Preprint, UM-HE 78-7, 1978.
 101. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.— Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 3, с. 652; Успехи физ. наук, 1968, т. 94, с. 243 Lipkin H. J., Scheck F.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 71; Kokkedee J. J., Van Hove L.— Nuovo cimento, 1966, v. 42, p. 711.
 102. Анисович В. В. В кн.: Физика высоких энергий. Л., 1979, с. 3.
 103. Jeckson G. D., Quigg C., Rosner G. L. In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 391.
 104. Altarelli G. e.a.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 69, p. 531.
 105. Левин Е. М., Шехтер В. Н. В кн.: Материалы IX зимней школы ЛИЯФ. Л., 1974, с. 28; Анисович В. В.— Там же, с. 106; Bialas A., Zalewski K.— Nucl. Phys. B, 1968, v. 6, p. 449, p. 465.
 106. Lipkin H. J. Preprint FERMILAB-Conf.-78/73-THY, 1978.

107. **Chen C. K.** Argonne Report, ANL-HEP-PR-76-70, 1976; **Phys. Rev. D**, 1977, v. 16, p. 94.
108. **Балдин А. М.** В кн.: Труды Междунар. школы по теоретической физике. Киев, 1976, с. 469; **Герасимов С. Б.** Препринт ОИЯИ, № 2439. Дубна, 1965; **Препринт ОИЯИ № 2619.** Дубна, 1966.
109. **Harrington D. R., Pagnamenta A.**— **Phys. Rev. Lett.**, 1967, v. 18, p. 1147; **Phys. Rev.**, 1968, v. 175, p. 1599; **Franco V.**— **Phys. Rev. Lett.**, 1967, v. 18, p. 1159; **Deloff A.**— **Nucl. Phys. B**, 1967, v. 2, p. 597; **Dean N. W.**— **Phys. Rev.**, 1969, v. 182, p. 1655; **Nucl. Phys. B**, 1968, v. 4, p. 534; v. 7, p. 311; **Schraud E. e.a.**— **Phys. Rev.**, 1969, v. 177, p. 2590; **Hendry A. W., Trefil J. S.**— **Ibid.**, v. 184, p. 1680.
110. **Bialas A. e.a.**— **Asta phys. polon B.**, 1977, v. 8, p. 855.
111. **Wakaisumi S., Tanimoto M.**— **Phys. Lett. B**, 1977, v. 70, p. 55.
112. **Wakaisumi S.**— **Progr. Theor. Phys.**, 1978, v. 60, p. 1040.
113. **Slominski W., Zielinski M.** Preprint TPJU-3/78. Cracow, 1978.
114. **Фейнберг Е. Л.** В кн.: Проблемы теоретической физики. М., 1972, с. 248.
115. **Голоскоков С. В. и др.** Препринт ОИЯИ E2-12565. Дубна, 1979.
116. **Fujimura K., Kobayshi T., Mamiki M.**— **Progr. Theor. Phys.**, 1970, v. 43, p. 73; **Боголюбов Н. Н.**— **ЭЧАЯ**, т. 3, вып. 1, с. 144.
117. **Царев В. А.**— Краткие сообщ. по физике., 1979, т. 4, с. 12.
118. **Lichtenberg D. B., Tassie L. J.**— **Phys. Rev.**, 1967, v. 155, p. 1601.
119. **Pavkovic M. I.**— **Phys. Rev. D.**, 1976, v. 13, p. 2128; **Franklin J.**— **Phys. Rev. D**, 1977, v. 16, p. 21.
120. **Zralek M. e.a.** Preprint HEN-164, 1978.
121. **Зотов Н. П. и др.** Препринт ОИЯИ. Дубна, 1980.
122. **Lenin E. M. e.a.** Preprint LNPI, N 444, L., 1978.
123. **Bialas A.** Preprint TPJU-26/77. Cracow, 1977.
124. **Landshoff P. B.**— **Phys. Rev. D**, 1974, v. 10, p. 1024.
125. **Donnachie A., Landshooff P. V.** Preprint M/C TH 79/11; DAMTP 79/3, 1979.
126. **Дремин И. М., Назиров М. Т.**— **Ядерная физика** (в печати).
127. **Veneziano G.** In: Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. То-кьо, 1978, p. 725.
128. **Farrar G. R., Sivers S. G. D., Thomas G. H.** Argonne Report, ANL-HEP-PR-78-43, 1978.