

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



10/5-77

P2 - 10073

П-64

16/2-77

И.К.Поташникова

РЕДЖЕ-АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ
ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

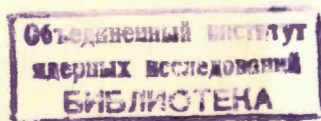
1976

P2 - 10073

И.К.Поташникова

РЕДЖЕ-АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ
ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Направлено в ЯФ



В работе /1/ были определены дифференциальные сечения упругого рассеяния π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} на протонах при импульсах 40 ГэВ/с для отрицательных и 45 ГэВ/с для положительных частиц. Цель настоящей работы - анализ этих результатов и ранее известных данных по дифференциальным сечениям при высоких энергиях на основе реджевской схемы.

I. ВКЛАД В АМПЛИТУДУ РАССЕЙНИЯ РЕДЖИОНОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИГНАТУРОЙ

I. Кроссовер-эффект. Для выделения вклада реджионов рассмотрим разность дифференциальных сечений

$$\Lambda^{NP}(s, t) = \frac{d\sigma^{\bar{xp}}}{dt}(s, t) - \frac{d\sigma^{xp}}{dt}(s, t), \quad /1/$$

где $\frac{d\sigma^{xp}}{dt}(s, t)$ и $\frac{d\sigma^{\bar{xp}}}{dt}(s, t)$ - сечения рассеяния час-

тицы и античастицы на протоне; s и t - квадраты полной энергии и переданного 4-импульса в с.ц.м.

Из рис. 1 видно, что $\Lambda^{NP}(s, t)$ дважды меняет знак при $t \approx -0,2 / \text{ГэВ}/c^2$ и при $t \approx -0,7 / \text{ГэВ}/c^2$.

Изменение знака $\Lambda^{NP}(s, t)$ при $t \approx -0,2 / \text{ГэВ}/c^2$ широко известно под названием кроссовер-эффекта. Ограничившись вкладами померона P и лидирующих реджионов f , ω , ρ , A_2 , можно записать

$$\frac{d\sigma^{xp}}{dt} = \left| f_P^{xp} + f_{R_+}^{xp} + f_{R_-}^{xp} \right|^2. \quad /2/$$

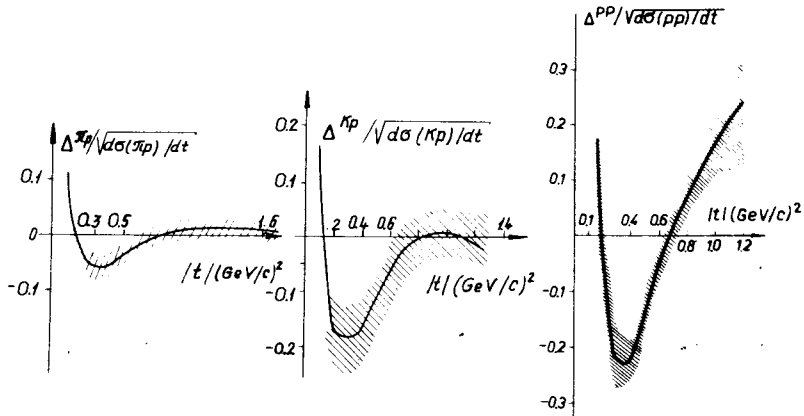


Рис. 1. Значения $\Delta^{xp} \left(\frac{d\sigma}{dt}(xp) \right)^{-1/2}$, определенные из результатов работы /1/ а/ для $p\pi$ -рассеяния, б/ для Kp -рассеяния, в/ для pp -рассеяния.

Здесь f_P^{xp} - померонная часть амплитуды рассеяния. $f_{R\pm}^{xp}$ - суммарные вклады реджионов с положительной (ω, ρ) или отрицательной (ω, ρ) сигнатурой. Будем считать, что в f_P и f_R включены также все поправки от вакуумных перерассеяний, т.е.

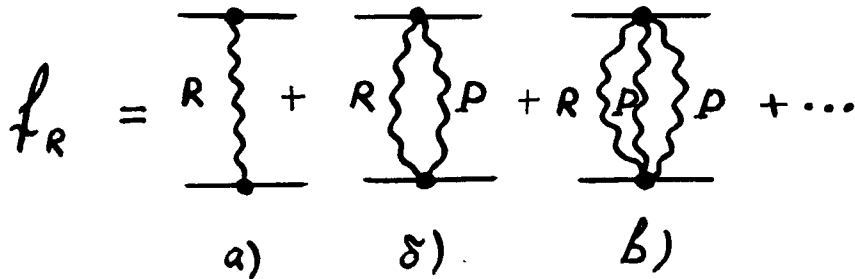


Рис. 2

Из /1/ и /2/ следует, что

$$\Lambda^{xp}(s, t) \approx 4 \operatorname{Im} f_P^{xp}(s, t) \cdot \operatorname{Im} f_{R-}^{xp}(s, t). \quad /3/$$

Здесь пренебрегается реальной и спин-флип частями амплитуды $f_P^{xp}(s, t)$. Кроме того, считается, что все лидирующие реджионы имеют универсальную траекторию $\alpha_R(t) = \alpha_R(0) + \alpha'_R t$, где $\alpha_R(0) = 1/2$, поэтому $\operatorname{Re} f_{R-} f_{R+}^* = 0$.

Кроссовер-эффект связан с изменением знака $\operatorname{Im} f_{R-}^{xp}(s, t)$ в /3/. Последнее можно объяснить деструктивной интерференцией графиков на рис. 2 /2, 3/. Существует, однако, и другое объяснение /см., напр., /3, 4/, связывающее изменение знака $\operatorname{Im} f_{R-}^{xp}(s, t)$ с обращением в нуль реджевского вычета. Для выяснения этого вопроса рассмотрим зависимость положения точки кроссовер-эффекта от энергии.

В первом случае t_c должно смещаться с ростом энергии в сторону меньших значений $|t|$. Если вклад ветвления оценить в приближении эйконала, то для t_c получим:

$$|t_c(s)| \sim \frac{R_P^2 + R_R^2}{(R_R^2)^2}, \quad /4/$$

где

$$R_i^2 = R_{0i}^2 + \alpha'_i \ln(s/s_0). \quad /5/$$

Если же кроссовер-эффект связан с обращением в нуль реджевского вычета, то величина t_c не должна зависеть от энергии. На рис. 3 показана зависимость t_c от импульса налетающих частиц для pp -рассеяния *.

*Значения t_c при $P_{\text{лаб.}} \geq 50$ ГэВ/с были получены из результатов работы /5/. При этом использовались дифференциальные сечения в аналитической форме, приведенные в этой работе, которые были отнормированы на оптические точки /поскольку в работе /5/ представлены лишь результаты фита экспериментальных данных/.

Следует отметить, что значения t_c при $P_{\text{лаб.}} \geq 50$ ГэВ/с, приведенные в работе Баргера и Филлипса /6/ см. замечания в конце статьи/, примерно на 20% лежат выше данных, показанных на рис. 3. Причина этого расхождения не ясна.

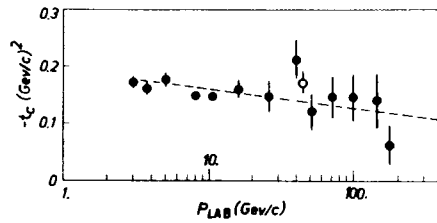


Рис. 3. Зависимость положения точки кроссовера t_c для pp -рассеяния от импульса налетающих частиц, ● - данные работ /5,16,19/, ○ - результат работы /1/.

Пунктирная кривая рассчитана по формуле /4/. При этом пренебрегалось малым вкладом ρ -обмена, а параметры в /5/ для ω -полюса были взяты из работы /7/. На рис. 3 видно, что данные не противоречат ни одному из вариантов объяснений кроссовер-эффекта.

Рассмотрим далее энергетическую зависимость $\Lambda^{xp}(s,t)$. Из /3/ следует, что при фиксированном значении t

$$\Delta(s,t) \sim (s/s_0)^{a_P(t) + a_R^{\text{эфф}}(t) - 2} \quad /6/$$

Здесь $a_R^{\text{эфф}}(t)$ - эффективная траектория, описывающая энергетическую зависимость суммарного вклада графиков на рис. 2; $a_P(t) = 1 + a'_P t$, где $a'_P \approx 0,3 / \text{ГэВ}/c^{-2}$. Если на рис. 2 доминирует полюсной график, то

$$a_R^{\text{эфф}}(t) \approx a_R^{\text{pole}}(t) = a_R(0) + a'_R t$$

- прямолинейная траектория с $a'_R \approx 1 / \text{ГэВ}/c^{-2}$ /см. рис. 4/. Если же кроссовер-эффект обусловлен влиянием ветвлений, то при $|t| > |t_c|$ главным должен быть график "б" на рис. 2. В этом случае $a_R^{\text{эфф}}(t)$ должно иметь излом в наклоне при $t \approx t_c$. На рис. 4 показаны значения $a_R^{\text{эфф}}(t)$, полученные из анализа экспериментальных данных при $P_{\text{лаб}} > 5 \text{ ГэВ}/c$ с помощью формулы /6/. Видно, что зависимость $a_R^{\text{эфф}}(t)$ сильно отличается от траектории полюса. При $t \approx t_c$ $a_R^{\text{эфф}}(t)$ действительно претерпевает резкий излом и при $|t| > 0,6 / \text{ГэВ}/c^2$ $a_R^{\text{эфф}}(t) \approx a_R^{\text{cut}}(t)$. Следует отметить, что $a_R^{\text{эфф}}(t)$ для ρ -полюса в амплитуде с переворотом спина, найденная

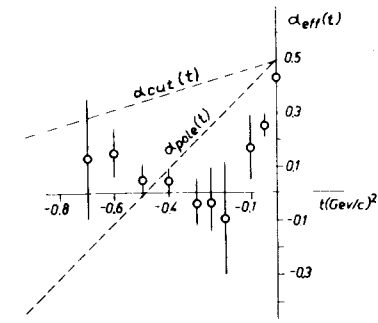


Рис. 4. Эффективная траектория, описывающая энергетическую зависимость $\Delta^{pp}(s,t)$, полученная из анализа данных работ /1,5,16,19/.

в работе /9/ из данных о поляризации в π^-p -рассеянии, не имеет излома при $|t| \approx 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$, что согласуется с малостью вклада ветвлений в амплитуду с переворотом спина, благодаря чему эта амплитуда обращается в нуль только при $t = -0,6 / \text{ГэВ}/c^2$. Можно, однако, заметить, что при $|t| < |t_c|$ наклон $a_R^{\text{эфф}}(t)$ гораздо больше a'_R . Это находит объяснение, если с ростом энергии положение t_c сдвигается в сторону меньших $|t|$, причем в области $|t| < |t_c|$ происходит дополнительное падение $\Lambda^{xp}(s,t)$. Аналогичное явление уже встречалось в упругом pd -рассеянии, где $(a'_P)^{\text{эфф}}$ оказалось в два раза больше из-за движения дифракционного минимума /10/.

Действительно, ограничиваясь вкладами графиков а и б на рис. 2, можно получить

$$a_R^{\text{эфф}}(t) = \frac{d \ln(f_R(s,t))}{d \ln s} = a_R(t) - \frac{dt_c(s)/d \ln s}{t - t_c} \quad /7/$$

Таким образом, при $|t| < |t_c|$ и $t \rightarrow t_c$ $a_R^{\text{эфф}}(t)$ действительно, может быть значительно меньше $a_R(t)$.

Заметим также, что из /7/ следует, что при $t = t_c$ $a_R^{\text{эфф}}(t)$ должно иметь разрыв, аналогично тому, как это происходит для эффективной траектории померона /11/.

Однако из графика *рис. 4* ничего подобного не видно. Возможно, это объясняется тем, что соотношение /7/ - локальное, а $\alpha_R^{\text{эфф}}(t)$ найдено по данным для широкого энергетического интервала.

Таким образом, проведенный анализ показал, что кроссовер-эффект может быть объяснен интерференцией графиков *a* и *b* на *рис. 2*. Заметим также, что при больших значениях $|t|$ из-за деструктивной интерференции графиков *a* и *b* на *рис. 2* амплитуда $f_{R-}(s,t)$ может еще раз изменить знак. Из *рис. 1* видно, что это происходит при $t \approx -0,7 / \text{ГэВ}/c^2$. Наконец, известно из данных об упругом $\rho\rho$ -рассеянии /12/, что амплитуда $f_P^{\rho\rho}(s,t)$ меняет знак при $t \approx -1,5 / \text{ГэВ}/c^2$ /13/. Следовательно, в этой точке $\Delta^{\rho\rho}(s,t)$ третий раз пройдет через нуль.

2. Кварковые соотношения для $\Delta^{\pi\rho}(s,t)$. Рассмотрим некоторые следствия для $\Delta^{\pi\rho}(s,t)$, вытекающие из кварковой структуры адронов. Сделаем следующие, часто используемые предположения:

/а/ ρ - ω -универсальность. Вершины испускания ρ и ω реджионов нестранными кварками совпадают /4/;

/б/ лидирующие реджионы не связаны с λ -кварками. Это прямо следует из правила Цвейга /14/, если его применить в t -канале. К такому же заключению приводит гипотеза об обменном вырождении лидирующих реджионов в кварковых амплитудах /15/;

/в/ при малых значениях $|t|$ экспериментальные данные хорошо соответствуют предположению об аддитивности кварковых амплитуд /14/. Другими словами, полная амплитуда рассеяния есть когерентная сумма амплитуд рассеяния кварка на кварке.

Поскольку в $\Delta^{\pi\rho}(s,t)$ вносит вклад только ρ -обмен, а в $\Delta^{K\rho}(s,t)$ ρ и ω , то, используя /а/-/в/, находим:

$$2f_{R-}^{\pi\rho}(s,t) = f_{R-}^{K\rho}(s,t), \quad /8/$$

то есть

$$2 \frac{\Delta^{\pi\rho}(s,t)}{\sqrt{d\sigma^{\pi\rho}/dt}} = \frac{\Delta^{K\rho}(s,t)}{\sqrt{d\sigma^{K\rho}/dt}}. \quad /9/$$

Ясно, что с ростом $|t|$ предположение /в/ становится несправедливым из-за вклада ветвлений, и соотношения /8/-/9/ должны нарушаться. Интересно, однако, то, что этого не происходит. Действительно, радиусы факторов π - и K -мезонов равны, а полные сечения рассеяния $\pi\rho$ - и $K\rho$ близки по величине. Поэтому для неполюсных графиков на *рис. 2* соотношения /8/ и /9/ должны приблизительно выполняться. На *рис. 5* сравниваются экспериментальные данные для $\Delta^{\pi\rho}(s,t) \left(\frac{d\sigma^{\pi\rho}}{dt}(s,t) \right)^{-1/2}$ при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ}/c^{1/1/}$ со значениями, полученными с помощью /9/ из данных для $\Delta^{K\rho}(s,t) \left(\frac{d\sigma^{K\rho}}{dt}(s,t) \right)^{-1/2}$. На *рис. 6* проведено аналогичное сравнение данных /16/ при $P_{\text{лаб.}} = 10,4 \text{ ГэВ}/c$. Видно, что имеется хорошее согласие.

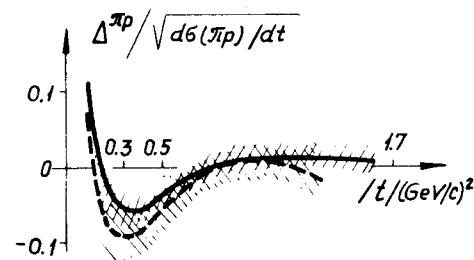


Рис. 5. Проверка кваркового соотношения /9/. — — значение $\Delta^{\pi\rho} (d\sigma(\pi\rho)/dt)^{-1/2}$ при $40 \text{ ГэВ}/c^{1/1/}$; - - - значение $1/2 \Delta^{K\rho} (d\sigma(K\rho)/dt)^{-1/2}$ при $40 \text{ ГэВ}/c^{1/1/}$.

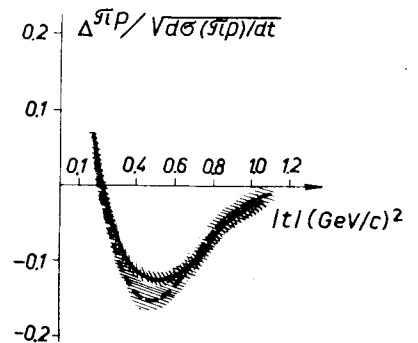


Рис. 6. То же, что на *рис. 5*, но при $10,4 \text{ ГэВ}/c^{16/}$.

II. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ СКЕЙЛИНГ

Рассмотрим теперь некоторые свойства померонного вклада. В ряде реакций при высоких энергиях - 100 ГэВ и выше - был обнаружен геометрический скейлинг /ГС/ /4/, который позволяет записать дифференциальное и полное сечения в следующей форме /11/:

$$\frac{d\sigma}{dt}(s,t) = R^4(s) \cdot \phi(t \cdot R^2(s)), \quad /10/$$

$$\sigma_{tot}(s) \sim R^2(s). \quad /11/$$

Здесь $R^2(s)$ - квадрат радиуса взаимодействия, $\phi(t \cdot R^2(s))$ - некоторая функция.

Из /10/, /11/ следует, что зависимость $\frac{d\sigma}{dt}(s,t) / \frac{d\sigma}{dt}(s,0)$ от $\sigma_{tot} \cdot t$ в этом случае определяется видом $\phi(t \cdot R^2(s))$ и не должна меняться с энергией.

На рис. 7 представлены результаты работы /1/ для $\pi^+ p$ и $K^+ p$ упругого рассеяния в виде зависимости

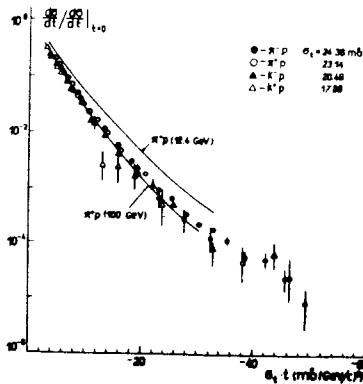


Рис. 7. Проверка ГС. Экспериментальные точки - результат работы /1/. Сплошные кривые воспроизводят ход экспериментальных данных при $P_{\text{лаб.}} = 12,4 \text{ ГэВ/с}$ /17/ и при 100 ГэВ/с /18/ для $\pi^+ p$ упругого рассеяния.

$\frac{d\sigma}{dt}(s,t) / \frac{d\sigma}{dt}(s,0)$ от $\sigma_{tot} \cdot t$. Сплошные кривые показыва-

ют аналогичную зависимость $\phi(t \cdot R^2(s))$ для $\pi^+ p$ рассеяния при $12,4$ /17/ и 100 /ГэВ/с/ /18/. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок зависимость $\phi(t \cdot R^2(s))$, полученная при 100 ГэВ/с , совпадает с данными /1/ по дифференциальным сечениям упругого πp рассеяния при 40 ГэВ/с . В то же время кривая для $12,4 \text{ ГэВ/с}$ лежит заметно выше. Таким образом, это сравнение указывает на выполнение ГС в широком интервале переданных импульсов, начиная с энергии 40 ГэВ . Кроме того, при этой энергии подтверждается с хорошей точностью предположение, выдвинутое в /11/ об универсальности $\phi(t \cdot R^2(s))$ для процессов πp и $K p$ рассеяния.

В случае pp -рассеяния для $|t| \geq 1 \text{ /ГэВ/с}^2$ при $P_{\text{лаб.}} \approx 40 \text{ ГэВ/с}$ ГС заведомо нарушен. Действительно, при более высоких энергиях $\sim 200 \text{ ГэВ/с}$ в $\frac{d\sigma_{pp}}{dt}$ /12/

появляется резкий минимум в районе $|t| \approx 1,5 \text{ /ГэВ/с}^2$, в то время как форма $\phi(t \cdot R^2(s))$ в /10/ не должна меняться с энергией.

Рассмотрим теперь зависимость дифференциальных сечений упругого рассеяния от энергии при фиксированных значениях t . Из рис. 8,9 видно, что при высоких энер-

гиях $P \geq 20 \text{ ГэВ/с}$, энергетический наклон $\frac{d\sigma}{dt}(s,t)$ не зависит от t в широком интервале по t .

Для того, чтобы понять причину этого, напишем выражение для энергетического наклона $\frac{d}{ds} \ln \left(\frac{d\sigma}{dt}(s,t) \right)$, предполагая наличие ГС /11/:

$$\frac{d \ln \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)}{d \ln s} = (2 + B(s,t) \cdot t) \frac{d \ln R^2(s)}{d \ln s}. \quad /12/$$

Здесь

$$B(s,t) = \frac{d \ln \left(\frac{d\sigma}{dt}(s,t) \right)}{dt}. \quad /13/$$

Далее обратим внимание на то, что дифференциальные сечения $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ упругого рассеяния при 40 ГэВ/с , показанные на рис. 10, 11, в интервале $0,5 \leq |t| \leq 2 / \text{ГэВ/с}^2$ зависят от t степенным образом. Аналогичное явление при импульсах 100 и 200 $/ \text{ГэВ/с} /$ в интервале $0,5 \leq |t| \leq 1 / \text{ГэВ/с}^2$ было обнаружено ранее в работе /11/. Подставив $\frac{d\sigma}{dt} \sim t^{-\lambda}$ в /13/, находим, что $V(s, t) = -\lambda/t$ и в выражении /12/ исчезает зависимость от t . Следовательно, кривые на рис. 8, 9 действительно должны быть параллельными при высоких энергиях и $|t| \geq 0,5 / \text{ГэВ/с}^2$. На рис. 8, 9 сплошными линиями показан энергетический наклон $\frac{d\sigma}{dt}(s, t)$ при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, вычисленный по формуле /12/. При вычислении полагалось, что $R^2(s) = R_0^2 + a'_p \ln(s/s_0)$, где $a'_p = 0,3 / \text{ГэВ/с}^{-2}$, $R_0^2 = 3 / \text{ГэВ/с}^{-2}$. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

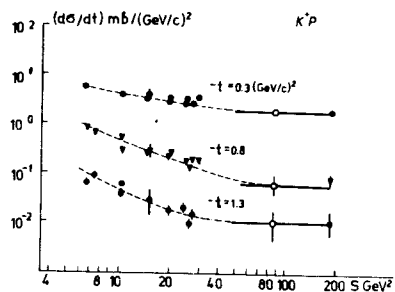


Рис. 8. s -зависимость дифференциального сечения π^-p упругого рассеяния при фиксированных значениях t . Пунктирные линии проведены на глаз, сплошные линии показывают поведение сечений при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, следующее из ГС /●, ▽ - результаты работ /18, 20/, ○ - результат работы /1/ /.

В pp -рассеянии в области небольших значений $|t|$ при $P_{\text{лаб.}} = 45 \text{ ГэВ/с}$ также выполняется ГС. Из рис. 12 видно, что при $t = -0,3 / \text{ГэВ/с}^2$ энергетическая зависимость $\frac{d\sigma^{pp}}{dt}(s, t)$ согласуется с расчетной из /12/.

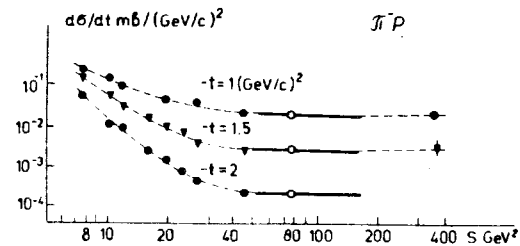


Рис. 9. То же, что на рис. 8, но для K^+p -рассеяния. /●, ▽ - результаты работ /21, 22/, ○ - результат работы /1/ /.

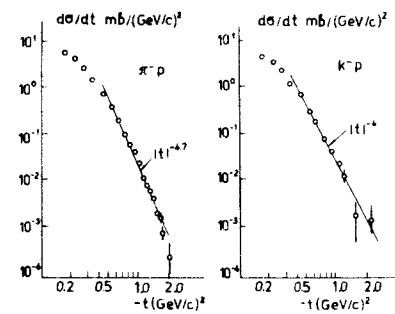


Рис. 10. Степенная зависимость $d\sigma/dt \sim t^{-\lambda}$ для π^-p , K^-p дифференциального сечения упругого рассеяния в области $|t| = 0,5 \div 2,0 / \text{ГэВ/с}^2 / 1/$.

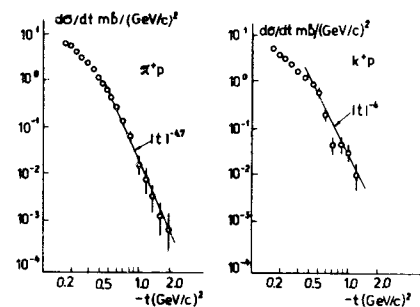


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но для π^+p , K^+p упругого рассеяния /1/ /.

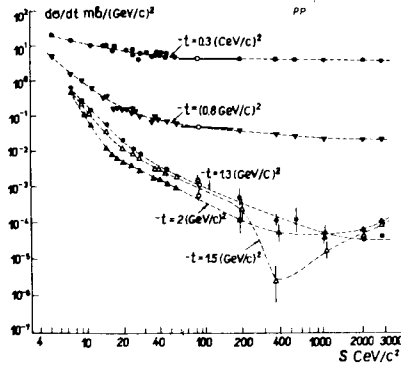


Рис. 12. s -зависимость дифференциального сечения pp -упругого рассеяния при фиксированных значениях t . Пунктирные линии проведены на глаз, сплошные линии показывают поведение сечений при $P_{\text{Лаб}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, следующее из ГС $\bullet, \blacktriangle, \blacktriangle, \Delta$ - результаты работ [12, 23, 24] \circ - результат работы [1].

При $t = -0,8 \text{ /ГэВ/с}^2$ появляется заметное расхождение. В области $|t| \geq 1 \text{ /ГэВ/с}^2$ ГС сильно нарушен. Действительно, при $t = -1,3 \text{ /ГэВ/с}^2$ при 45 ГэВ/с $V(s,t) = 0$ [1], поэтому $\frac{d\sigma^{pp}}{dt}(s,t)$ в соответствии с [12], должно расти с энергией в районе $s \approx 80 \text{ ГэВ}^2$. Из рис. 12 видно, что сечение, наоборот, быстро падает, т.е. ГС при этих значениях s и t сильно нарушен. Это можно объяснить тем, что из-за деструктивной интерференции полюса Померанчука и сопровождающих его ветвлений их суммарный вклад в амплитуду pp -рассеяния в этой области настолько мал, что вклад вторичных реджионов играет заметную роль вплоть до $s \approx 400 \text{ ГэВ}^2$.

Интересна зависимость $\frac{d\sigma^{pp}}{dt}(s,t)$ от s при $|t| = 1,5 \text{ /ГэВ/с}^2$. Минимум в t -зависимости $\frac{d\sigma^{pp}}{dt}(s,t)$ с ростом s сдвигается в сторону меньших $|t|$, и при $s \geq 400 \text{ ГэВ}^2$ точка $t = -1,5 \text{ /ГэВ/с}^2$ оказывается правее минимума. При этом $V(s,t) < 0$ и знак правой части [12] меняется. Этим объясняется резкий излом

в ходе кривой на рис. 12 в точке $s \approx 400 \text{ ГэВ}^2$. Наконец, при $t = -2 \text{ /ГэВ/с}^2$ при энергиях ISR $V(s,t) \approx 0$ и в соответствии с [12] /см. рис. 12/ наблюдается рост сечений. Заметим, что отсутствие аналогичного поведения сечений πp и $K p$ упругого рассеяния говорит о том, что минимум в t -зависимости дифференциальных сечений этих реакций может появиться только при $|t| > 2 \text{ /ГэВ/с}^2$.

До сих пор при рассмотрении ГС мы пренебрегали вкладом реджионов в амплитуду рассеяния. Однако учет этого вклада может внести определенную поправку в величину энергетического наклона дифференциального сечения [12]. Эту поправку можно оценить, если учесть в амплитуде рассеяния вклад вторичных реджионов, тогда в первом приближении

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx |f_P|^2 + 2\text{Im} f_P \cdot \text{Im}(f_{R_+} + f_{R_-}). \quad /14/$$

Для оценки порядка величины этого нарушения будем учитывать только f_{R_-} , тогда

$$\left(\frac{d \ln(d\sigma/dt)}{d \ln s}\right)_{\text{реджион}} \approx (1 - a^{\text{эфф}}(t)) \delta(s,t). \quad /15/$$

Здесь

$$\delta(s,t) = \frac{\Lambda^{xP}(s,t)}{\left(\frac{d\sigma}{dt}(xp) + \frac{d\sigma}{dt}(\bar{x}p)\right)}. \quad /16/$$

В работе [1] было показано, что для πp и $K p$ -рассеяний $\delta(s,t)$ составляет 5-10% и поправка [15] не заметна в пределах экспериментальной точности. В случае pp -рассеяния $\delta(s,t)$ резко возрастает при $|t| \geq 1 \text{ /ГэВ/с}^2$ и ГС оказывается сильно нарушенным.

Дифференциальные сечения $\pi^{\pm} p$, $K^{\pm} p$, pp и $\bar{p}p$ упругого рассеяния, определенные в эксперименте, выполненном при энергии 40-45 ГэВ на серпуховском ускорителе, позволяют установить ряд интересных фактов.

1. Вклад вторичных реджионов в амплитуду πp и $K p$ упругого рассеяния уже при 40 ГэВ/с в области до $|t| \leq 2 \text{ /ГэВ/с}^2$ не превышает 5±10%.

2. Изучение энергетической зависимости вклада вторичных реджионов с отрицательной сигнатурой указывает

на наличие резкого излома в ходе $a_R^{\text{эфф}}(t)$ при $t \approx t_c$. Это свидетельствует в пользу того, что кроссовер-эффект обусловлен деструктивной интерференцией вкладов полюса и ветвлений.

3. Кварковые соотношения между $\Delta^{\pi p}(s,t)$ и $\Delta^{K^p}(s,t)$, полученные в данной работе, хорошо согласуются с результатами экспериментов при импульсах 40 и 10,4 ГэВ/с.

4. Впервые показано, что геометрический скейлинг в πp и K^p упругом рассеянии имеет место в интервале до $|t| \lesssim 2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$, начиная с $s \approx 80 \text{ ГэВ}^2$. Проведенные оценки показали, что отклонения от ГС при этой энергии находятся в пределах экспериментальных ошибок.

5. Интересно отметить также, что зависимость

$$\frac{d\sigma}{dt}(s,t) / \frac{d\sigma}{dt}(s,0) \quad \text{является универсальной функцией}$$

произведения $\sigma_{\text{tot}} \cdot t$ для πp и K^p рассеяния, начиная с $P_{\text{лаб.}} \approx 40 \text{ ГэВ}/\text{с}$.

6. Дифференциальные сечения πp и K^p рассеяния при 40 ГэВ/с и $0,5 \leq |t| \leq 2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ зависят степенным образом от t : $\frac{d\sigma}{dt}(s,t) \sim t^{-\lambda}$, где $\lambda^{\pi p} \approx 4,7$, $\lambda^{K^p} \approx 4$.

Это приводит к универсальности энергетической зависимости $d\sigma/dt(s,t)$ при фиксированных t .

7. Показано, что в упругом pp -рассеянии при 40 ГэВ/с и $|t| \geq 1 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ ГС резко нарушен, что объясняется взаимной компенсацией вкладов полюса и ветвлений в померонной части амплитуды и относительно большим вкладом вторичных реджионов.

8. Наличие ГС в πp и K^p -рассеянии в интервале $|t| \lesssim 2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ указывает на то, что в этих процессах минимум в дифференциальных сечениях может проявиться с ростом энергии лишь при $|t| > 2 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$.

После завершения настоящей работы появилась работа Баргера и Филлипса^{/6/}, в которой рассмотрены близкие вопросы. Тем не менее, результаты работ не перекрываются. В^{/6/} изучается движение с энергией положения кроссовера лишь с точки зрения геометрического скейлинга и обсуждается гипотеза универсальности ГС.

В заключение я хочу выразить благодарность Ю.М.Казаринову за инициирование работы, полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bruneton et al. JINR Preprint, E1-10063, Dubna, 1976.
2. Я.И.Азимов, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, В.А.Хозе. Материалы IX зимней школы ЛИЯФ, т. II, стр. 5 /1974/.
3. Р.Коллинз, Ю.Сквайрс. "Полюса Редже в физике частиц", "Мир", Москва, 1971.
4. V. Barger. Rapporteur talk. Proc. London Conf. (1974).
5. D.S. Ayres et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1195 (1975).
6. V. Barger, R.J.N. Phillips. 18th Int. Conf. on High Energy Physics, paper No. 310, Tbilisi, 1976.
7. К.Г.Боресков, А.М.Ланидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 14, 814 /1971/.
8. S. Mandelstam. Nuovo Cim., 30, 1127, 1148 (1963).
9. A. Gaidot et al. Phys. Lett., 57B, 389 (1975).
10. Я.И.Азимов, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, М.И.Стрикман, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ, 23, 131, 1976.
11. V. Barger, J. Luthé, P.J.N. Phillips. Nucl. Phys., B88, 237 (1975).
12. C.W. Akerlof et al. Phys. Lett., 59B, 197 (1975).
13. V. Barger, R.J.N. Phillips. Phys. Rev., 187, 2210 (1969).
14. Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. УФН, 94, 243 /1968/.
15. П.Коларж, Б.З.Копелиович, Л.И.Ланидус. ОИЯИ, E2-9445, Дубна, 1976.
16. P.K. Carnegie et al. Phys. Lett., 58B, 371 (1975).
17. D. Harting et al. Nuovo Cim., 38, 60 (1965).
18. C.W. Akerlof et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1406 (1975).
19. H.A. Gordon et al. Phys. Rev., D5, 1113 (1972).
20. Y.M. Antipov et al. Nucl. Phys., B57, 333 (1973).
21. Y.M. Antipov et al. Preprint IHEP 74-99, Serpukhov (1974).
22. I. Ambats et al. Phys. Rev., D9, 1179 (1974).
23. P. Cornillon et al. Phys. Rev. Lett., 30, 403 (1973).
24. R. Rubinstein et al. Phys. Rev. Lett., 30, 1010 (1973).

22. *W. De Baere et al. Nuovo Cim., 45, 885 (1966).*
C.Y.Chien et al. Phys.Lett., 28B, 615 (1969).
P.L.Jain et al. Nucl.Phys., B19, 568 (1970).
C.W.Akerlof et al. Phys.Rev.Lett., 26, 1278 (1971).
V.Chabaudet et al. Phys.Lett., 38B, 445 (1972).
R.K.Carnegie et al. Phys.Lett., 59B, 308 (1975).
23. *R.M.Edelstein et al. Phys.Rev., D5, 1073 (1972).*
24. *A.Böhm et al. Phys.Lett., 49B, 491 (1974).*

*Рукопись поступила в издательский отдел
30 августа 1976 года.*