

Академия наук Украины
Институт теоретической физики
им. Н. Н. Боголюбова

На правах рукописи

Мартынов Евгений Сергеевич

КРОССИНГ-НЕЧЕТНЫЕ И СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В УНИТАРИЗОВАННЫХ РЕДЖЕВСКИХ МОДЕЛЯХ

/01.04.02 - теоретическая физика/

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Киев - 1992

Работа выполнена в Институте теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова Академии наук Украины.

Официальные оппоненты:

академик РАН, доктор физико-математических наук,
профессор А.Н.Сисакян

доктор физико-математических наук С.М.Трошин

доктор физико-математических наук Н.М.Петров

Ведущая организация -

Харьковский физико-технический институт

Защита состоится "24" декабря 1992 г. в 11.00
на заседании специализированного ученого совета Д 016.34.01 при
Институте теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова Академии наук
Украины /252143 Киев-143, ул.Метрологическая 146/.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института
теоретической физики АН Украины.

Автореферат разослан "20" ноября 1992 г.

Ученый секретарь
специализированного совета
кандидат физико-математических наук

В.В.Пересыпкин



ЛННБ України ім.В.Стефаніка



00691441 (P)

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. За последние годы существенно пополнился массив экспериментальных данных о взаимодействии адронов при высоких энергиях, в частности, об упругих нуклон-нуклонных /прежде всего pp и $\bar{p}p$ / и мезон-нуклонных рассеяниях. С повышением энергии ускорителей обнаруживаются новые факты и явления, которые вносят заметные коррективы в представления о динамике адронного взаимодействия. Это - рост полных сечений и отношения упругого сечения к полному, отсутствие ожидавшихся дифракционных минимумов, "плечо" в дифференциальном сечении при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, большие спиновые эффекты и т.д.

Этими обстоятельствами определяется постоянный интерес и теоретиков и экспериментаторов к мягким взаимодействиям, для которых характерны небольшие переданные импульсы. Несмотря на большие усилия, эта область физики адронов пока плохо поддается строгому и последовательному изучению в рамках КХД. Во-первых, она находится за пределами применимости теории возмущений, а во-вторых, в самой КХД не решена проблема конфайнмента. Наиболее эффективным подходом в исследовании мягких процессов при высоких энергиях остается построение моделей, основанных на фундаментальных принципах унитарности и причинности, а также информации, полученной из экспериментальных данных.

Центральным объектом большинства таких моделей является померон, но до сих пор важнейшие его свойства - структура сингулярности в плоскости комплексного углового момента, форма траектории и вычета и т.д. - однозначно не установлены. Сейчас широко распространено мнение, что унитаризация затравочного сверхкритического померона трансформирует его в пару сталкивающихся при $t=0$ ветвлений - фруассарон, обеспечивающий максимально быстрый рост полного сечения. Однако известно (см., например, M.S.Dubovikov et al., Nucl. Phys.B, 1977, v.123, P.147), что не исключается решение с более медленным ростом сечения. Этим решением может быть и давно предложенный дипольный померон, который дает $\sigma_{tot} \sim \ln(s/s_0)$. Современные экспериментальные данные не позволяют точно определить степень роста полного сечения. Поэтому поиск принципиальных, допускающих экспериментальную проверку, различий в моделях померона является сейчас, по-видимому, одной из первоочередных задач этого направления физики адронов.

После "измерения" отношения $\rho = \text{Re} M(s,0) / \text{Im} M(s,0)$ при $\sqrt{s} =$

= 546 ГэВ возобновилась дискуссия о существовании кроссинг-нечетного партнера померона - оддерона. Представляется важным и интересным знать, сохранится ли наблюдаемое различие в pp и $\bar{p}p$ взаимодействиях при дальнейшем увеличении энергии. Для этого необходимо исследовать влияние интерференции померона и оддерона на асимптотические свойства нуклонных амплитуд, провести детальный анализ экспериментальных данных о pp и $\bar{p}p$ рассеянии при малых и фиксированных переданных импульсах.

Все большее внимание в адронной физике высоких энергий уделяется спиновым явлениям. Во-первых, выяснилось, что спиновые эффекты не столь малы, как считалось ранее. Во-вторых, спин может проявляться не только в деталях поведения измеряемых величин, но и играть более существенную и принципиальную роль в динамике адронов при высоких энергиях. Во всяком случае, планируемые поляризационные измерения могут значительно сократить количество моделей, претендующих на согласие с экспериментом.

Основные цели диссертационной работы касаются проблем, перечисленных выше, и заключаются в следующем:

- обосновать и исследовать модель дипольных померона и оддерона с траекториями единичного интерсепта; вычислить вклад многократных померон-оддеронных ветвлений в упругую амплитуду, обобщить модель для учета спина нуклона и вычислить унитаризованные спиновые амплитуды,

- исследовать кроссинг-нечетные и спиновые эффекты в унитаризованной модели с затравочными сверхкритическими помероном и оддероном,

- сравнить кроссинг-нечетные и спиновые свойства дипольной и сверхкритической моделей и найти качественные эффекты, которые позволят четко дискриминировать эти модели при сравнении их с экспериментальными данными,

- проделать всесторонний феноменологический анализ дипольной модели, используя экспериментальные данные о полных и дифференциальных сечениях в широком интервале энергий и переданных импульсов, дав тем самым экспериментаторам надежный инструмент для оценок.

Научная новизна и практическая ценность.

В диссертации сформулирована и развита модель дипольных померона и оддерона. Получены унитарные ограничения на параметры затравочных вкладов, проведена унитаризация модели, исследованы

асимптотические свойства унитаризованных амплитуд, вычислены спиновые амплитуды πN и NN -рассеяния.

Показано, что модель хорошо согласуется со всеми существующими экспериментальными данными о полных сечениях MN и NN взаимодействий и дифференциальных сечениях упругих pp и $\bar{p}p$ рассеяния.

Дипольная модель ввиду ее относительной простоты может быть эффективно использована для анализа экспериментальных данных, поиска и выявления новых эффектов и тенденций в поведении сечений при изменении энергии и переданного импульса.

Впервые из условия унитарности получены ограничения на интерсепт, наклон, легчайший порог траектории оддерона, величину оддеронного вклада в амплитуды.

Проделан подробный феноменологический анализ гипотезы оддерона. Показано, что она не может объяснить представленное группой UAC большое значение отношения $\sigma_{\bar{p}p}$ при энергии Коллайдера. Приведены аргументы в пользу меньшего значения этой величины.

Впервые вычислены кроссинг-нечетные эффекты в унитаризованных сверхкритической и дипольной моделях. Обнаружены принципиальные различия в предсказаниях этих моделей, которые могут быть проверены экспериментально при более высоких энергиях. Показано, что асимптотически в дипольной модели при фиксированных переданных импульсах доминирует вклад оддерона, а не померона.

Предложен новый метод вычисления спиновых амплитуд, основанный на существовании рекуррентных соотношений между амплитудами n - и $(n-1)$ -кратных перерассеяний в представлении прицельного параметра.

Впервые получены выражения для унитаризованных спиновых амплитуд в дипольной и сверхкритической моделях, которые могут быть использованы для вычисления измеряемых поляризационных величин.

Показано, что дипольная и сверхкритическая модели предсказывают в случае невырожденных померона и оддерона качественно различное поведение поляризации в pp и $\bar{p}p$ рассеянии.

Приведены феноменологические аргументы в пользу существования двух оддеронов - мягкого и жесткого, которые заметно различаются по своим свойствам и "работают" в разных кинематических областях: первый - при малых t , второй - в области второго дифракционного конуса. Показано, что есть основания распространить эту гипотезу на померон.

Основные положения и выводы, которые выносятся на защиту.

1. Формулировка, феноменологическое обоснование и теоретическое развитие модели дипольных померона и оддерона.
2. Унитарные ограничения на затравочные параметры оддеронного вклада в амплитуды упругих pp и $\bar{p}p$ взаимодействий.
3. Результаты феноменологического исследования гипотезы оддерона в модели со свободной формой померонного и оддеронного вкладов, полученные из экспериментальных данных ограничения на величину оддеронного вклада.
4. Выводы об асимптотическом вымирании кроссинг-нечетных вкладов в унитаризованной сверхкритической модели и о доминирующей роли оддерона в упругих pp и $\bar{p}p$ амплитудах при фиксированных переданных импульсах в унитаризованной дипольной модели.
5. Метод вычисления спиновых амплитуд и полученные с его помощью выражения для унитаризованных амплитуд $pp/\bar{p}p/$ и $\mathcal{K}P$ взаимодействий.
6. Обнаруженное принципиальное различие в поведении поляризации нуклонов в $pp/\bar{p}p/$ и $\mathcal{K}P$ взаимодействиях в двух рассмотренных моделях - сверхкритической и дипольной.
7. Вывод о том, что при достигнутых энергиях поведение дифференциальных сечений pp и $\bar{p}p$ рассеяния в области второго конуса определяется не оддероном, а кроссинг-четным вкладом.

Апробация работы. Материалы диссертации опубликованы в работах [1-25].

Большинство результатов, вошедших в диссертационную работу, неоднократно докладывались на научных сессиях ОИЯИ АН СССР в 1981-1988 годах, ежегодных рабочих совещаниях "Адроны-85"- "Адроны-92", на рабочем совещании по программе УНК, Протвино, 1985 г., конференции по физике ядра и элементарных частиц, Ленинград, 1988 г., Международном семинаре "Спин-91", Протвино, 1991 г., на XV семинаре по физике высоких энергий и теории поля, Протвино, 1992 г., на семинарах научных учреждений и университетов.

Объем и структура работы. Диссертация содержит 235 страниц машинописного текста, в том числе 11 таблиц, 58 рисунков и список литературы, включающий 207 наименований, и состоит из Введения, пяти глав и заключения.

В первой главе определены модели дипольного и сверхкритического померонов, которые исследуются параллельно во всех последующих главах.

В §I.1. рассмотрены условия самосогласованности в реджеонной теории поля. Хорошо известно, что в РТП перенормированный померон существенно отличается от затравочного простого поляса. Меняется не только интерсепт, но и усложняется структура сингулярности в плоскости комплексного углового момента j . Идея самосогласованности заключается в том, чтобы построить теорию, в которой перенормированный померон в инфракрасном пределе $E = 1 - j \rightarrow 0$ и $\vec{k}^2 \rightarrow 0 / \vec{k}$ - двумерный импульс померона/ слабо отличался от затравочного. Иначе говоря, нужно, чтобы ренормгрупповая функция Гелл-Манна-Лоу $\beta(\gamma)$ имела инфракрасную стабильную точку $\gamma = 0$. Кроме этого мы потребовали, чтобы в теории обеспечивался рост полного сечения σ_{tot} и асимптотически постоянное отношение $\sigma_{el} / \sigma_{tot}$.

Пусть затравочный померон имеет пропагатор вида

$$G_0^{-1}(E, \vec{k}^2) = -i(-E)^{\ell} [(E)^n + \alpha_0 \vec{k}^2]^m,$$

а трехпомеронная вершина есть однородная функция E и \vec{k}^2 степени u . Тогда существуют только два решения, удовлетворяющие перечисленным требованиям и не содержащие фиксированных сингулярностей в j -плоскости ($\ell = 0$):

1. Двухкратный полюс с линейной траекторией или дипольный померон ($n=1, m=2, u=2$)

$$G(E, \vec{k}^2) = \frac{i}{(E - \alpha \vec{k}^2)^2}.$$

2. Пара ветвлений с комплексно сопряженными корневыми траекториями, сталкивающихся при $\vec{k} = 0$, или фруассарон ($n=2, m=3/2, u=3/2$)

$$G(E, \vec{k}^2) = \frac{i}{(E^2 + \alpha \vec{k}^2)^{3/2}}, \quad \alpha > 0.$$

Амплитуда с фруассаронной сингулярностью при $\vec{k}^2 = 0$ возникает и в модели сверхкритического померона в результате S -канальной унитаризации. Поэтому далее наряду с дипольной моделью исследуется и модель сверхкритического померона.

В §I.2 рассмотрены некоторые свойства затравочного дипольного

померона. При высоких энергиях $s/s_0 \gg 1$, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ вклад дипольного померона в амплитуду упругого рассеяния может быть представлен следующим образом.

$$m(s, t) = -\frac{1}{s} \left[\beta_1(t) \frac{d}{dj} + \beta_2(t) \right] \frac{1 + e^{-i\pi j}}{\sin \pi j} P_j(-z_t) \Big|_{j = \alpha(t)} \\ \approx i g_1(t) \ln(is/s_0)(-is/s_0)^{\alpha(t)-1} + i g_2(t) (is/s_0)^{\alpha(t)-1},$$

где вычет $g_1(t)$ в ведущем слагаемом обладает теми же факторизационными свойствами, что и в модели простого полюса. Далее рассматривается упрощенная /что не принципиально/ модель, в которой $g_2(t) = \text{const} \cdot g_1(t)$, т.е.

$$m(s, t) = i g(t) \ln(is/s_0)(-is/s_2)^{\alpha(t)-1} \quad /I/$$

Из унитарного неравенства для прицельных амплитуд

$$\text{Im } h(s, b) \geq |h(s, b)|^2$$

следует, что в модели /I/

$$g(0) \leq 2\alpha', \quad \sigma_{el} \leq \frac{1}{2} \sigma_{tot}.$$

В этом же параграфе с помощью инклюзивных правил сумм и обобщенной оптической теоремы вычислена средняя множественность рожденных адронов: $\langle n \rangle \sim \ln^2(s/s_0)$ при $s/s_0 \gg 1$.

В §1.3 приведены основные формулы, касающиеся модели сверхкритического померона, и отмечены важнейшие свойства модели, необходимые для дальнейших исследований. Оригинальным здесь является вычисление средней множественности. Показано, что более полный учет реджеонных диаграмм, дающих вклад в инклюзивное сечение, приводит к $\langle n \rangle \sim \ln^3(s/s_0)$, а не степенному росту $\langle n \rangle \sim (s/s_0)^\Delta / \ln(s/s_0)$, как утверждалось ранее.

Вторая глава посвящена унитаризации моделей сверхкритического померона и диполя с помощью многократных S -канальных перерассеяний.

Известны различные методы унитаризации амплитуды, в частности, квазиэйконоальный, U -матричный, метод аналитически продолженного условия унитарности. Если унитаризованная амплитуда в представлении прицельного параметра выражена в виде ряда

$$H(s, b) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2i)^{n-1}}{n!} G(n) [h(s, b)]^n, \quad /2/$$

где $h(s, b)$ - затравочная прицельная амплитуда, соответствующая амплитуде $m(s, t)$, то перечисленные методы унитаризации могут быть реализованы при должном выборе функции $G(n)$. Для квазиэikonальной унитаризации $G(n) = C^{n-1}$, для обобщенной U -матричной $G(n) = C^{n-1} n!$ / $C = 1/2$ соответствует оригинальной модели U -матрицы, а $C = 1$ - методу продолженной унитарности/. Эти методы используются и сравниваются в исследуемых далее моделях.

В§2.1 обсуждаются недостатки моделей с линейной траекторией померона и приводятся асимптотические оценки для прицельных амплитуд с нелинейной траекторией.

Если $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$, то в обеих рассматриваемых моделях $h(s, b) \sim \exp(-b^2/4R^2)$, $R^2 = \alpha' \ln(-is/s_0) + B$ и поэтому, как видно из /2/, $H(s, b) \approx h(s, b) \rightarrow 0$ при $b \rightarrow \infty$, причем $\text{Im } H(s, b)$ в этом пределе осциллирует вокруг нулевого значения, что противоречит унитарному требованию $\text{Im } H(s, b) > 0$. Кроме этого известно, что $H(s, b)$ должна убывать $\sim \exp(-\text{const} \cdot b)$, а не как $\exp(-b^2/4R^2)$. Эти противоречия устраняются для нелинейной траектории. Если она имеет точку ветвления при $t = t_0 \neq 0$, то при $b \rightarrow \infty$

$$H(s, b) \sim \exp(-b\sqrt{t_0}),$$

причем $\text{Im } H(s, b)$ в этом случае всюду положительна.

Для нелинейной траектории затравочного померона унитаризованная амплитуда представляется в виде

$$M(s, t) = -i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n G(n)}{n!} \sqrt{R^2 \bar{R}^2} \left(\frac{\delta(s)}{\sqrt{R^2 \bar{R}^2}} \right)^n \exp\left\{ n \left[\xi \left(\alpha(t/n^2) - \alpha(0) \right) + \varphi(t/n^2) \right] \right\} /3/$$

где $R^2 = \xi \alpha'(t/n^2) + \varphi'(t/n^2)$, $\bar{R}^2 = (1 + 2t \frac{d}{dt}) R^2$, $\xi = \ln(-is/s_0)$, $\varphi(t) = \ln[g(t)/g(0)]$. /4/

В модели сверхкритического померона

$$\chi(s) = \exp(\xi \Delta), \quad \alpha(0) = 1 + \Delta, \quad /5/$$

в модели дипольного померона

$$\chi(s) = \ln(-is/s_1), \quad \alpha(0) = 1.$$

/6/

Асимптотическое поведение ряда /3/ исследуется в следующих двух параграфах.

Модель сверхкритического померона рассмотрена в §2.2. Вычислена асимптотика ряда /3/ при $s \rightarrow \infty$ и малых и фиксированных t . Оценки проделаны в квазиэйкональной и обобщенной U -матричной моделях - для этого суммирование заменяется интегрированием по контуру, охватывающему положительные целые значения n и далее используется метод перевала. Показано, что результат слабо зависит от способа унитаризации. Амплитуда $M(s, t)$ осциллирует с изменением как s так и t , причем величина осцилляций растет пропорционально $\sqrt{\ln(s/s_0)}$, но убывает $\sim \exp(-\text{const} \cdot \sqrt{|t|})$ с ростом $|t|$. Это согласуется с вычислениями в модели U -матрицы, но отличается от поведения амплитуды в случае простого полюса с $\alpha(0) = 1$, где $M(s, t) \sim \exp(-\sqrt{\alpha'|t|} \ln(s/s_0))$. Нелинейность траектории $\alpha(t)$ слабо меняет значение некоторых констант в главном асимптотическом члене, не сказываясь на функциональной зависимости от s и t .

Унитаризация дипольного померона с помощью ряда /3/ проведена в §2.3. Результат, полученный для диполя, больше напоминает модель простого померонного полюса. Если $G(n) = (n!)^\epsilon C^{n-1}$, $0 < \epsilon \leq 1$ то $M(s, t) \sim \exp(-a\sqrt{t})$ где $\omega = -tR^2$, константа a определяется величиной $\ln(Cg(0)/\alpha'(0))$. Если диполь унитаризуется квазиэйкональным методом, т.е. $G(n) = C^{n-1}$, то $M(s, t) \sim \exp(-\sqrt{2k\omega} \ln|\omega|)$ при $|\omega| \gg 1$.

В обеих моделях преэкспоненциальный множитель содержит осциллирующую функцию от $|\omega|$. Таким образом, обнаружено существенное различие моделей сверхкритического и дипольного померонов. В первой в дифференциальном сечении осцилляции растут по величине, во второй дифференциальное сечение быстро стремится к нулю и с ростом s и с ростом $|t|$.

В §2.4 мы анализируем, как правила кваркового счета и авторемодельная асимптотика амплитуды согласуются с реджевским поведением в дуальных аналитических моделях. Используя траектории Редже с логарифмической асимптотикой

$$\alpha(t) \sim -\gamma \ln|t| \quad \text{при } |t| \rightarrow \infty,$$

мы построили N -частичную амплитуду с требуемыми свойствами.

Вместе с тем, амплитуда с необходимостью строится так, что в жесткой кинематической области она как бы "забывает" о своих свойствах в реджевской и наоборот. По нашему мнению это может свидетельствовать о разных физических механизмах, лежащих в основе мягких и жестких взаимодействий.

В главе 3 изучаются кроссинг-нечетные явления в упругом взаимодействии протонов и антипротонов при высоких энергиях. Затравочные кроссинг-четная и кроссинг-нечетная амплитуды определены как вклады, соответственно, однократных померонного и оддеронного обменов

$$m_{\pm}(s,t) = \eta_{\pm} g_{\pm} \chi_{\pm}(s) (-is/s_{\pm})^{\alpha_{\pm}(t) - \alpha_{\pm}(0)} \exp[\Psi_{\pm}(t)],$$

где $\eta_{+} = i, \eta_{-} = 1$, $\chi_{\pm}(s)$ и $\Psi_{\pm}(t)$ заданы с помощью выражений /4/-/6/. Мы положили, что для померона и оддерона эти функции различаются только содержащимися в них параметрами.

Определив унитаризованные прицельные амплитуды в виде суммы многократных померон-оддеронных обменов

$$H_{PP}^{\bar{P}P}(s,b) = -\frac{i}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G(n)}{n!} [2i(h_{+}(s,b) \pm h_{-}(s,b))]^n,$$

где $h_{\pm}(s,b)$ - прицельные амплитуды, полученные из затравочных вкладов $m_{\pm}(s,t)$, мы показываем, что из условия унитарности следует неравенство

$$\text{Im } h_{+}(s,b) \geq |\text{Im } h_{-}(s,b)|.$$

Рассматривая его при нулевых, конечных и асимптотических значениях b , получаем следующие ограничения на параметры затравочной оддеронной траектории

$$\Delta_{-} \leq \Delta_{+}, \quad \alpha'_{-}(0) \leq \alpha'_{+}(0), \quad \tau_{-} \geq \tau_{+}. \quad //7/$$

где $\tau_{+}(\tau_{-})$ - легчайший порог померонной /оддеронной/ траектории. Если $\Delta_{-} = \Delta_{+}$, то возникает ограничение на вычет оддеронного вклада g_{-} .

Далее вычисляются кроссинг-четная и кроссинг-нечетная компоненты амплитуды

$$M_{\pm}(s,t) = \frac{1}{2} [M_{\bar{P}P}(s,t) \pm M_{PP}(s,t)]$$

при $t=0$. Показано, что в сверхкритической модели кроссинг-нечетная компонента при высоких энергиях подавлена

$$\frac{|M_-(s,0)|}{|M_+(s,0)|} \sim \frac{(s/s_0)^{\Delta_- - \Delta_+}}{\ln(s/s_0)} \rightarrow 0,$$

а в дипольной модели

$$\frac{|M_-(s,0)|}{|M_+(s,0)|} \rightarrow \text{const} \quad \text{при} \quad s \rightarrow \infty,$$

причем эти выводы не зависят от способа унитаризации затравочных амплитуд.

Кроссинг-четная и кроссинг-нечетная компоненты унитаризованных амплитуд при $t \neq 0$ в сверхкритической модели исследуются в §3.2. Вычисления проделаны вначале для линейных траекторий затравочных померона и оддерона, а затем результат обобщен для произвольных траекторий. Выделяя в кроссинг-четной компоненте чисто померонное слагаемое $M_{+,1}(s,t)$

$$M_+(s,t) = M_{+,1}(s,t) + M_{+,2}(s,t),$$

мы показали, что

$$\frac{M_{+,2}(s,t)}{M_{+,1}(s,t)} \sim \mu^2, \quad \frac{M_-(s,t)}{M_{+,1}(s,t)} \sim \mu,$$

где

$$\mu = \frac{\lambda_-}{\lambda_+^2}, \quad \lambda_{\pm} = C \frac{g_{\pm}}{R_{\pm}^2} \exp(\xi \Delta_{\pm}), \quad \varrho = \frac{R_+^2}{R_-^2}$$

причем $\varrho \approx \frac{\alpha'_+}{\alpha'_-} \gg 1$ при $s/s_0 \gg 1$ и поэтому

$$\mu \sim \exp[-\xi(\Delta_+ \alpha'_+ - \Delta_- \alpha'_-)/\alpha'_-]$$

Если траектории померона и оддерона не вырождены, /в этом случае согласно /7/ $\Delta_+ \alpha'_+ > \Delta_- \alpha'_-$ /, то величина $|\mu|$ экспоненциально убывает с ростом $|\xi| \approx \ln(s/s_0)$. Это означает, что кроссинг-нечетные эффекты, различия в pp и $\bar{p}p$ взаимодействиях, с ростом энергии вымирают при ограниченных переданных импульсах. Этот результат справедлив при любом из рассмотренных способов унитаризации как для линейных, так и для нелинейных траекторий.

Известно, что при достигнутых энергиях померонная компонента амплитуд доминирует /по крайней мере, при малых t /. Таким обра-

зом, в сверхкритической модели с невырожденными помероном и оддероном может сложиться такая ситуация, что при имеющейся точности экспериментальных данных невозможно будет достоверно установить или отвергнуть существование оддерона при малых t .

Совершенно иная ситуация имеет место в модели дипольного померона. Кроссинг-нечетные эффекты в ней исследованы в §3.3. Асимптотические оценки для амплитуд унитаризованных квазиэikonальных методом, показали, что при $|tR_+^2| = |\omega| \gg 1$

$$M_{+,2}(s,t) \approx I_1 + I_2, \quad M_-(s,t) \approx I_1 - I_2,$$

где

$$I_{\pm} = i \frac{R_+^2}{2C\sqrt{2\omega\rho}} \exp\left\{-\frac{2\omega}{z_{\pm}} + \frac{z_{\pm}}{\rho} - \frac{C\lambda_+}{(C\lambda_-)^{1/\rho}} \left(\frac{z_{\pm}}{e\rho}\right)^{1/\rho} e^{\mp i\pi/2\rho}\right\}, \quad /8/$$

а z_{\pm} есть решение уравнения

$$\frac{\rho\omega}{z^2} - \ln \frac{z}{C\rho\lambda_-} \mp i\frac{\pi}{2} = 0. \quad /9/$$

Из /8/ и /9/ вытекает, что при $|\omega| \gg 1$

$$I_1 \pm I_2 \approx \frac{R_+^2}{2C\sqrt{2\omega\rho}} \Psi_{\pm}\left(\frac{|\omega|}{\rho}\right) \exp\left\{-\sqrt{2\frac{|\omega|}{\rho} \ln \frac{|\omega|}{\rho}} \left(1 + o\left(\frac{\ln \ln(|\omega|/\rho)}{\ln(|\omega|/\rho)}\right)\right)\right\},$$

где $\Psi_{\pm}\left(\frac{|\omega|}{\rho}\right)$ - осциллирующая ограниченная функция. Поскольку

$$M_{+,1}(s,t) \sim \exp(-\sqrt{2|\omega| \ln |\omega|}),$$

$$M_{+,2}(s,t) \sim \exp(-\sqrt{2\frac{|\omega|}{\rho} \ln \frac{|\omega|}{\rho}}),$$

то при $\rho > 1$

$$|M_{+,2}(s,t)| \gg |M_{+,1}(s,t)|.$$

Следовательно, асимптотика кроссинг-четной и кроссинг-нечетной компонент при фиксированных t , определяется параметрами затраченного оддерона, а не померона,

$$\frac{|\omega|}{\rho} \approx \alpha'_- |t| \ln \frac{s}{s_0} < |\omega| = \alpha'_+ \ln \frac{s}{s_0}.$$

Таким образом, если траектории померона и оддерона не совпадают при малых t , то

$$M_{pp}(s,t) = M_{+,1}(s,t) + 2I_2 \approx 2I_2,$$

$$M_{\bar{p}p}(s,t) = M_{+,1}(s,t) + 2I_1 \approx 2I_1$$

и поскольку $|I_1| \approx |I_2|$ при фиксированных t , имеем

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp) \approx \frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p).$$

Это равенство при очень малых t обусловлено доминирующим вкладом чистопомеронной компоненты $M_{+,1}(s,t)$, а при фиксированных t - доминирующим вкладом оддерона. В промежуточной области кросс-синг-нечетные эффекты должны быть велики. Здесь следует ожидать значительного различия в дифференциальных сечениях pp и $\bar{p}p$ рассеяния.

Четвертая глава посвящена учету спина нуклонов в рассматриваемых сверхкритической и дипольной моделях. После краткого обсуждения спиновой проблематики в реджевских моделях в §4.1 излагается метод вычисления унитаризованных спиновых амплитуд, основанный на рекуррентных соотношениях между амплитудами многократных реджеонных обменов в представлении прицельного параметра.

Представим амплитуду барион-барнионного рассеяния в виде

$$\hat{M}(s,t) = M_0(s,t) + i(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} M_1(s,t) + (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M_2(s,t) + /10/ \\ + (\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) M_3(s,t) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}) M_4(s,t) + i(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \vec{n} M_5(s,t),$$

где

$$\vec{k} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}, \quad \vec{q} = (\vec{p}' - \vec{p})_{\perp}, \quad \vec{n} = \vec{l} \times \vec{k}$$

\vec{p} и \vec{p}' - импульсы начального и конечного нуклона в с.ц.м., $\vec{\sigma}_{1,2}$ - матрицы Паули. Затравочная амплитуда $\hat{m}(s,t)$ имеет такую же структуру как /10/, поэтому для прицельной амплитуды получим

$$\hat{h}(s,b) = h_0(s,b) + i(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{\eta} h_1(s,b) + (\vec{\sigma}_1 \vec{\eta})(\vec{\sigma}_2 \vec{\eta}) h_2(s,b) + \\ + (\vec{\sigma}_1 \vec{\rho})(\vec{\sigma}_2 \vec{\rho}) h_3(s,b) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}) h_4(s,b) + i(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \vec{\eta} h_5(s,b)$$

где

$$\vec{\rho} = \vec{b}/|b|, \quad \vec{\eta} = \vec{\rho} \times \vec{l}.$$

Унитаризованная амплитуда $\hat{H}(s,b)$ вычисляется как сумма n -кратных обменов между адронами

$$\hat{H}(s,b) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2i)^{n-1}}{n!} G(n) \hat{H}^{(n)}(s,b) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2i)^{n-1}}{n!} G(n) \left\{ [\hat{h}(s,b)]^n \right\}_S,$$

где $\left\{ \right\}_S$ означает, что выражение внутри скобок должно быть симметризовано по S -матрицам отдельно в верхней и нижней части диаграммы n -реджеонного обмена. Нетрудно проверить, что $\hat{H}^{(n)}(s,b)$

имеет тот же вид, что и $\hat{h}(s, b)$, причем $H_{\kappa}^{(n+1)}(s, b)$ и $H_{\kappa}^{(n)}(s, b)$ связаны системой рекуррентных соотношений. Эту систему не удастся решить в общем виде, однако она легко решается в приближении линейном по h_3 и h_4 . Оно обосновано в диссертации и применимо при больших энергиях. В этом случае

$$\begin{aligned} 4H_0^{(n)} &= f_{1+}^n + f_{1-}^n + f_{5+}^n + f_{5-}^n, & 4iH_4^{(n)} &= f_{1+}^n - f_{1-}^n, \\ 4H_2^{(n)} &= f_{1+}^n + f_{1-}^n - f_{5+}^n - f_{5-}^n, & 4iH_5^{(n)} &= f_{5+}^n - f_{5-}^n, \\ H_{\kappa}^{(n)} &= h_{\kappa} \left\{ \frac{f_{1+}^n - h_0^n}{f_{1+} - h_0} + \frac{f_{1-}^n - h_0^n}{f_{1-} - h_0} + \frac{f_{5+}^n - h_0^n}{f_{5+} - h_0} + \frac{f_{5-}^n - h_0^n}{f_{5-} - h_0} \right\}, \quad \kappa = 3, 4 \end{aligned}$$

где

$$f_{1\pm} = h_0 + h_2 \pm 2ih_1, \quad f_{5\pm} = h_0 - h_2 \pm 2ih_5.$$

Полученное представление для спиновых амплитуд n -кратного обмена используется в следующих параграфах для конкретных вычислений в сверхкритической и дипольной моделях. Мы ограничились рассмотрением квазиэikonальной унитаризации затравочных амплитуд. Выражения для спиновых унитаризованных амплитуд достаточно громоздки, поэтому приведем только исходные формулы для затравочных амплитуд и результаты вычисления поляризации.

В §4.2 рассмотрена модель сверхкритического померона, в которой затравочные амплитуды определены следующим образом

$$m_{\kappa}(s, t) = ig(\mu\sqrt{t}/2m)^{\kappa} (-is/s_0)^{\alpha' t + \Delta} e^{B_{\kappa} t}, \quad \kappa = 0, 1, 2,$$

где m - масса нуклона, μ - константа, причем

$$m_0(s, t)m_2(s, t) = [im_1(s, t)]^2,$$

откуда следует, что

$$B_0 + B_2 = 2B_1.$$

Спиновые унитаризованные амплитуды вычислены в главном и следующем порядках по $1/\ln(s/s_0)$. При больших $\ln(s/s_0)$ и стремящихся к нулю t для поляризации P получено следующее выражение

$$P \approx \pi\mu\Delta \frac{\sqrt{t|/m^2}}{|\ln\lambda_+|^2} \left\{ \frac{1+\beta}{4} [1-\beta-2\Gamma'(1)] - \left(\frac{\mu}{2m}\sqrt{\frac{\Delta}{\alpha'}}\right)^2 \right\},$$

где

$$\beta = 1 + 2\frac{\Delta}{\alpha'} (B_1 - B_0).$$

При фиксированных t поляризация имеет очень громоздкий вид. От-

метим лишь, что

$$P = \frac{1}{\ln(s/s_0)} f(t, \alpha' |t| \ln^2(s/s_0)),$$

где $\lambda(t, z)$ при фиксированном t есть осциллирующая ограниченная функция z .

Таким образом, в сверхкритической модели поляризация убывает с ростом энергии и при малых и при фиксированных передачах импульса. Учитывая результат для бесспинового случая при невырожденных помероне и оддероне, следует заключить, что $P_{pp} \approx P_{\bar{p}\bar{p}}$ при достаточно высоких энергиях.

Спиновые эффекты в pp и $\bar{p}\bar{p}$ рассеянии в дипольной модели рассмотрены в §4.3. В спиновых амплитудах учтен вклад оддерона. Затраченные амплитуды выбраны аналогично тому, как это сделано в сверхкритической модели:

$$w_{k,\pm}(s,t) = \eta_{\pm} g_{\pm}(\xi + a_{\pm}) (\mu_{\pm} \sqrt{-t}/2m)^k \exp(R_{k,\pm}^2 t), \quad k=0,1,2,$$

где $\eta_{+} = i$, $\eta_{-} = 1$, $\xi = \ln(-is/s_0)$, $s_0 = 1\Gamma \approx B^2$, μ_{\pm}, a_{\pm} - константы, $R_{k,\pm}^2 = \alpha'_{\pm} \xi + \beta_{k,\pm}$. В диссертации вычислены все спиновые амплитуды, их кроссинг-четные и кроссинг-нечетные компоненты. Амплитуды унитаризованы квазиэйконоальным методом. Для поляризаций при фиксированных t получены следующие выражения

$$P_{\bar{p}\bar{p}} \approx -\frac{1}{2} \sin 4\alpha_{-} \cdot \text{Im}(N_{+}/N_{-}),$$

$$P_{pp} \approx -\frac{1}{2} \sin 4\alpha_{-} \cdot \text{Im}(N_{-}/N_{+}),$$

где

$$N_{\pm} = \exp\left(-\frac{2\omega}{z_{\pm}} + \frac{z_{\pm}}{\rho} - u_{\pm}\right), \quad u_{\pm} = e^{-\pi i/2} \left(\frac{z_{\pm}(\lambda_{+})^{\rho}}{e\rho\lambda_{-}}\right)^{1/\rho},$$

$\alpha_{-} = \mu_{-} \sqrt{-t}/2m$, а z_{\pm} - решения уравнения

$$\frac{\rho\omega}{z_{\pm}^2} = \ln \frac{z_{\pm}}{\lambda_{-}} \pm i \frac{\pi}{2}.$$

Показано, что $(N_{+}/N_{-}) \approx (N_{-}/N_{+})^{*}$ при $\rho > 1$ и $|\omega| \gg 1$, поэтому

$$P_{\bar{p}\bar{p}} \approx -P_{pp}.$$

Тем самым мы обнаружили качественное различие в сверхкритической и дипольной моделях с невырожденными траекториями померона и оддерона. Заметим, что во-первых, поляризация осциллирует с изменением как энергии, так и переданного импульса, во-вторых, ве-

личина осцилляций не зависит от энергии, в-третьих, поляризация по величине не превышает 50%.

В последнем параграфе четвертой главы рассмотрена дипольная модель мезон-нуклонного рассеяния. Полагая, что в зарядово-четную /по отношению к замене $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$ / часть амплитуды основной вклад дает померон, а зарядово-нечетная определяется обменом ρ -реджеоном, мы вычислили унитаризованные спиновые амплитуды и поляризации для упругого πp -рассеяния и процесса перезарядки. В этих процессах поляризация осциллирует и по s и по t , не изменяя знака, причем максимальное /минимальное/ значение достигается в минимумах /максимумах/ дифференциального сечения. Максимальные значения поляризации в процессе перезарядки не зависят от энергии, а в упругом рассеянии стремятся к нулю $\sim 1/\ln(s/s_0)$. Это опять же отличается от предсказаний сверхкритической модели, где $P_{ch.ex.}$ приближается к константе, но осцилляции сглаживаются с ростом энергии.

В главе 5 рассмотрены феноменологические приложения дипольной модели. Проверая широко распространенное мнение о фруассаровском росте полных сечений, мы проанализировали все существующие данные о полных сечениях $\pi N, KN, NN$ взаимодействий в интервале $6 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s} \leq 546 \text{ ГэВ}$ /всего 426 точек/. Вклады реджеонов f, ω, ρ, a_2 параметризовались стандартным образом, а померонная компонента выбрана в виде

$$\alpha_{tot} = a + b [\ln(s/s_0)]^\gamma, \quad s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2. \quad /II/$$

Результаты этой работы изложены в §5.1. Оказалось, что в зависимости $\chi^2(\gamma)$ имеются два минимума, при $\gamma \approx 1,28$ и $\gamma = 1,57$, причем χ^2 резко увеличивается, если $\gamma < 1$ или $\gamma > 2$. Модели диполя ($\gamma = 1$) и фруассарона ($\gamma = 2$) одинаково хорошо описывают данные, что иллюстрируется на рис. 1а-1д. Подробно исследованы вклады реджеонов. Мы обнаружили, что интерсепт f -реджеона находится в интервале

$$\alpha_f(0) = 0,68 - 0,76$$

в зависимости от значения γ , т.е. $\alpha_f(0)$ значительно больше, чем считалось ранее. Выводы о степени роста полных сечений и об интерсепте f -реджеона были позднее подтверждены в других работах /см., например, М.М. Block, А.Р. White, Phys. Lett. B272, 1991, P. 145/.

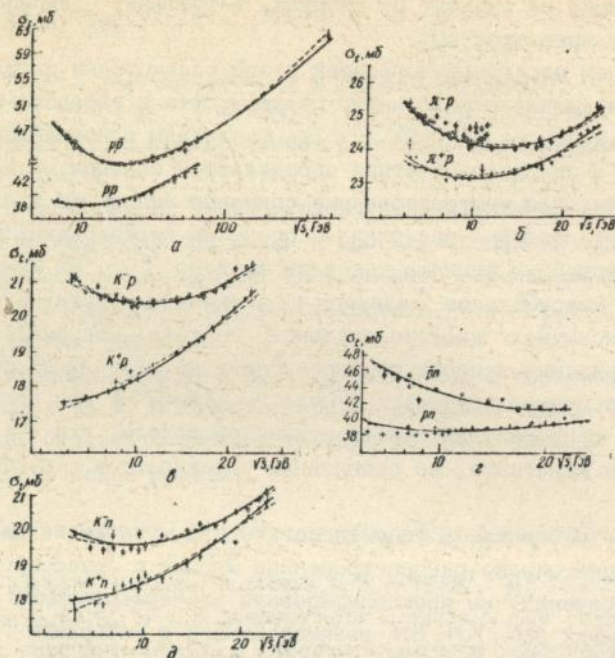


Рис. 1а-д. Полные сечения $p^{\pm}p, \bar{p}^{\pm}p, K^{\pm}p, p^{\pm}n, K^{\pm}n$ взаимодействий. Сплошная и штриховая кривые получены в моделях диполя ($\gamma = 1$) и Фруассарона ($\gamma = 2$) соответственно.

В §5.2 мы анализируем всю совокупность данных о полных сечениях и рассеянии вперед в упругих pp и $\bar{p}p$ взаимодействиях в рамках гипотезы оддерона. Цель этого исследования - выяснить можно ли вкладом оддерона объяснить большое значение $\text{Re } M_{\bar{p}p}(s,0)$ при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ. В фитировании использовались 210 точек для σ_{tot} и φ при энергиях от 4 ГэВ до 546 ГэВ. Опуская подробности, приведем конечный вывод. Вклад оддерона не позволяет получить значение $\varphi_{\bar{p}p}(546) = 0,24$ ни при каких значениях γ из /II/, не искажая описание σ_{tot} и φ при низких и средних энергиях. Максимальные значения этой величины таковы

$$\varphi_{\bar{p}p}(546) = \begin{matrix} 0,18 - 0,19 & \text{при } \gamma = 1 \\ 0,19 - 0,20 & \text{при } \gamma = 2 \end{matrix}$$

Поскольку значение φ не измеряется непосредственно, а извлекаются из данных о дифференциальных сечениях, вывод предыду-

щего параграфа требует проверки. С этой целью мы исследовали данные о σ_{tot} и $d\sigma/dt$ в области первого дифракционного конуса, включая данные о кулон-ядерной интерференции. Результаты изложены в §5.3. Прежде, чем рассматривать в амплитудах вклад одерона мы проверили возможность модели дипольного померона описать σ_{tot} и $d\sigma/dt$ при $0,03 \text{ ТэВ}^2 \leq |t| \leq 0,6 \text{ ТэВ}^2$. Для этого использовалась простейшая параметризация вклада диполя

$$P(s,t) = ig \ln(-is/s_1)(-is/s_2)^{\alpha_P(t)-1} \exp[\varphi(t)]$$

с нелинейной траекторией

$$\alpha_P(t) = 1 + \beta_P(\sqrt{t_0} - \sqrt{t_0 - t})$$

и двумя вариантами функции $\varphi(t)$

$$\varphi_1(t) = \beta_1(\sqrt{t_1} - \sqrt{t_1 - t}), \quad \varphi_2(t) = \beta_2[1 - (1 - \tau_2/t) \ln(1 - t/\tau_2)].$$

Учитывались также вклады f и ω риджеонов.

Мы показали, что модель дипольного померона хорошо согласуется с имеющимися данными. Более того, предсказания модели прекрасно подтвердились в измерениях на Тэватроне при $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$, что видно из рисунков 2а,б. /Кривые соответствуют рассмотренной модели. Прямая на рис.2а - вклад дипольного померона/

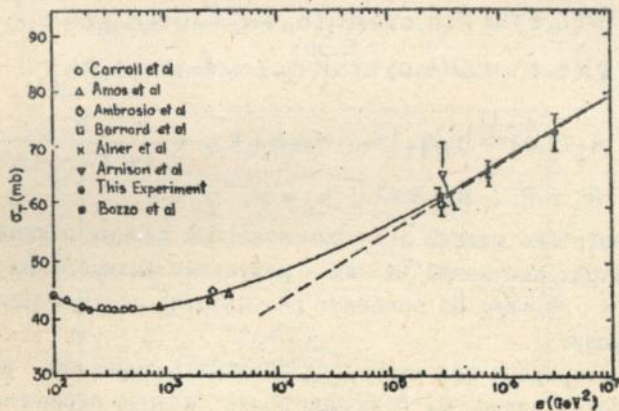


Рис.2а

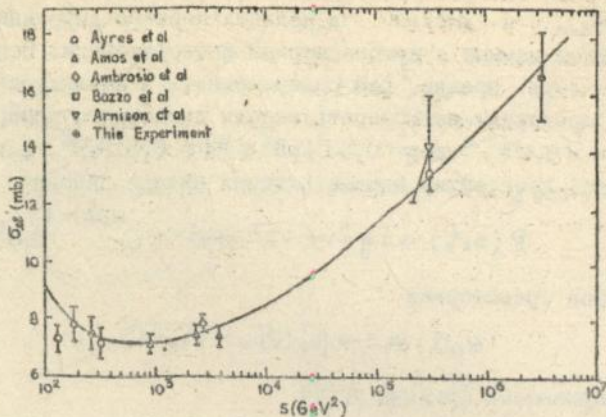


Рис. 2б

Исследуя феноменологические возможности гипотезы оддерона, мы значительно расширили набор данных, включив результаты измерений в области кулоновской интерференции. Всего в фитировании использовано примерно 900 точек σ_{tot} и $d\sigma/dt$ при $9.1 \text{ эВ} \leq \sqrt{s} \leq 546 \text{ эВ}$ и $|t| \leq 0,6 \text{ эВ}^2$. Вклады f и ω параметризовались стандартным реджевским образом, а померон и оддерон были выбраны в виде

$$P(s, t) = P(s, 0) \exp[(b_p + \alpha_p \ln(-is/s_0))t + \psi(t)],$$

$$O(s, t) = O(s, 0) \exp[(b_o + \alpha_o \ln(-is/s_0))t].$$

где

$$A_{\pm}(s, 0) = \eta_{\pm} g_{\pm} \left[\ln(-is/s_0) + \xi_{\pm} + \frac{\xi_{2\pm}}{1 + \xi \ln(-is/s_0)} \right],$$

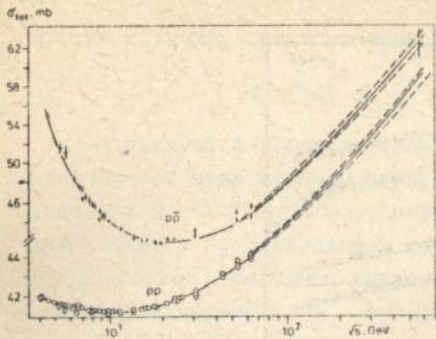
$$A_+ \equiv P, \quad A_- \equiv O, \quad \eta_+ = i, \quad \eta_- = 1.$$

Соответствие модели экспериментальным данным показано на рис. 3-5. Штриховые линии на них - результат фитирования по данным σ_{tot} и ρ / \sqrt{s} . Из основных результатов этого анализа отметили следующие

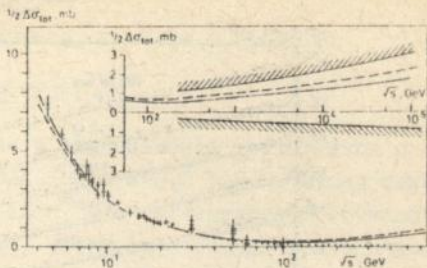
- подтверждена невозможность объяснить значение $\sigma_{PP}(546) = 0,24$ вкладом оддерона. Получены более сильные ограничения на эту величину

$$\sigma_{PP}(546) \leq 0,15,$$

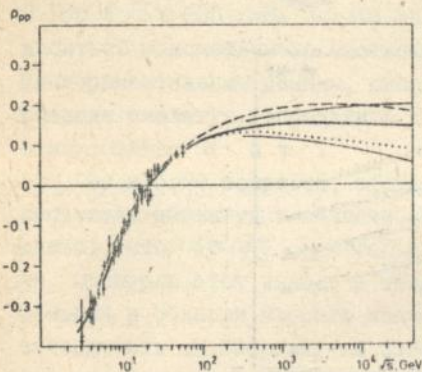
если допустить увеличение χ^2 на 10% по сравнению с χ^2_{min} . На рис. 3а-г указаны коридоры, в которых могут находиться соответ-



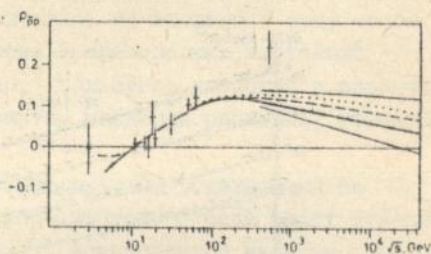
а



б



в



г

Рис. 3

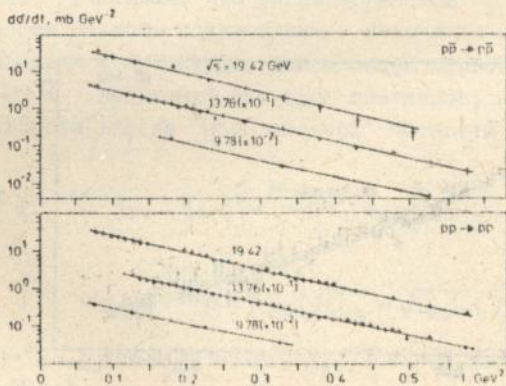


Рис. 4а, б

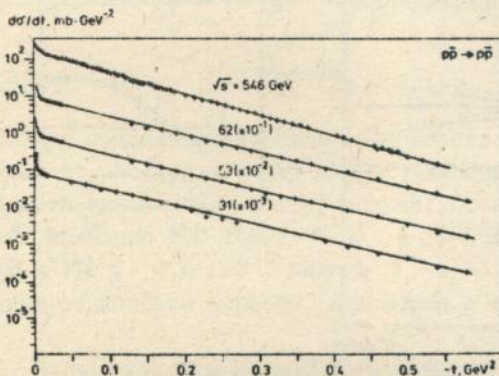
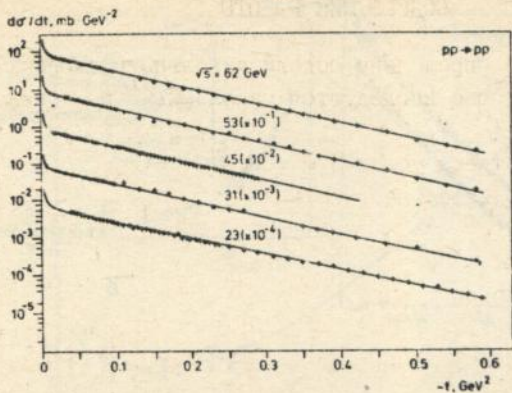


Рис. 4в, г

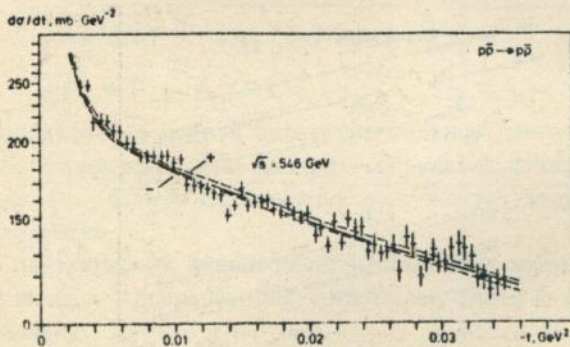


Рис. 5

вующие величины при изменении вычета оддерона в пределах

$$-0,4 \Gamma \text{эВ}^{-2} \leq g_- \leq 0,2 \Gamma \text{эВ}^{-2}$$

- наилучшее согласие теории и эксперимента достигается с отличным от нуля вкладом оддерона, $g_- = -0,2 \Gamma \text{эВ}^{-2}$. Вклад такого оддерона в $\text{Re } M_{\bar{p}p}(s, 0)$ отрицателен, что согласуется с вычислениями КХД, и противоположен тому, что требуется для объяснения

$\sigma_{\bar{p}p} = 0,24$. Сплошные кривые на рисунках соответствуют оптимальному оддерону с $g_- = -0,2 \Gamma \text{эВ}^{-2}$.

В §5.4 дипольная модель применяется для анализа кроссинг-нечетных эффектов и описания данных при значениях $|t| \leq 10 \Gamma \text{эВ}^2$ и $9 \Gamma \text{эВ} \leq \sqrt{s} \leq 630 \Gamma \text{эВ}$. Задача заключалась не столько в том, чтобы добиться максимального соответствия теоретических выражений экспериментальным данным, сколько, пользуясь свободой в параметризации амплитуд, определить характер эволюции различных эффектов с изменением s и t .

Из многих вопросов, обсуждаемых в §5.4, остановимся на свойствах амплитуд в области второго конуса. В ряде работ утверждается, что $d\sigma/dt$ при больших t определяется вкладом оддерона. Проверая этот вывод, а также учитывая специфические свойства сечений в области второго конуса /малый наклон, очень слабая его зависимость от энергии/ мы полагали, что следует рассматривать два различных с феноменологической точки зрения оддерона. Мягкий оддерон работает при $t=0$, а жесткий дает большой вклад при $|t| \geq 1 \Gamma \text{эВ}^2$ /учитывая, что рассматриваемые $|t|$ невелики, его следует скорее назвать полужестким/. Исходя из этого предположения, мы добавили к амплитуде, описывающей первый конус, помимо P-P и P-R ветвлений еще одно слагаемое, представив его в виде реджевского вклада "произвольной" четности

$$M_{E0}(s, t) = -t (ig_{EV} \pm g_{OD}) \ln^4(-is/s_1) \exp[(\alpha_{E0}(t)-1) \ln(-is/s_2)] / I_2$$

где

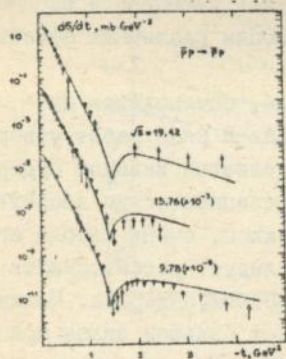
$$\alpha_{E0}(t) = 1 + \beta_{E0} (\sqrt{t_{E0}} - \sqrt{t_{E0} - t}).$$

Множитель $(-t)$ уменьшает искажения, которые этот вклад может внести в $d\sigma/dt$ при малых t , позволяя более аккуратно исследовать второй конус.

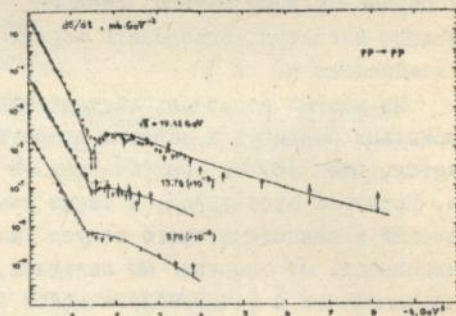
Опуская обсуждение численных значений параметров модели и

соотношений между разными вкладками, отметим хорошее описание всей совокупности данных /см., например, рис.6з-д/. Предсказания модели для Тэвнских энергий демонстрирует рис.7.

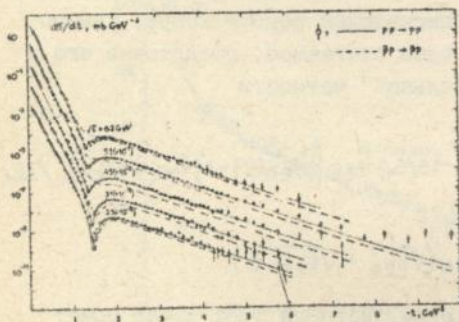
Наиболее интересным, на наш взгляд, является вывод о доминирующем в области $|t| > 1 \text{ ГэВ}^2$ вкладе слагаемого /I2/, в котором преобладает четная компонента ($|g_{0D}| = 0,33 |g_{EV}|$). Другими словами, поведение сечения в области второго конуса при достигнутых энергиях определяется кроссинг-четным слагаемым амплитуды, а не оддероном. Из этого следует, что идею о двух оддеронах в такой же степени можно применить к померону, т.е. различать мягкий померон и жесткий /или полужесткий/ померон. Этот феноменологический вывод перекликается с теоретическими аргументами в пользу двух померонов /J.D.Bjorken, Preprint SLAC-PUB-5608, 1991/.



а



б



в

Рис.6

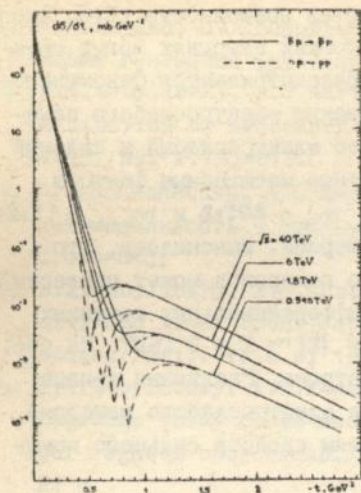
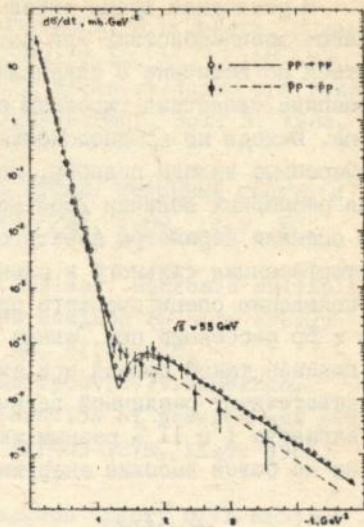


Рис. 7



Г

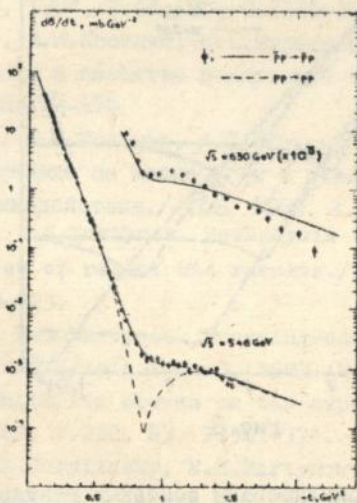


Рис. 6д.

В последнее время активно обсуждается возможность того, что слабые взаимодействия при достаточно высоких энергиях могут сравниться по величине с сильными. В §5.5 рассматриваются феноменологические следствия гипотезы о существовании электрослабого померона. Исходя из предположения о том, что электрослабый и сильный померонные вклады подобны, но имеют разные масштабные факторы для размерных величин /соответственно, $m_w \sim 80 \text{ ГэВ}$ и $m_{\text{hadr}} \sim 1 \text{ ГэВ}$ /, мы оценили параметры электрослабого померона. Выяснилось, что интерференция сильного и электрослабого померонов может привести к появлению специфического провала в дифференциальных сечениях pp и $\bar{p}p$ рассеяний при Тэвнских энергиях и $|t| \sim 2 + 5 \text{ ГэВ}^2$. На рис. 8 показан такой провал при энергии Тэватрона. Различные кривые соответствуют различной величине вклада электрослабого померона, а варианты I и II – разным экстраполяциям свойств сильного померона на более высокие энергии

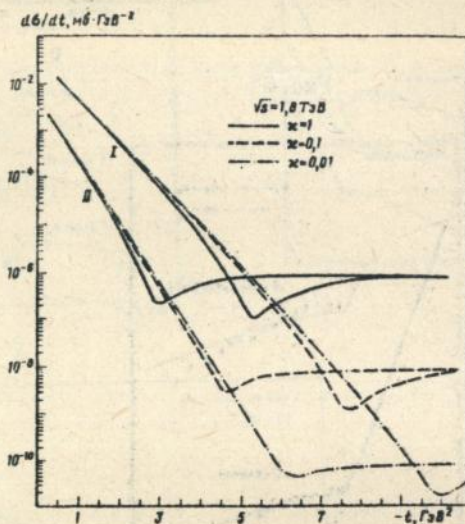


Рис. 8

В Заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах:

I. Е.С.Мартынов. Затравочный померон и поведение сечений в реджеонной полевой теории // ЯФ, 1981, Т.33, №5, С.1431-1441.

2. Н.И.Глушко, Н.А.Кобылинский, Е.С.Мартынов, В.И.Шелест. Механизмы генерации фруассарона//ЯФ, 1983, Т.38, №1, С.180-192.
3. N.A.Kobylynsky, E.S.Martynov, Rising cross-sections and renormalization of secondary reggeons.//Acta Phys. Pol. B, 1984, V.15, N9, P.799-811.
4. Н.А.Кобылинский, Е.С.Мартынов, Р.С.Тутик. Мезонный спектр и автомодельность в дуальном подходе.//УФМ, 1984, Т.29, №5, С.645-646.
5. N.A.Kobylynsky, E.S.Martynov, V.P.Shelest. Hadronic multiplicity and total cross-section: a new scaling in wide energy range.//Zeit. Phys.C, 1985, V.28, N1, P.143-148.
6. N.A.Kobylynsky, A.I.Kosenko, E.S.Martynov, V.V.Timokhin. Hadronic total cross-sections: separation of pomeron and proper reggeon components.//Preprint ITP-83-127E, Kiev, 1985, 21 p.
7. E.S.Martynov. Dipole pomeron in reggeon theory with $\alpha(0) > 1$. Preprint ITP-85-26E, Kiev, 1985, 16 p.
8. С.В.Аккелин, Н.А.Кобылинский, Е.С.Мартынов, В.И.Шелест. Дуальная динамика обмена составляющими в мягких и жестких адронных процессах.// ЯФ, 1987, Т.46, №5, С.1545-1551.
9. Н.А.Кобылинский, А.И.Косенко, Е.С.Мартынов, В.В.Тимохин. Адронные полные сечения и свойства померонной компоненты.//УФМ, 1988, Т.33, №2, С.172-175.
10. Н.А.Кобылинский, А.И.Косенко, Е.С.Мартынов, В.В.Тимохин. Упругое pp и $\bar{p}p$ рассеяние на малые углы в схеме с минимальным ростом радиуса взаимодействия.//УФМ, 1989, Т.34, №2, С.167-172.
11. N.A.Kobylynsky, E.S.Martynov. Reanalysis of pp and $\bar{p}p$ interaction data in view of recent UA4 results.//Zeit.Phys.C, 1989, V.43, N3, P.419-423.
12. N.A.Kobylynsky, E.S.Martynov. Crossing-odd effects in the soft nucleon collisions.//Zeit.Phys.C, 1989, V.44, N4, P.681-687.
13. E.S.Martynov. Unitarity bounds on the supercritical odderon.// Phys.Lett.B, 1989, V.232, N3, P.367-371.
14. S.V.Akkelin, N.A.Kobylynsky, E.S.Martynov. Hadronic processes with large momenta transferred and the quark counting rules in a manyparticle dual amplitude.// Preprint ITP-89-76E, Kiev, 1989, 27 p.
15. L.L.Jenkovszky, E.S.Martynov, T.V.Struminsky. How fast do cross-section rise?//Phys.Lett.B, 1990, V.249, N3,4, P.535-589.

16. E.S.Martynov. Soft and semi hard pomeron in a wide energy range. // *Zet*. 1991, 1, 30, №4, С.487-494.
17. С.В.Аккелин, Е.С.Мартынов. Перерасеяний для нелинейных реджеонов. // *Ужн*, 1991, 1, 30, №4, С.487-494.
18. С.В.Аккелин, Е.С.Мартынов. Унитаризация сверхкритических померона и оддерона. // *ЯФ*, 1991, Т.53, №6, С.1645-1649.
19. E.S.Martynov. Multiple rescatterings and spin structure of a baryon-baryon scattering amplitudes. // Preprint ITP-91-112E, Kiev, 1991, 8P.
20. E.S.Martynov, V.A.Miransky. How can one see the electroweak pomeron? // *Phys.Lett.B*, 1991, V.256, N3,4, P.547-550.
21. Е.С.Мартынов, Р.А.Миранский. Как можно увидеть электрослабый померон? // *Письма в ЖЭТФ*, 1991, Т.53, №1, С.3-6.
22. Е.С.Мартынов. Спиновые амплитуды pp-рассеяния в унитаризованной модели сверхкритического померона. // *ЯФ*, 1992, Т.55, №4, С.1072-1079.
23. С.В.Аккелин, Е.С.Мартынов. Нелинейные померон и оддерон в упругих перерасеяниях. // *ЯФ*, 1992, Т.55, №5.
24. E.S.Martynov. Odderon dominance in dipole model of hadron elastic scattering. // *Phys.Lett.B*, 1992, V.284, N3,4, P.417-420.
25. С.В.Аккелин, Е.С.Мартынов. Кроссинг-нечетные спиновые эффекты в дипольной модели рассеяния адронов. // *ЯФ*, 1992, Т.56, №6 (Preprint ITP-92-11E, Kiev, 1992, 16 p.).

Мартынов Евгений Сергеевич

Кроссинг-нечетные и спиновые явления
в унитаризованных реджевских моделях

Зак. - 288 Формат 60x90/16 уч.-изд.л.-1,6
Подписано к печати 16.11.92г. Тираж 100 экз.

Полиграфический участок ИТБ АН Украины