УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.121.72

современные экспериментальные данные об упругом РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ*)

А. Везерелл

І. ВВЕДЕНИЕ

Цель этой статьи заключается в том, чтобы описать и обсудить полученные недавно экспериментальные результаты об упругом рассеянии протонов на протонах при энергиях примерно вплоть до 20 Гэв. Эти экспериментальные данные стимулировали обсуждение ряда интересных предложений относительно природы и характера упругого рассеяния адронов. И действительно, выдвигаемые гипотезы имеют важное значение не только для этой проблемы, но и для всей физики взаимодействия адронов. В этой статье мы ограничимся обзором данных только об упругом рассеянии протонов, поскольку в противном случае объем статьи превзошел бы все разумные пределы. В первых разделах статьи будет дан краткий обзор современных экспериментальных данных. При этом будут приведены новейшие из полученных результатов. Основное внимание отводится изложению экспериментальных данных. Однако будут обсуждаться и соответствующие теоретические попытки объяснения этих данных. Наконец, на основе доступных в настоящее время данных указываются возможности для дальнейших исследований.

II. ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ

На рис. 1 показана зависимость ¹ полного сечения взаимодействия протонов с протонами от энергии в интервале импульсов в лабораторной системе (ЛС) координат от 1 до 26 Гэв/с (соответствующие полные энергии в системе центра инерции (СЦИ) меняются от 2,1 до 7,3 Гэв). Быстрый рост при энергиях выше 2,1 Гэв в СЦИ может быть приписан рождению резонанса Δ (1236). Порог этого процесса расположен около 2,17 Гэв. Некоторые нерегулярности в ходе кривой заметны также около 2,75 Гэв. Они могут быть вызваны рождением резонанса N (1688), порог которого находится вблизи 2,63 Гэв. При более высоких энергиях полное сечение плавно падает. Зависимость от энергии здесь не сильная. При 26 Гэв/с полное сечение равно примерно 39 мбари. Вследствие оптической теоремы столь большая величина полного сечения указывает на то, что дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед протонов на протонах должно быть очень большим. Оптическая теорема приводит к условию

$$(d\sigma(0)/d\Omega)_{el} \gg (k\sigma_{tot}/4\pi)^2, \tag{1}$$

^{*)} A. M. Wetherell, The Present Experimental Status of Elastic Proton-Proton Scattering at High Energies, 26 pp. CERN, Geneva, Switzerland, 1969. Профессор А. М. Везерелл работает в ЦЕРН. Перевод с препринта выполнен И. М. Дрёминым. В конце статьи приложен допол-

нительный список работ советских авторов.

где k — волновое число. Равенство в (1) может иметь место только в случае отсутствия вещественной части и зависимости от спинов амплитуды упругого рассеяния. Значит, согласно этому соотношению дифференциальное



Рис. 1. Полное сечение взаимодействия протонов с протонами как функция полной энергии в системе центра инерции (данные¹).

сечение рассеяния вперед в ЛС должно быть порядка 10 барн/стер при 20 Гэв/с вследствие практически чисто мнимой амплитуды (дифракционное рассеяние). Помимо того, что столь большая величина сечения интересна



Рис. 2. Угловые распределения в упругом *pp*-рассеянии (данные²). Параметры подгонки согласно уравнению (4) приведены на рисунке.

с физической точки зрения, она может быть использована и чисто практически, а именно — рассеяние на малые углы является довольно эффективным средством получения весьма интенсивных потоков протонов из ускорителей.

III. ДИФРАКЦИОННЫЙ ПИК

Упругое рассеяние вобласти энергий, измеряемых гигаэлектрон-вольтами, происходит в основном в небольшом интервале углов вблизи первоначального направления полета сталкивающихся частиц. Некоторые примеры этого приведены на рис. 2. По горизонтальной оси отложен квадрат передаваемого четырехмерного импульса

$$t = -2p_{cm}^2 (1 - \cos \theta_{cm}), \quad (2)$$

где p_{cm} и θ_{cm} — соответственно, импульс и угол рассеяния в СЦИ. Полезно также использовать приближенное выражение для t при высоких энергиях и малых углах рассеяния

$$t = -p^2 \theta^2, \qquad (3)$$

где используются соответствующие величины в ЛС координат. Будет использоваться и другая кинематическая переменная *s* — квадрат полной энергии в СЦИ.

Угловые распределения 2 , показанные на рис. 2, хорошо аппроксимируются довольно сильной зависимостью от t, имеющей вид

$$d\sigma/dt \sim \exp\left(a + bt + ct^2\right). \tag{4}$$

Скорость убывания с ростом (по модулю) квадрата передаваемого четырехмерного импульса характеризуется уменьшением $d\sigma/dt$ примерно в 100 раз при | $t \mid \sim 0.5 (\Gamma_{\partial \theta}/c)^2$. Поэтому упругое рассеяние, скажем, при 20 $\Gamma_{\partial \theta}/c$ заключено в ЛС координат в конусе с половинным углом, равным примерно 35 *мрад*. Важной особенностью результатов, представленных на рис. 2, является энергетическая зависимость дифференциальных сечений при фиксированной передаче импульса *), проявляющаяся в веерообразном расположении кривых на этом рисунке. Открытие этой зависимости привело несколько лет тому назад к интенсивным теоретическим обсуждениям упругого рассеяния в рамках обмена полюсами Редже. Более конкретно, считалось, что дифракционное рассеяние связано с обменом полюсом Померанчука или вакуумным полюсом.

IV. ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Энергетическая зависимость полного сечения упругого рассеяния ³, полученного в результате интегрирования угловых распределений, аналогичных приведенным на рис. 2, демонстрируется на рис. 3. Полное сечение упругого рассеяния довольно быстро падает вместе с полным



Рис. 3. Полное упругое сечение *pp*-рассеяния как функция импульсов в ЛС координат (данные ³).

сечением всех процессов в интервале энергий от 1 до 5 $\Gamma se/c$, а затем остается практически постоянным на уровне около 10 *мбарн*. Поскольку можно записать

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} \perp \sigma_{abs}, \tag{5}$$

полное сечение неупругих процессов σ_{abs} при высоких энергиях примерно в три раза больше сечения упругого рассеяния, а именно

$$\sigma_{abs} \approx 29$$
 мбарн, $\sigma_{el} \approx 10$ мбарн.

^{*)} Зависимость коэффициента b от эпергии была недавно исследована на ускорителе ИФВЭ на 70 Гэв. В интервале эпергий 12—70 Гэв величина b растет пропорционально логарифму эпергии: $b = b_0 + 2b_1 \ln (s/s_0)$ (здесь $s - \kappa$ вадрат полной эпергии в СЦИ, $s_0 = 1$ Гэв², $b_0 = (6.8 \pm 0.3)$ (Гэв₍с)⁻², $b_1 = (0.47 \pm 0.09)$ (Гэв⁽с)⁻²) (Г. Г. Бе з н о г и х, А. Бу я к и др., Препринт ОИЯИ Р1-4594 (1969)). Теоретическая интерпретация этих результатов дана К. А. Тер-Мартиросяном (Международный семинар по аналитическим свойствам амплитуды рассеяния, Препринт ИФВЭ 69-101, Серпухов). (Прим. ред.)

Следует заметить, что с экспериментальной точки зрения данные, доступные о σ_{el} , значительно беднее сведений о σ_{tot} . Однако общая картина выяснена достаточно хорошо.

V. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

В последние годы удалось получить поляризованные протонные мишени. Это дало возможность проводить измерения поляризации в рассеянии при высоких энергиях. Измеряемой экспериментально величиной является следующая величина:

$$(d\sigma/dt)_{pol} = (d\sigma/dt)_{unpol} (1 + \mathbf{P}_{(t)}\mathbf{P}_{T}), \tag{6}$$

где \mathbf{P}_T — вектор поляризации мишени (обычно | \mathbf{P}_T | ~ 30—50%), а $\mathbf{P}_{(t)}$ — искомый вектор поляризации. Некоторые результаты ⁴ для



Рис. 4. Параметр поляризации $P_{(t)}$ для *pp*-рассеяния. Угловые распределения (по *t*) приведены для различных импульсов в ЛС (данные ⁴).

поляризации при рассеянии в основном дифракционном пике приведены на рис. 4. Максимальная поляризация спадает довольно быстро от значения порядка 50% при 1,73 Гэв/с до примерно 20% при 4,34 Гэв/с. При более высоких энергиях, 12 Гэв/с, максимальная поляризация оказывается $\leq 10\%$. Выше примерно 3 Гэв/с угловая зависимость поляризации довольно слабая во всем доступном интервале |t|. Однако имеются некоторые указания на провал примерно при $|t| \approx 0,6$ (Гэв/с)². Быстрое спадание углового распределения затрудняет проведение поляризационных измерений при $|t| \geq 1$ (Гэв/с)². Поэтому в этой области существует всего лишь одно распределение для поляризации при 5,15 Гэв/с.

VI. ФАЗА АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

В общем виде матрица рассеяния двух частиц со спином 1/2 может быть записана ⁵ следующим образом:

$$M = a + c (\sigma_{1N} + \sigma_{2N}) + m\sigma_{1N}\sigma_{2N} + g (\sigma_{1P}\sigma_{2P} + \sigma_{1K}\sigma_{2K}) + h (\sigma_{1P}\sigma_{2P} - \sigma_{1K}\sigma_{2K}),$$
(7)

где σ_{1N} , σ_{2N} и т. д. означают соответствующие проекции спиновых операторов Паули на единичные векторы

$$N = [k_i k_f], P = k_i + k_f, K = k_i - k_f;$$

здесь \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_j означают единичные векторы в направлении полета сталкивающихся и рассеянных частиц. Амплитуды *a. c, m, g и h,* вообще говоря, комплексны.

Поляризация, обсуждавшаяся в предыдущем разделе, возникает при взаимодействии за счет членов спин-орбитального типа, содержащихся в формуле (7). По мере уменьшения угла рассеяния до нуля такие члены «вымирают». В результате (7) сводится к следующей формуле:

$$M = f_1 + f_3 + S \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2, \tag{8}$$

где f_1 и f_3 описывают комплексные синглетную и триплетную амплитуды, а третье слагаемое ответственно за спин-спиновое взаимодействие, которое приводит к процессам с переворотом спина при рассеянии вперед. При обсуждении фазы амплитуды рассеяния на очень малые углы обычно полагают, что величина S пренебрежимо мала и, кроме того, что синглетное и триплетное (J = 0, J = 1) рассеяния ведут себя одинаковым образом.

Другими словами, считают, что отсутствует какая бы то ни было зависимость от спинов. Тогда амплитуда является обычным комплексным числом, скажем,

$$F(s, t) = D(s, t) + iA(s, t).$$
(9)

Фазу такой амплитуды можно определить по ее интерференции с кулоновской амплитудой. Изучая рассеяние на очень малые углы ($|t| \sim 10^{-3} - 10^{-2} (\Gamma_{2\theta/c})^2$), наблюдают интерференцию вещественной части амплитуды сильного взаимодействия с практически вещественной кулоновской амплитудой *).

Схематически можно записать

$$d\sigma/dt \sim |C + D + iA|^2, \tag{10}$$

где С — амплитуда кулоновского рассеяния. Тогда

$$d\sigma/dt \sim C^2 + A^2 + D^2 + 2CD. \tag{11}$$

Член C^2 известен, а последние два слагаемых в (11) приводят к отклонению от значения дифференциального сечения вперед, даваемого оптической теоремой, и отвечают за характерное поведение ($\sim t^{-1}$) углового распределения рассеянных частиц. Поэтому тщательные измерения углового распределения в области кулоновской интерференции позволяют получить отношение вещественной части амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части. Конечно, этот метод покоится на упомянутых выше предположениях и допущениях. Следует тут же отметить, что в настоящее время, кажется, не существует никакого другого метода непосредственного получения информации о фазе амплитуды при рассеянии на углы, отличные от 0°. Мы приводим некоторые экспериментальные результаты ⁶ на рис. 5.

В первом приближении можно считать, что в рассматриваемой области энергий вещественная часть составляет 20—30% мнимой, причем существует некая тенденция к уменьшению этой величины с ростом энергии. Вообще экспериментальная ситуация не совсем удовлетворительна, как это наглядно видно из разброса точек на рис. 5. Кривые, проведенные

^{*)} На самом деле фаза кулоновской амплитуды может быть вычислена (см. Н. А. Bethe, Ann. Phys. (N.Y.) 3, 190 (1958)) и по интерференции можно найти и фазу амплитуды сильного взаимодействия. (Прим. nepes.)

на рисунке, иллюстрируют результаты двух вычислений этого отношения с помощью дисперсионных соотношений для рассеяния вперед. Штриховые линии указывают возможные границы предсказаний ⁷, вытекающих



Рис. 5. Отношение вещественной части амплитуды упругого *pp*-рассеяния вперед к мнимой в функции от импульса в ЛС (данные ⁶). Предсказания дисперсионной теории, показанные сплошной и пунктирными линиями, обсуждаются в тексте.

из дисперсионных соотношений, с учетом неопределенности вклада от нефизической области. Сплошная линия соответствует результатам, полученным при определенных предположениях (полюсная аппроксимация) относительно этого вклада.

VII. РАССЕЯНИЕ ПРИ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ ИМПУЛЬСАХ, БОЛЬШИХ 1(Гэв/с)²

В последующем изложении мы будем называть процессы с передаваемыми импульсами больше 1 (Гэв/с)² рассеянием с большой передачей импульса. При этом мы имеем в виду, что согласно рис. 2 сечение таких процессов на несколько порядков величины меньше дифференциального сечения рассеяния вперед.

Первый существенный эксперимент⁸ в этой области передаваемых импульсов был поставлен в 1963 г. Результаты его показаны на рис. 6, где все сечения нормированы на значение, даваемое оптической теоремой. Данные, полученные в этом эксперименте, распределены несколько хаотическим образом по отношению к кинетическим переменным s и t. Это было обусловлено некоторыми ограничениями на экспериментальную установку, в которой использовался внутренний пучок ускорителя и детектировались оба протона в конечном состоянии. Однако общая картина проявляется достаточно четко. Наиболее важные черты состоят в очень сильной зависимости от энергии при фиксированной передаче импульса и более пологом графике зависимости от передаваемого импульса при очень больших его значениях. Было обнаружено⁹, что эти данные хорошо могут быть описаны простой формулой

$$s \left(d\sigma/d\Omega \right) = A \exp\left(- p_T/b \right), \tag{12}$$

где дифференциальное сечение записано в СЦИ, p_T — поперечная компонента импульса. Наилучшая подгонка к эксперименту получается при $A = (595 \pm 135) \ \text{мбарн} \cdot \Gamma \frac{3}{96^2}/cmep$ и $b = (158 \pm 3) \ M\frac{3}{6}/c$. Согласно



Рис. 6. Сечения упругого *pp*-рассеяния на большие углы, измеренные при разных энергиях (данные ⁸). Импульс в ЛС указан числом, стоящим вблизи соответствующей точки. Величина X обозначает отношение сечения к значению, даваемому оптической теоремой.

(12) сечение ведет себя как $\sim \exp(-s^{1/2})$ при фиксированном угле. Это поведение вызвало широкое обсуждение ¹⁰ в рамках термодинамических или статистических моделей. Было указано на четкое различие механизмов реакции в переднем пике (дифракция) и при рассеянии с большими передачами импульса (статистический механизм). В процессе статистического типа образуется промежуточное компаунд-состояние, которое распадается в любом из возможных конечных каналов. Вероятность распада в какойлибо заданный канал пропорциональна доступному фазовому объему. Поэтому вероятность перехода в два протона, соответствующего упругому рассеянию, быстро падает с ростом энергии, поскольку открывается все больше и больше новых каналов. Показано, что только за счет фазового пространства можно ожидать энергетической зависимости вида exp (-s^{1/2}). Однако чисто статистический механизм дает больше предсказаний, а именно — фазы и величины амплитуд парциальных волн должны быть распределены по закону случайных чисел. В этом случае следовало бы ожидать ¹¹ сильных флуктуаций в угловых распределениях протонов, как это, например, наблюдалось в некоторых ядерных реакциях. С целью обнаружения такого статистического поведения был поставлен эксперимент ¹² при 16,9 Гэе/с, в котором изучалось рассеяние в интервале углов от 67 до 90° в СЦИ. Экспериментальные результаты приведены на рис. 7. Там же показаны некоторые угловые распределения, получающиеся из соответствующей статистической модели. Последняя приводит к поведению с осцилляциями, тогда как экспериментально измеренные сечения ведут себя очень плавно. В действительности они могут быть аппрокси-



Рис. 7. Сечения упругого *pp*-рассеяния (в СЦИ), измеренные ¹² при 16,9 Гэв/с. Кривые показывают угловые распределения, ожидаемые при чисто статистическом поведении ^{11, 12}.

мированы формулой (12), в которой, однако, параметр b надо положить равным 225 ± 4 Мэе/с. Следовательно, этот эксперимент показывает, что рассеяние протонов с большими передаваемыми импульсами не определяется статистическими процессами, хотя важно иметь в виду, что простые рассмотрения фазового пространства действительно приводят к энергетической зависимости типа ехр (— $s^{1/2}$), оправдывающейся при рассеянии на углы вблизи 90°.

Дальнейшие убедительные peзультаты были получены в эксперименте ¹³, в котором было измерено дифференциальное сечение рассеяния протонов на 90° в СЦИ как функция энергии в интервале от 5 до 13 Гэв/с. Эти данные приведены на рис. 8. Следует отметить появление двух областей с экспоненциальными зависимостями от p_{cm}^2 и резким «изломежду ними при импульсе мом» налетающей частицы в ЛС около-8 Гэв/с. На основе этих данных было выдвинуто предположение, что этот резкий излом в сечении служит проявлением некой внутренней оболочки или ядра нуклона (с радиусом

~ 0,3 ферми). Предложенная модель ¹³ является простейшей дифракционной моделью. В ней нуклон состоит из различных «оболочек», которые проявляются на эксперименте соответственно характерным для них радиусом дифракции. Поэтому, в некотором смысле, рассеяния на малые и большие углы в этой модели рассматриваются единым образом.

Более поздние экспериментальные результаты ¹⁴ относительно угловых распределений в различных областях могут быть достаточно хорошо описаны моделью такого типа. На рис. 9 показана более детальная картина ¹⁵, которую следует обсудить подробнее. На этом рисунке сечение $d\sigma^+/dt$, отложенное по оси ординат, равно экспериментально измеренному сечению $d\sigma/dt$, умноженному на сомножитель, изменяющийся от единицы в переднем направлении до половины при 90° с целью учета тождественности частиц. По оси абсцисс отложена величина $\beta^2 p_T^2$, где β означает скорость протона в СЦИ. Довольно впечатляющая подгонка данных по протон-протонному рассеянию в интервале изменения сечения на 12 порядков получается, если использовать формулу

$$d\sigma^{+}/dt = \sum_{i=1}^{3} c_{i} \exp\left(-\beta^{2} p_{T}^{2}/g_{i}\right), \qquad (13)$$



Рис. 8. Сечения упругого pp-рассеяния на 90° (в СЦИ) в функции от квадрата импульса в СЦИ (данные ³, ⁸, ¹², ¹³).



Форма кривой, предложенной Кришем, объяснена в тексте.

Рис. 10. Дифференциальные сечения *pp*-рассеяния (данные ², ¹², ¹⁴, ¹⁶).

На графике изображена зависимость сечений в СЦИ от поперечного импульса Там же_приведена Орировская кривая (уравнение 12)). где c_i и g_i — постоянные, определяемые при подгонке. Модель ^{13, 15}, предложенная для объяснения такого поведения, в основных своих чертах является дифракционной. В ней три наклона, ясно видных на рис. 9, характеризуют собой рождение пионов. каонов и нуклон-антинуклонных пар *).

Представляется разумным сопоставить экспериментальные данные с очень простой формулой (12). Это сделано на рис. 10¹⁶. Ясно видны четкие отклонения от этой зависимости, проявляющиеся в виде слабых осцилляций.

VIII. НЕДАВНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Интересное поведение угловых распределений, продемонстрированное на приведенных выше рисунках, подчеркивает необходимость получения достаточно хороших данных об угловых распределениях по возможно более широкому интервалу энергий и передаваемых импульсов.



Рис. 11. Дифференциальные сечения упругого *pp*-рассеяния в функции от *t* (данные 1, 3, 12, 14, 16, 17). Кривые проведены «на глаз». Значения сечений при фиксированных углах рассеяния в СЦИ приведены для 60°, 80° и 90°.

На рис. 11 приводятся полученные недавно экспериментальные результаты об угловых распределениях ¹⁷. Наиболее полные данные были получены вплоть до энергий 19,2—19,3 Гэв. На рисунке приведены диффе-

^{*)} А. D. Krisch указывает, что результаты последних экспериментов не удается согласовать со столь простой интерпретацией областей. (Прим. перев.)

ренциальные сечения при энергиях от 1,69 до 21,3 Гэв в функции от кинематической переменной t. Ломаные линии, проведенные на рисунке, соединяют сечения, измеренные при фиксированных углах в СЦИ. Излом в сечениях при 90°, отмеченный на рис. 8, проявляется и здесь. Однако наиболее заметной чертой распределений на рис. 11 является развитие структуры в угловом распределении с ростом энергии. При 19,2 Гэв/с заметно четкое плечо при $|t| = 1.6 (Гэв/с)^2$. При более низких импульсах, например при 7 Гэв/с, угловое распределение довольно плавное. При 12 Гэв/с есть некое указание на наличие структуры, хотя данные довольно бедные. Кажется разумным считать, что явление излома, отмеченное выше, является всего лишь проявлением развития той структуры, которая заметна на рис. 11. Такая структура не является чем-то исключительным для протон-протонного рассеяния. В действительности, в той или иной степени она наблюдается ¹⁸ и в $\pi^{\pm}p$ -, $K^{-}p$ - и рр-рассеянии. Это, конечно, не означает однозначно, что механизмы реакций везде одинаковы, но ясно указывает на то, что данные можно описать некоторой оптической дифракционной моделью.

В качестве другого следствия из экспериментальных данных следует отметить сильную энергетическую зависимость сечений при фиксированной передаче импульса. Это демонстрируется ¹⁹ на рис. 12, где заметен особенно быстрый спад для больших |t|.

IX. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РАССЕЯНИЯ ВНЕ ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА

1. Введение

Количество теоретических работ по рассеянию при высоких энергиях огромно. Поэтому мы не намереваемся в последу-

ющих разделах давать систематический обзор этих работ, а обсудим лишь некоторые предложения, стимулировавшие дальнейшие исследования.

Важное замечание, сделанное Ву и Янгом ²⁰ в 1965 г., связывает рассеяние протонов на протонах (с большими передачами импульса при высоких энергиях: $s \gg M^2$, $|t| \gg M^2$) с электромагнитным формфактором протона. Основной аргумент состоял в том, что при протон-протонных упругих соударениях оба протона приобретают большие поперечные импульсы, не разрушаясь, тогда как при аналогичных ер-соударениях важна структура только одного протона. Следовательно, представляется разумным связать сечение ер-рассеяния с квадратным корнем из сечения

8 УФН, т. 101, в. 3





Экспериментальные данные взяты из работ ^{1, 3, 12, 14, 16}. Большинство точек работ ^{1, 3, 12, 14, 16}. Большинство точек получено интерполяцией этих данных. *pp*-рассеяния или, что эквивалентно, электромагнитный формфактор с корнем четвертой степени из сечения *pp*-рассеяния. Далее, Ван-Хов²¹ показал, что кварковая модель нуклона приведет в дифракционной области *pp*-рассеяния к соотношению

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_0 [G(t)]^4.$$
(14)

Оказалось, что это соотношение достаточно хорошо оправдывается для $|t| \leqslant 0.5 \ (\Gamma_{\partial \theta}/c)^2$. Качественное согласие с «законом четвертой степени»





Кривал, проведенная через точки, дает подгонку по дипольной формуле (уравнение (15)). было обнаружено и при больших передаваемых импульсах. Следует отметить, что, считая протонный формфактор заданным «дипольной» формулой (которая хорошо описывает данные эксперимента; рис. 13), имеющей вид ²²

$$G_M(t) \sim [\mu^2/(\mu^2 - t)]^2$$
 (15)

с $\mu^2 = 0.71$ Гэв², получим, что $G_M(t)$ падает примерно в 10³ раз при передачах импульса |t| = 25 (Гэв/с)². Из рис. 6 следует, что сечение *pp*-рассеяния падает примерно в 10¹² раз при тех же передачах импульса. Поэтому качественно «закон четвертой степени» выполняется.

Замечание Ву и Янга стимулировало ряд феноменологических направлений исследований. В дальнейшем мы коснемся двух из них. Первое имеет дело с введением дополнительного члена во взаимодействие. Второе касается опти-

ческих моделей и их обобщений. Поскольку в настоящее время не виднокакого-либо разумного пути учета спинов, их влиянием обычно пренебрегается.

2. Взаимодействие ADG

Абарбанел, Дрелл и Джилмен²³ (ADG) предположили, что амплитуда *pp*-рассеяния состоит из двух частей. Одна из них представляет дифракционный «хвост», быстро спадающий при фиксированной передаче импульса с ростом энергии (см. рис. 12), а другая определяется точечным взаимодействием типа «ток на ток», которое зависит от передаваемого импульса. По мере роста энергии контактный член должен играть все бо́льшую роль. Сечение записывается в виде

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_0 \left[aG_{\boldsymbol{M}}^2(t) + R(s, t) \right]^2, \tag{16}$$

где *а* не зависит от *s* и *t* и R(s, t) исчезает при $s \to \infty$ для больших |t|. Разумный вид функции R(s, t) мог бы быть получен из теории полюсов Редже, например

$$R(s, t) = \beta(t) \left[1 + \exp(-i\pi\alpha(t))\right] \left[\sin \pi\alpha(t)\right]^{-1} s^{\alpha(t)-1};$$
(17)

здесь β (t) и α (t) обозначают соответственно вычет и траекторию полюса. Конкретный рассматриваемый полюс мог бы быть полюсом Померанчука или вакуумной траекторией. Контактное взаимодействие в векторной форме связано с теми же токами, которые определяют формфакторы, измеряемые в слабых и электромагнитных процессах. При дополнительном предположении это взаимодействие было связано с обменом гипотетическим σ (I=0)-мезоном в низкоэнергетическом феноменологическом описании нуклонов. Абарбанел и др. нашли унитарную амплитуду рассеяния

1

10-1

в этой теории и провели вычисления, приведшие к результату, показанному на рис. 14. Полученное угловое распределение оказалось довольно плавным и совпадающим с точностью до множителя 2-3 с экспериментальными данными при $s \approx$ $\approx 60 \Gamma \partial \theta^2$. Следует отметить, что отсутствие структуры в распределениях, даваемых этой моделью, является ее серьезным недостатком (см. рис. 11). Однако излагаемая точка зрения и идея появления и идея появления новых характерных черт с ростом s и t, несомненно, представляют инте-рес. Кроме того, основа теории S здесь коренным образом отлична от того, что постулируется в оптических моделях, к которым мы сейчас перейдем. Следовательно, ее обсуждение важно и с точки зрения будущих экспериментов при более высоких энергиях.

3. Оптические модели

В последних работах по оптическим моделям для ppрассеяния обе частицы рассматриваются как пространственно-протяженные объекты, проходящие друг через друга с соответствующим поглощением.



Результаты вычисления сечения Рис. 14. *pp*-рассеяния Абарбанелом и др. ²³.

Сплошная линия — вычисленное ссчение, штрахо-вая линия — четвертая степень формфактора. Ордината та же, что и на рис. 6.

Упругое рассеяние представляет собой результат распространения такой ослабленной волны. Математический аппарат, используемый в вычислениях, сводится к методу эйконала и применению преобразований Фурье — Бесселя.

При высоких энергиях и малых углах можно записать амплитуду рассеяния в виде

$$f(s, t) = ip \int_{0}^{\infty} J_{0}(qb) \left[1 - e^{i\chi(b)}\right] b \, db = ip \langle 1 - e^{i\chi} \rangle, \tag{18}$$

где p — импульс, b — прицельный параметр, $q = (-t)^{1/2}$ и $\chi(b)$ — эйкональная функция. Угловые скобки означают сокращенное обозначение 8*- для преобразования Фурье — Бесселя. Можно также записать

$$e^{i\chi(b)} - 1 = \frac{i}{p} \int_{0}^{\infty} q \, dq \, J_{0}(qb) \, f(s, -q^{2}) \equiv \frac{i}{p} \langle f \rangle.$$
⁽¹⁹⁾

В модели Чоу и Янга²⁴ (исследованной также Дюраном и Липесом²⁵) сила взаимодействия или сдвиг фазы в соударениях адронов выбираются пропорциональными количеству участвующего в реакции вещества. Оно задается при малых углах фурье-бесселевым преобразованием произведения формфакторов двух адронов, т. е.

$$i\chi = -c \langle F_1^2(t) \rangle, \tag{20}$$

где с— постоянная, а F_1 — электрический формфактор. Можно также использовать магнитный формфактор.

Уравнение (18) может быть записано в виде ряда

$$f = ip \langle 1 - e^{i\chi} \rangle = -ip \sum_{n=1}^{\infty} \left\langle \frac{(i\chi)^n}{n!} \right\rangle.$$
(21)

По аналогии с теорией Глаубера ²⁶ рассеяния на системах со сложной структурой, таких как ядра, члены с $n = 1, 2, 3, \ldots$ ряда (21) можно отождествить с однократным, двукратным, тройным и т. д. рассеянием. Если затем мы отождествим χ со вкладом от однократного рассеяния, то согласно соотношению (20) получим «закон четвертой степени» (14) для сечения, обусловленного цервым членом в (21).

Если взять член, отвечающий однократному рассеянию, чисто мнимым, $\chi = ia$, то уравнение (21) может быть записано следующим образом:

$$\frac{f}{p} = i \left[\langle a \rangle - \frac{\langle a^2 \rangle}{2!} + \frac{\langle a^3 \rangle}{3!} - \dots \right].$$
(22)

Амплитуда при этом чисто мнима, а последовательные члены имеют разные знаки, что приводит к структуре осцилляционного типа в угловом распределении. Дюран и Липес²⁵, а также Чоу и Янг²⁴ детально рассчитали такую модель. Результат, полученный последними авторами, приведен на рис. 15, где он представлен так же, как это сделано на рис. 9. При вычислениях была использована эмпирическая подгонка данных для F₁. Оказывается, что положение провалов очень чувствительно к выбору формфактора. Так, например, Дюран и Липес получили совершенно другие результаты, используя дипольную формулу типа (15) для магнитного формфактора. Следует отметить, что опыт работы с моделями типа глауберовской в ядерной физике показывает, что глубокие дифракционные провалы могут исчезать в сечении из-за наличия вещественной части амплитуды рассеяния. Это может оказаться причиной того, что в угловом распределении упругого *pp*-рассеяния при современных ускорительных энергиях отсутствует сильно развитая структура. Рис. 15 показывает также, как могут генерироваться «изломы». Они появляются просто в результате возрастания роли членов, отвечающих многократному рассеянию, в рядах типа (21) или (22). Следует помнить, что в этих рядах имеется первый член, обусловленный достаточно гладким распределением вещества. Следовательно, структура в поведении сечений не обязательно связана со структурой в распределении вещества, как это подчеркивается в оболочечной модели, подразумеваемой, например, уравнением (13).

Здесь уместно отметить различие между моделью ADG и только что обсуждавшейся, где вид дифракционного члена сам определяется плотностью распределения заряда в протоне. Можно рассмотреть связь оптической модели такого типа с фундаментальными механизмами взаимодействия. Было предположено, что вклады полюсов Редже могут быть идентифицированы с эйкональной функцией. Если это сделать, то члены в уравнении (21) с $n \ge 2$ будут



Рис. 15. Дифференциальные сечения рассеяния протонов (см. рис. 9) и результаты вычислении Чоу и Янга²⁴ по оптической модели.

Было принято $\beta^2 p_{\perp}^2 = -t$ для сравнения теории и эксперимента.

Рис. 16. Результаты вычислений *pp*-рассеяния Фраучи и Марголиса³¹ для импульсов'в ЛС от 10 до 1600 Гэв/с (экспериментальные данные^{3, 8, 16}).

4

обладать аналитической структурой реджевских разрезов. Ансельм и Дятлов²⁸ впервые заметили, что ряд по реджевским разрезам, возникающим из обмена многими полюсами Померанчука, должен приводить к осцилляциям в сечениях вследствие поочередной смены знаков у последовательных членов этого ряда.

Этим явно вводится общая идея многократного рассеяния при соударениях протонов с большой передачей импульса. Этот факт может быть интерпретирован и с точки зрения модели кварков, в которой большие передачи импульсов получаются в результате последовательности малых передач между кварками, из которых состоят нуклоны. Наглядное обсуждение рассматриваемой проблемы с этой точки зрения было проведено Коккони²⁹, который связал гауссово поведение по переданным импульсам на малых углах (уравнение (14)) с экспоненциальным поведением при больших углах (уравнение (12)).

12,1 ГЭВ/С, 12,4 ГЭВ/С,

18.4 T38/C,

=1 Гэв²

0,82 (Гэв/с),²

10 [38/C

20

30

70

Б

5

Δ

2146

Возвращаясь вновь к оптической модели, необходимо упомянуть работы Чиу и Финкельстейна ³⁰ и Фраучи и Марголиса ³¹. Исследование Чиу и Финкельстейна вытекает непосредственно из модели Чоу и Янга, тогда как работа Фраучи и Марголиса связана с более ранней работой Ансельма и Дятлова. Эти вычисления вызваны желанием ввести в *pp*-рассеяние энергетическую зависимость, которая явно заметна при современ-



ных энергиях, но полностью игнорируется в модели Чоу и Янга, применимой, строго говоря, лишь к асимптотическому поведению сечений.



Рис. 17. Подгонка сечений упругого рассеяния протонов в модели Чиу и Финкельстейна ³⁰ (данные ³, ¹⁶, ¹⁷).

Рис. 18. Результаты модели Чиу и Финкельстейна ³⁰ для упругого *pp*-рассеяния (данные ^{3, 16, 17}).

Кривые I и III отвечают чисто мнимым вкладам в амплитуду рассеяния, кривая II — чисто действительному.

Фраучи и Марголис рассматривают прямолинейную реджевскую траекторию полюса Померанчука в виде

$$\alpha_P(t) = 1 + \alpha' t \tag{23}$$

и используют формализм Глаубера для получения членов, описывающих многократное рассеяние. Некоторые из их результатов показаны на рис. 16, где выбрано $\alpha' = 0.82 \ (\Gamma_{\vartheta \theta}/c)^{-2}$, а энергии меняются вплоть до соответствующих возможностям будущих ЦЕРНовских встречных пучков (1600 $\Gamma_{\vartheta \theta}/c$). Видна сильная зависимость от энергии и некоторая структура. Другие заключения, вытекающие из модели, состоят в том, что полное сечение будет расти при очень больших энергиях, а отношение реальной части к мнимой в амплитуде рассеяния вперед станет положительным. Все эти возможности весьма интересны с экспериментальной точки зрения, в особенности потому, что в Серпухове уже доступны протоны с энергией около 70 $\Gamma_{\vartheta \theta}$. Чиу и Финкельстейн рассматривают амплитуду вида

$$f = P + R, \tag{24}$$

где P отвечает за вклады типа модели Чоу — Янга, которые формально соответствуют фиксированному полюсу Померанчука, а R означает истинно

реджевские полюсные вклады типа уравнения (17). Например, траектории, на которых лежат ω и f^0 (1250), включены в R. В терминах картины многократного рассеяния имеем схематически

$$f = P^{n} + (R + RP^{n}) + (RR + RRP^{n}) + \dots,$$
(25)

где *Pⁿ* означает суммарный вклад всех членов. содержащих обмен только полюсами Померанчука (этот вклад был рассмотрен Фраучи и Марголисом для случая движущегося полюса Померанчука). Этот член описывает асимптотическую амплитуду. Член *RPⁿ* представляет собой сумму всех членов, ли-R;нейных по член RRP^n — сумму членов, билинейных по R, и д. При вычислениях параметры Р были взяты из модели Чоу-Янга, а параметры R — из подгонки по энергетической зависимости экспериментальных данных.

Некоторые результаты приведены на рис. 17 и 18. Хорошо воспро-



Рис 19. Предсказания для *pp*-рассеяния при очень высоких энергиях (25—1700 *Гэв*) из модели Чиу и Финкельстейна ³⁰.

Заменим, что горизонтальная ось начинается при $|t| = 0.8 (\Gamma_{38/c})^2$

изводится структура сечений. Энергетическая зависимость их использована для подгонки. На рис. 18 показаны составные части сечения. Кривая I соответствует чисто мнимым вкладам от обменов только полюсами Померанчука. Кривая II возникает от членов, линейных по R, а потому вещественных. Кривая II связана с членами, билинейными по R, и, следовательно, вновь определяется вкладом от мнимой части амплитуды. Поэтому из рассматриваемой модели следует, что амплитуда в области «плеча» в угловом распределении протонов является почти вещественной. На рис. 19 показаны некоторые предсказания для более высоких энергий, которые можно сопоставить с кривыми рис. 16. Ясно, что при очень высоких энергиях сечения в такой гибридной модели Чиу и Финкельстейна намного больше сечений, получающихся в модели с движущимся полюсом Померанчука при одинаковом значении передаваемого импульса. И вновь мы сталкиваемся с интересным предсказанием для



Рис. 20. Результаты вычислений упругого *pp*-рассеяния, проведенных Греко ³², с использованием модели типа Венециано.

Различные кривые приведены для заданного импульса в лабораторной системе координат (от 12,1 до 21,3 Гэв/с) (экспериментальные данные^{14, 16, 17}).

что *pp*-рассеяние на большие углы может быть проявлением минимального взаимодействия, согласующегося с нижней границей. Ограничение снизу на амплитуду рассеяния может быть записано в виде

$$f(s, \theta) \gg \operatorname{const} \cdot \exp\left[-c(\theta) \, s^{\gamma} \ln s\right],\tag{26}$$

где c (θ) и γ положительны.

Оценки Церулуса и Мартена привели к значению $\gamma = 1/2$. Можно показать ³⁶, что линейно растущие траектории Редже приводят к $\gamma = 1$. Доступные в настоящее время данные о рассеянии с большой переда-

будущих экспериментов при энергиях от 70 Гэв до 1600 Гэв.

Следует упомянуть также недавние вычисления, проведенные Греко³², который использовал подход многократного рассеяния, во многом подобный подходу Фраучи и Марголиса, но применил амплитуду рассеяния типа задаваемой моделью Венециано³³. В этой амплитуде нет резонансов в прямом канале, а каналы t и u идентичны. Наклон траектории Померанчука выбран равным 1 (Гэв/с)². Результаты вычислений приведены на рис. 20. Получена довольно хорошая подгонка в широком интервале s и t, хотя наблюдаются некоторые отклонения в области плеча, обна-19,3 Гэв/с (см. руженного при рис. 11). Модель предсказывает слабый логарифмический рост полного сечения вследствие глауберовского теневого эффекта в многократном рассеянии (то же справедливо и для модели Фраучи и Марголиса).

Кроме того, предсказывается, что модуль отношения вещественной части амплитуды и мнимой в рассеянии вперед слегка падает при более высоких энергиях, т. е. само отношение растет.

4. Другие теоретические работы

Изучалась аналитическая структура амплитуды рассеяния ³⁴ с целью определения нижней границы ее при фиксированном угле. Такой подход привел к идее ³⁵ о том, чей импульса никоим образом не противоречат ни одной из этих возможностей.

Структура в угловом распределении была связана ³⁷ с соответствующими структурами, наблюденными в $\pi^{\pm}p$ -, $K^{-}p$ - и pp-рассеянии путем анализа, использующего полюса Редже. Баргер и Филипс ³⁷ утверждают, что максимумы и минимумы в угловых распределениях обусловлены тем, что траектории с нулевым изоспином проходят в этих точках через эначения $\alpha(t) = 0, -1, -2, \ldots$ Таким образом, модель этого сорта приводит к структуре в угловых распределениях за счет механизма, отличного от рассмотренного выше в моделях с многократным рассеянием.

х. обсуждение и выводы

Важным аспектом последних работ по *pp*-рассеянию является явное введение идеи о многократном рассеянии с целью объяснения различных характерных черт экспериментальных данных. Естественно, если это важно для упругого pp-рассеяния, то может оказаться существенным и в неупругих рр-процессах и, конечно, должно проявиться в упругом рассеянии других адронных систем. Действительно, должна существовать некоторая связь между обсуждениями структур, обнаруженных в $\pi^{\pm}p$ -, К-р- и рр-системах. Это связано и с теми аргументами относительно реджевских траекторий, которые были изложены выше. Относительно взаимодействия ADG можно было бы считать, что, даже если оно присутствует, «хвост» многократного дифракционного рассеяния может маскировать его при энергиях, которые будут доступны нам, и при наименьших сечениях, которые только можно измерить. Следует помнить, что сейчас наименьшее измеренное сечение⁸ pp-рассеяния равно примерно 10⁻³⁵ см² стер⁻¹ в ЛС (см. рис. 6). В дальнейшем при более высоких энергиях можно будет уменьшить эту величину на несколько порядков. Однако неясно, приведет ли это к решению проблем, связанных с интересным предложением ADG. Наконец, перечислим стоящие перед нами интересные экспериментальные задачи.

1) Точные измерения полных сечений вплоть до самых больших доступных энергий. Теперь данные при 70 Гэв (Серпухов), вскоре при 200 Гэв (Вестон) и при 1600 Гэв «эквивалента» (встречные пучки в ЦЕРН) ответят на вопрос о том, растет полное сечение или нет.

2) Необходимо провести хорошие измерения углового распределения, начиная, скажем, с 8 Гэв и выше (вплоть до 1600 Гэв), в области структуры этих распределений при $|t| \approx 1.6 (Гэв/с)^3$. Не следует забывать о возможности развития этой структуры и при больших значениях |t|.

3) Нужно провести больше измерений фазы амплитуды при современных энергиях. Работа, ведущаяся в Серпухове при энергиях вплоть до 70 Гэв, будет жизненно важной для определения энергетической зависимости фазы.

4) Следует измерять поляризацию при бо́льших значениях | t | в области высоких энергий. Надо поискать корреляцию между поведением поляризации и структурой углового распределения.

5) Можно рассмотреть также поляризационные эффекты высших порядков, так как модель полюсов Редже предсказывает ³⁸, что они не обязательно должны «вымирать» с ростом энергии. В этой связи весьма существенным представляется дальнейшее развитие поляризованных протонных пучков.

6) Очень важны измерения сечений при наибольших возможных *t* и *s*. Постановка в Серпухове при 70 *Гэв* экспериментов типа поставленного при 30 *Гэв*⁸ нам кажется вполне возможной.

В заключение заметим, что именно в *pp*-рассеянии могут быть проведены наиболее точные измерения и выполнение намеченной выше программы должно привести к дальнейшему существенному выяснению динамики взаимодействия адронов.

Я благодарен Ц. В. Чиу за обзор ³⁹ теоретических работ по *pp*-рас-сеянию. Обсуждения с К. Шлюпманом очень стимулировали мою работу.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- D. V. Bugg et al., Phys. Rev. 146, 980 (1966); W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138, B913 (1965); G. Bellettini et al., Phys. Lett. 14, 164 (1965); K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 19, 857 (1967).
 K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 11, 425 (1963).
 D. V. Bugg et al., Phys. Rev. 133, B1017 (1964); J. Fujii et al., Phys. Rev. 128, 1836 (1962); W. J. Fickinger et al., Phys. Rev. 125, 2082 (1962); B. Cork et al., Phys. Rev. 107, 859 (1957); G. A. Smith et al., Phys. Rev. 123, 2160 (1961); A. N. Diddens et al., Phys. Rev Lett. 9, 108 (1962); K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 11, 425 (1963); A. R. Clyde et al., UCRL 11441 π 16275; D. Harting et al., Nuovo Cimento 38, 60 (1965).
 P. Grannis et al., Phys. Rev. 148, 1297 (1966); H. A. Neal, M. J. Lon-go, Phys. Rev. 161, 1374 (1967); N. E. Booth et al., Phys. Rev. Lett. 21, 651
- G. Frankin, F. G. Fan, First, Rev. 148, 1297 (1966); H. A. Ne al, M. J. Long, go, Phys. Rev. 161, 1374 (1967); N. E. Booth et al., Phys. Rev. Lett. 21, 651 (1968); M. Borghini et al., Phys. Lett. 24B, 77 (1966).
 R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A65, 175 (1952); L. Wolfenstein, J. Ashkin, Phys. Rev. 85, 947 (1952). H. P. Stapp, Phys. Rev. 103, 425 (1952).

- J. Ashkin, Phys. Rev. 80, 944 (1902). II. I. Down F. F. (1956).
 A. E. Taylor et al., Phys. Lett. 14, 54 (1965); L. Kirillova et al., Phys. Lett. 13, 93 (1964); E. Lohrmann et al., Phys. Lett. 13, 78 (1964).
 I. I. Levintov, G. M. Adelson Velsky, Phys. Lett. 13, 185 (1964); P. Söding, Phys. Lett. 8, 285 (1964).
 G. Cocconi et al., Phys. Rev. 138, B165 (1965).
 J. Orear, Phys. Lett. 13, 190 (1964).
 G. Fast, R. Hagedorn, Nuovo Cimento 27, 208 (1963); G. Fast et al., Nuovo Cimento 27, 856 (1963); L. W. Jones, Phys. Lett. 8, 287 (1964); G. Cocconi, Nuovo Cimento 33, 643 (1964); R. Hagedorn, Nuovo Cimento 35, 216 (1965); A. Bialas, V. Weisskopf, Nuovo Cimento 35, 1211 (1965).
- 11. Т. Егісзоп, CERN ТН 406 (1964); Т. Егісзоп, Ann. Phys. 23, 390 (1963);
 Т. Егісзоп, Т. Мауег-Кискик, Ann. Rev. Nuc. Science 16, 183 (1966) (см. перевод: УФН 92, 271 (1967)).

- (см. перевод: УФН 92, 271 (1967)).
 12. J. V. Allaby et al., Phys. Lett. 23, 389 (1966).
 13. L. W. Akerlof et al., Phys. Rev. 159, 1138 (1967).
 14. J. V. Allaby et al., Phys. Lett. 25B, 156 (1967).
 15. A. D. Krisch, Phys. Rev. Lett. 19, 1149 (1967).
 16. J. V. Allaby et al., Phys. Lett. 27B, 49 (1968).
 17. J. V. Allaby et al., Phys. Lett. 28B, 67 (1968); Ряд данных на рис. 11 взят из: H. Palevsky et al., B. N. L. 11360 (1967); С. М. Апkenbrandt et al., Phys. Rev. 170, 1223 (1968); J. Orear et al., Phys. Rev. 152, 1162 (1966).
 18. A. Ashmore et al., Phys. Rev. Lett. 21, 387 (1968).
 19. J. V. Allaby et al., Proc. Conf. on Hadron Collisions CERN 68-8, crp. 580.
 20. T. T. Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. 137, B709 (1965).
 21. L. Van Hove, Proc. Stony Brook Conf. on High Energy Two-Body Reactions, 1966.
 22. R. Diebold, SLAC PUB-369 (1968).

- 22. R. Diebold, SLAC PUB-369 (1968). 23. H. D. I. Abarbanel et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 280 (1968); SLAC PUB-476 (будет опубликовано в Phys. Rev.).
- 24. Т. С. ho u, C. N. Y ang, Proc. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Struc-ture (1967) (G. Alexander, Ed.), North-Holland, Amsterdam, 1967, стр. 348; также Phys. Rev. 170, 159 (1968); Phys. Rev. Lett. 20, 1213 (1968).
- 25. L. D ur an d, R. Li p es, Phys. Rev. Lett. 20, 637 (1968).
 26. R. J. G I a u b e r. Lectures in Theoretical Physics, vol. 1 (W. E. Brittin, Ed.) Interscience Pub. Inc., New York, 1959; High Energy Physics and Nuclear Structure (1967), стр. 311.
- 27. R. L. Arnold, Phys. Rev. 153, 1523 (1967).
- 28. А. А. Ансельм. И. Т. Дятлов, Phys. Lett. 24B, 479 (1967); ЯФ 6, 591, 603 (1967).

- 29. G. Cocconi, Nuovo Cimento 57A, 837 (1968). 30. C. B. Chiu, J. Finkelstein, Nuovo Cimento 57A, 649 (1968); 59A, 92 (1969).

- (1909).
 31. S. Frautschi, B. Margolis, Nuovo Cimento 56A, 1155 (1968).
 32. M. Greco, Frascati preprint LNF 69/30 (1969).
 33. G. Veneziano, Nuovo Cimento 57A, 190 (1968).
 34. F. Cerulus, A. Martin, Phys. Lett. 8, 80 (1964): A. Martin, Nuovo Cimento 37, 671 (1965).
 25. L. Kipochi to, Phys. Rev. Lett. 42, 257 (4064).
- 35. J. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. **12**, 257 (1964). 36. C. B. Chiu, C. I. Tan, Phys. Rev. **162**, 1701 (1967); R. J. Eden, C. I. Tan, Phys. Rev. 172, 1583 (1968).
 37. V. Barger, R. J. N. Phillips, Phys. Rev. Lett. 20, 564 (1968).
 38. E. Leader, Rev. Mod. Phys. 38, 476 (1966).
 39. C. B. Chiu, University of Cambridge preprint HEP 69-3.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

Редакция считает целесообразным дополнить список цитированной профессором А. Везереллом литературы следующими теоретическими работами советских авторов (составлено О. А. Хрусталевым):

К разделу V:

1. И. М. Левинтов, ЖЭТФ 56, 2155 (1969).

К разделу VI:

- 2. S. P. Allilujev, S. S. Gerstein, A. A. Logunov, Phys. Lett. 18, 195 (1965).
- 3. А. А. Логунов, О. А. Хрусталев, Препринт ИФВЭ 67-64-К (1967), 69-20 (1969), 69-21 (1969).
- 4. И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 52 (1967).
- Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, Изв. АН СССР, сер. физ. (в печат∎).

К разделу IX, 1:

5. А. А. Логунов, О. А. Хрусталев, Препринт ИФВЭ, 69-21 (1969)

К разделу IX, 3:

- 6. V. R. Garsevanishvili, V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze, Phys. Lett. 29B, 292 (1969), Trieste IC/69/87 (1969).
 7. В. Р. Гарсеванишвили, С. В. Голосконов, В. А. Матвеев, Л. А. Слепченко, ЯФ 10, 627 (1969).
 8. В. Н. Акимов, И. М. Дремин, И. И. Ройзен, Д. С. Чернавский ЯФ 7, 629 (1968).
- ский, ЯФ 7, 629 (1968).

- 9. В. Н. Грибов, ЯФ 9, 424 (1969). 10. В. Н. Грибов, А. А. Мигдал, ЯФ 8, 1002 (1968). 11. О. А. Кhrustalev, V. I. Savrin, N. E. Tyurin, Communications JINR, E2-4479 (1969).
- 12. В. В. Анисович, О. А. Хрусталев, ЯФ 9, 1258 (1969). 13. И. М. Дремин, ЯФ 6, 153 (1967).
- 14. И. В. Андреев, И. М. Дремин, Письма ЖЭТФ 6, 810 (1967); ЯФ 8. 814 (1968).
- 15. I. V. Andreev, I. M. Dremin, I. M. Gramenitskii, Nucl. Phys. **B10**, 137 (1969).
- 16. В. И. Саврин, О. А. Хрусталев, ЯФ 8, 1016 (1968). 17. В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, О. А. Хрусталев, ЯФ 10, 856 (1969). 18. А. А. Ансельм, И. Т. Дятлов, ЯФ 9, 416 (1969).

К разделу IX, 4:

19. A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Phys. Lett. 24B, 620 (1967).