

УДК 539.12...172

ЭФФЕКТЫ $\pi\pi$ -КОРРЕЛЯЦИЙ ПРИ ОБМЕНЕ σ - И ρ -МЕЗОНАМИ В πN -РАССЕЯНИИ

© 2002 г. И. В. Копытин, М. А. Шихалев, Е. М. Щербаков

Воронежский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время фундаментальной микроскопической теорией, позволяющей, в принципе, на единой основе описать большинство процессов с участием адронов, в том числе и πN -рассеяние, является квантовая хромодинамика. Однако из-за непертурбативной природы конфайнмента при изучении процессов в области низких энергий на практике приходится прибегать к использованию различных эффективных способов описания взаимодействия адронов. При этом желательно, чтобы выбранная эффективная модель была как можно ближе к фундаментальной и удовлетворяла тем же симметриям, в частности, киральной. В связи с этим особую популярность приобрели модели сильного взаимодействия, в которых вместо кварк-глюонного лагранжиана используется эффективный киральный лагранжиан, имеющий в качестве степеней свободы мезоны и барионы. При этом физика всех субадронных процессов, не включенных в явном виде в лагранжиан, учитывается либо введением членов, содержащих производные более высокого порядка (киральная теория возмущений), либо использованием феноменологических формфакторов в потенциалах взаимодействия адронов (так называемые модели мезонного обмена). В результате появляется возможность исследования различных динамических характеристик частиц, например, динамической массы и магнитного момента, являющихся по сути следствиями эффекта “одевания” адрона мезонным облаком.

Не последнюю роль в физике адронов играют также эффекты корреляции при обмене двумя и более мезонами, приводящие нередко к появлению различного рода резонансов. В πN -рассеянии наиболее важен коррелированный двухпионный обмен. Очень часто

он моделируется как обмен скалярным-изоскалярным σ -мезоном и векторным-изовекторным ρ -мезоном. В то время как в данных по $\pi\pi$ -рассеянию ρ представляет собой ярко выраженный $\pi\pi$ -резонанс, он не наблюдается для σ и существование такого резонанса до настоящего времени остается спорным вопросом [1]. Тем не менее, модели двухнуклонного взаимодействия, основанные на дисперсионном подходе [2—4], а также исследования центральной части NN -потенциала в киральной теории возмущений [5], показали, что σ можно трактовать как эффективную степень свободы, которая также параметризует обмен двумя π -мезонами.

В большинстве мезонобменных моделей πN -рассеяния ρ - и σ -мезоны рассматриваются как частицы с фиксированной массой [6—9]. Если для ρ -мезона из-за малой ширины его спектральной функции такое приближение может быть вполне оправданным, то для σ -мезона оно может оказаться довольно грубым. Анализ $\pi\pi$ -корреляций в случае πN -рассеяния проводился в работах [10,11]. В них πN -амплитуды в ρ - и σ -каналах рассчитывались на основе псевдоэмпирических данных для реакции $N\bar{N} \rightarrow \pi\pi$, полученных, в свою очередь, как аналитическое продолжение экспериментальных данных по $\pi\pi$ - и πN -рассеянию. Однако влияние динамической составляющей масс ρ - и σ -мезонов на поведение фазовых сдвигов исследовано не было.

В настоящей работе на основе теоретико-полевой формулировки процесса πN рассеяния при энергии столкновения ниже порога двухпионного рождения исследуются эффекты $\pi\pi$ -корреляций при обмене σ - и ρ -мезонами. Проводится перенормировка функций Грина и вычисляются поляризационные операторы σ - и ρ -мезонов, представляющие собой двухпионные петли (рис. 1). Требование уни-

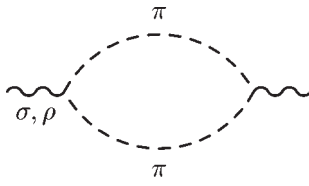


Рис. 1. Поляризационный оператор σ - и ρ -мезонов

тарности S -матрицы, соответствующей процессу двухпионной поляризации, позволяет получить их спектральные функции. Для нахождения действительных частей поляризационных операторов используется метод дисперсионных соотношений, базирующийся на аналитических свойствах функции Грина. Тем самым учитывается динамическая составляющая масс σ - и ρ -мезонов. Для исследования чувствительности фазовых сдвигов к этому эффекту при количественном сравнении теории с экспериментом в рассмотрение включаются также прямые и обменные диаграммы с участием нуклона и Δ -изобары. Для описания последней используется векторно-спиновое представление Рариты—Швингера.

ФОРМАЛИЗМ

Решение проблемы πN -взаимодействия с учетом эффектов многократного рассеяния и точного выполнения условия унитарности S -матрицы сталкивается в моделях мезонного обмена с необходимостью решения уравнения Бете—Солпитера. При этом возникают дополнительные математические трудности, связанные с интегрированием по энергетической переменной и трактовкой различного рода полюсов, содержащихся в ядре интегрального уравнения [8]. В связи с этим особую популярность приобрели модели, использующие в качестве уравнения рассеяния различные трехмерные квазипотенциальные редукции уравнения Бете—Солпитера. Однако проблема заключается в том, что существует бесконечное число таких трехмерных редукций и, в принципе, нет существенных причин, чтобы отдать предпочтение какой-либо из них. Более того, оказалось, что поведение πNN - и $\pi \Delta N$ -формфакторов, а также t -матрицы вне энергетической поверхности, существенно зависит от выбора используемого уравнения рассеяния [7].

Из-за неопределенности в выборе уравнения рассеяния в целях упрощения расчетов

часто пренебрегают немассовыми эффектами в πN функции Грина (приближение K -матрицы). В этом приближении K -матрица оказывается эквивалентной πN -потенциалу. Данный подход использовался ранее в целом ряде работ [12—14] и позволил достаточно хорошо описать экспериментальные данные.

Мы также будем использовать приближение K -матрицы, но несколько модифицированное. В принципе, πN -потенциал представляет собой бесконечную сумму всех возможных неприводимых диаграмм Фейнмана, построенных на основе заданного лагранжиана. На практике, естественно, приходится учитывать только конечное их число. В области энергии столкновения, где эффекты, связанные с возможностью рождения двух и более π -мезонов, отсутствуют или малы, на S -матрицу накладывается только требование двухчастичной унитарности. В этом случае потенциал представляет собой обычно сумму диаграмм наименьшего неисчезающего порядка (рис. 2). В результате K -матрица может быть представлена в виде суммы двух частей:

$$K(s, t, u) = \sum_{B=N,\Delta} \Gamma_B^\dagger G_B(s) \Gamma_B + K_{NP}(s, t, u) \quad (1)$$

(Γ_B и G_B соответствуют “одетым” вершине и пропагатору бариона B ; s, t, u — кинематические инварианты ($s + t + u = 2m_N + 2m_\pi$, m_N и m_π — массы нуклона и пиона соответственно)). Первая — полюсная часть, отвечает резонансному обмену нуклоном и Δ -изобарой в s -канале и факторизуется на две вершины и барионный пропагатор, учитывающих механизм перерассеяния и эффекты «одевания» адрона мезонным облаком. Вторая часть — K_{NP} , она обусловлена нерезонансными процессами: u -канальным обменом нуклоном и Δ -изобарой, и t -канальным обменом σ - и ρ -мезонами. Основное отличие от стандартного приближения K -матрицы заключается в том, что мы полагаем $K_{NP} = V_{NP}$, где V_{NP} — неполюсная

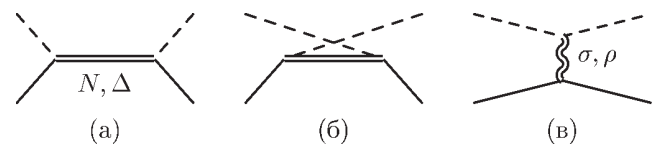


Рис. 2. πN -потенциал: (а) и (б) — обмен нуклоном и Δ -изобарой в s - и u -каналах соответственно; (в) — t -канальный обмен σ - и ρ -мезонами. Двойная волнистая линия означает, что используется перенормированная функция Грина

часть потенциала (диаграммы (б), (в) на рис. 2), и явным образом учитываем эффекты “одевания” в πNN - и $\pi N\Delta$ -формфакторах, а также динамическую составляющую масс нуклона и Δ -изобары.

Потенциалы взаимодействия нуклона, π - и ρ -мезонов определялись из следующего эффективного кирального лагранжиана:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ch} = & \frac{g_{\pi NN}}{2m_N} \bar{N} \gamma_5 \gamma^\mu \vec{\tau} \partial_\mu \vec{\pi} N + \\ & + g_{\rho NN} \bar{N} \left\{ \gamma^\mu - \frac{\kappa_\rho}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} \partial_\nu \right\} \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{\rho}_\mu N + \\ & + g_{\rho\pi\pi} \vec{\rho}_\mu [\vec{\pi} \times \partial^\mu \vec{\pi}] + \\ & + \frac{g_{\rho\pi\pi}}{4m_\rho^2} (\delta - 1) (\partial_\mu \vec{\rho}_\nu - \partial_\nu \vec{\rho}_\mu) \cdot [\partial^\mu \vec{\pi} \times \partial^\nu \vec{\pi}], \end{aligned} \quad (2)$$

который представляет собой лагранжиан Веса—Зумино [15] в первом порядке по константам связи ($\hbar = c = 1$). Здесь N , $\vec{\pi}$ и $\vec{\rho}_\mu$ — операторы полей нуклона, π - и ρ -мезонов соответственно; $\vec{\tau}$ — матрицы Паули в пространстве изотопического спина, γ^μ — матрицы Дирака и $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Из всех параметров, входящих в \mathcal{L}_{ch} , наиболее точно известны массы частиц, а также значение πNN константы связи, которая в настоящей работе берется равной $\frac{g_{\pi NN}}{4\pi} = 13.6$. Также фиксированными полагаются значения $\delta = 1$ и $g_{\rho\pi\pi} = 6$, которые соответствуют экспериментально известной ширине распада ρ -мезона $\Gamma_\rho = 150$ МэВ [1]. Параметры $g_{\rho NN}$ и κ_ρ подбираются из условия наилучшего совпадения теоретических расчетов с экспериментальными данными по πN -рассеянию.

В наиболее общем виде лагранжиан взаимодействия σ -мезона имеет следующую структуру:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\sigma = & g_{\sigma NN} \sigma \bar{N} N - \frac{g_{\sigma\pi\pi}}{2m_\pi} \sigma (\partial_\mu \vec{\pi} \cdot \partial^\mu \vec{\pi}) + \\ & + \frac{g_{\sigma\pi\pi}}{2} c_\sigma m_\pi (\vec{\pi} \cdot \vec{\pi}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь σ — оператор скалярного поля. Отметим знак “−” перед вторым слагаемым. Он выбран так, чтобы πN Σ_N -член, являющийся мерой частичного нарушения киральной симметрии, был положительным [16]. Кроме того, в этом случае потенциал, соответствующий обмену σ -мезоном, является отталкивающим в S -волнах и притягивающим в P -волнах, как

следует из анализа коррелированного двухпионного обмена [10]. В настоящее время нет почти никакой информации о характеристиках σ -мезона. Возможные значения его массы лежат в достаточно широком диапазоне от 400 до 1200 МэВ [1]. Низкоэнергетические теоремы для пионов, а также поведение πN скалярного формфактора при энергии свыше 400 МэВ отдают предпочтение достаточно легкому σ с массой порядка 450—650 МэВ [5, 16]. Мы полагаем массу σ -мезона фиксированной и равной $m_\sigma = 600$ МэВ. Считая также ширину распада Γ_σ приблизительно равной массе, получаем константу связи $g_{\sigma\pi\pi} = 2.75$. Относительно параметров $g_{\sigma NN}$ и c_σ только можно сказать, что $c_\sigma \approx 1$, поскольку основной вклад в S -волновые длины рассеяния должен вносить обмен векторным ρ -мезоном [17]. Значение $c_\sigma = 1$ соответствует тому, что механизм обмена σ -мезоном не вносит вклад в S -волновые длины рассеяния.

Связь Δ -изобары с нуклоном и пионом в настоящей работе определялась “калибровочно инвариантным” лагранжианом, предложенным в [18]:

$$\mathcal{L}_{\pi N \Delta} = \frac{g_{\pi N \Delta}}{m_\pi m_\Delta} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (\partial_\mu \bar{\Delta}_\nu) \gamma_5 \gamma_\alpha \vec{T} \partial_\beta \vec{\pi} N + \text{Э.с.}, \quad (1)$$

где m_Δ — масса Δ -изобары, Δ_μ — векторно-спинорное поле; \vec{T} — матрица 4×2 , определяющая переход между состояниями с изоспинами $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$; $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ — асимметрический тензор и Э.с. означает эрмитово-сопряженный член. Константа связи $g_{\pi N \Delta}$ определяется по известной ширине распада Δ -изобары. Данный лагранжиан является инвариантным относительно калибровочного преобразования Рариты—Швингера:

$$\Delta_\mu(x) \rightarrow \Delta_\mu(x) + \partial_\mu u(x),$$

где $u(x)$ — биспинор, и, как следствие, включает возможное появление состояний со спином $\frac{1}{2}$ в функции Грина Δ -изобары.

Для полного определения πN -потенциала в вершины, построенные из лагранжианов (2)—(4), нужно добавить феноменологические формфакторы, которые отражают динамику не учитываемых в явном виде процессов. Они необходимы также и для регуляризации перенормированных функций Грина и вершинных операторов адронов. В настоящей работе все формфакторы имеют вид гауссова типа:

$$F_x(t) = \exp\left(-\frac{(t - m_x^2)^2}{\Lambda_x^4}\right)$$

для вершин $x\pi\pi$ и xNN , где x означает σ - или ρ -мезон;

$$F_{B_0}(u) = \exp\left(-\frac{(u - m_{B_0}^2)^2}{\Lambda_{B_0}^4}\right)$$

— формфактор, соответствующий голой вершине Γ_{B_0} при обмене барионом B в u -канале (рис. 2(б)).

Инвариантная структура перенормированных вершин Γ_B предполагается такой же, что и голых вершин Γ_{B_0} . Однако учет эффектов “одевания” при этом осуществляется путем использования в этих вершинах других формфакторов:

$$F_N(s) = \exp\left(-\frac{(s - m_N^2)^2}{\Lambda_N^4}\right)$$

— в πNN -вершине и

$$F_\Delta(s) = \exp\left(-\frac{(s - \tilde{m}_\Delta^2)^2 - (m_\Delta^2 - \tilde{m}_\Delta^2)^2}{\Lambda_\Delta^4}\right)$$

— в $\pi N\Delta$ -вершине. Такой несколько асимметричный относительно массы Δ -изобары формфактор необходим для воспроизведения P_{33} фазы рассеяния [13, 19]. Параметры обрезания Λ , а также m_Δ являются свободными параметрами модели и подбираются из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных данных.

Эффекты $\pi\pi$ -корреляций учитывались использованием перенормированных функций Грина σ - и ρ -мезонов в πN -потенциале, которые удовлетворяют уравнению Дайсона и имеют следующий вид:

$$G_\sigma(t) = \frac{1}{t - m_\sigma^2 - \Pi_{\sigma,R}(t)},$$

$$G_{\rho,\mu\nu}(t) = -\frac{P_{\mu\nu}^1}{t - m_\rho^2 - \Pi_{\rho,R}(t)} + \frac{P_{\mu\nu}^0}{m_\rho^2}.$$

Здесь $P_{\mu\nu}^1 = g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}$ и $P_{\mu\nu}^0 = \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}$ — проекционные операторы на состояния со спином 1 и 0 соответственно; p_μ — 4-х импульс мезона и $t = p^2$. Перенормировка поляризованного оператора $\Pi_{x,R}(t)$ осуществляется вычитанием контрчленов, содержащихся в лагранжиане свободного поля:

$$\Pi_{x,R}(t) = \Pi_x(t) - (t - m_x^2)(Z_x - 1) - Z_x \delta m_x^2,$$

где

$$Z_x = 1 + \frac{d}{dt} \text{Re}\Pi_x(t) \Big|_{t=m_x^2}, \delta m_x^2 = \frac{1}{Z_x} \text{Re}\Pi_x(m_x^2)$$

— константы перенормировки волновой функции и массы мезона x .

Поляризационный оператор Π_x отвечает диаграмме, представляющей собой двухпионную петлю (рис. 1). Его мнимая часть, соответствующая процессу распада σ - или ρ -мезона на два реальных пиона с последующей их аннигиляцией, может быть найдена из условия унитарности S -матрицы [20]. В результате получим:

$$\text{Im}\Pi_\sigma(t) = -\frac{3g_{\sigma\pi\pi}^2}{128\pi} \frac{(t - 2m_\pi^2(1 - c_\sigma))^2}{m_\pi^2} \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{t}} F_\sigma^2(t),$$

$$\text{Im}\Pi_\rho(t) = -\frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{48\pi} (t - 4m_\pi^2) \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{t}} F_\rho^2(t)$$

при $t \geq 4m_\pi^2$, и $\text{Im}\Pi_x(t) = 0$ при $t < 4m_\pi^2$.

При энергии столкновения ниже порога рождения двух пионов K -матрица является вещественной величиной и эффекты $\pi\pi$ -корреляций учитываются только через действительную часть поляризованного оператора. Аналитические свойства оператора Π_x позволяют записать для него дисперсионное соотношение:

$$\text{Re}\Pi_x(t) = \frac{P}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im}\Pi_x(t') dt'}{t' - t},$$

где P означает взятие интеграла в смысле главного значения.

Расчет барионного пропагатора G_B в (1) производился тем же способом, что и расчет пропагаторов σ - и ρ -мезонов. Задача заключалась в вычислении действительной части массового оператора, учитывающего эффекты “одевания” бариона мезонным облаком. Массовый оператор Δ -изобары ранее исследовался в работе [19], и его влияние на поведение фаз рассеяния в рассматриваемой области энергии столкновения оказалось незначительным.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основным критерием в определении значений свободных параметров принято считать согласие с экспериментом. В случае упроще-

го πN -рассеяния это означает, что данная модель должна достаточно хорошо воспроизводить фазовые сдвиги, а также значения таких низкоэнергетических характеристик, как длины и объемы рассеяния. Фазовые сдвиги в канале с орбитальным моментом l , полным моментом J и изоспином I выражаются через парциальную K -матрицу соотношением:

$$\text{tg}\delta_{lJ} = -\alpha(s)K_{lJ},$$

где $\alpha(s) = \frac{m_N}{2s} ([s - (m_N + m_\pi)^2][s - (m_N - m_\pi)^2])^{1/2}$.

При очень низких энергиях столкновения K_{lJ} имеет зависимость от импульса в виде p^{2l} , где $p = \frac{\sqrt{s\alpha(s)}}{m_N}$. В этом случае более удобным является исследование не фазового сдвига, а длины ($l = 0$) или объема ($l = 1$) рассеяния:

$$a_{lJ} = p^{-2l-1} \text{tg}\delta_{lJ}.$$

В табл. 1 приводятся значения всех параметров, использовавшихся в данной модели. Рассчитанные длины и объемы рассеяния, а также зависимость фазовых сдвигов от кинетической энергии пиона в л.с., приведены в табл. 2 и на рис. 3 соответственно в сравнении с результатами парциально-волновых анализов SM95 [21] и КН80 [22]. Видно, что данная модель неплохо воспроизводит экспериментальные данные, по-крайней мере, до энергии столкновения $E_{\text{л.с.}} \approx 250$ МэВ. Заметим, что в настоящей работе не учитывался $N^*(1440)$ -резонанс, который может существенно влиять на поведение P_{11} фазы рассеяния при $E_{\text{л.с.}} > 250$ МэВ. В настоящее время нет полного согласия в вопросе о природе этого резонанса: является ли он истинным кварковым резонансом или это динамический эффект в πN системе.

Таблица 1
Параметры модели

Частица	Константы связи	Массы, ГэВ
N	$\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 3.6$	$m_N = 0.939, \Lambda_{N0} = 1.8$
π		$\Lambda_N = 0.8$
Δ	$\frac{g_{\pi N\Delta}^2}{4\pi} = 0.37$	$m_\Delta = 1.231, \tilde{m}_\Delta = 1.04$
ρ	$\frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = 2.86, \frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = 4.48$	$\Lambda_{\Delta 0} = 1.8, \Lambda_\Delta = 1$
	$k_\rho = 0, \delta = 1$	$m_\rho = 0.77, \Lambda_\rho = 1.7$
σ	$\frac{g_{\sigma\pi\pi}^2}{4\pi} = 0.6, \frac{g_{\sigma NN}^2}{4\pi} = 6.74$	$m_\sigma = 0.6, \Lambda_\sigma = 1.1$
	$c_\sigma = 1.14$	

О значимости динамической составляющей масс σ - и ρ -мезонов можно судить по величинам констант перенормировки волновых функций и масс этих мезонов. Рассчитанные значения этих характеристик приведены в табл. 3. Можно заключить, что для σ -мезона эффекты $\pi\pi$ -корреляций играют решающую роль. Для голой массы σ -мезона получается значение в несколько ГэВ. Это означает, что физическая масса $m_\sigma = 0.6$ ГэВ имеет почти полностью динамическую природу, связанную с эффектами корреляции при обмене двумя пионами. На рис. 3 также показана чувствительность фазовых сдвигов к эффектам $\pi\pi$ -корреляций. Достаточно неожиданным оказывается факт, что эффекты $\pi\pi$ -корреляций при обмене σ -мезоном менее заметны чем при обмене ρ -мезоном, особенно в S_{11} -волне, хотя ширина спектральной функции у σ -мезона гораздо больше, чем у ρ -мезона. Это может быть обусловлено несколькими причинами. Во-первых, как уже отмечалось, при низких энергиях столкновения вклад механизма обмена σ -мезоном в S -волновые фазовые сдвиги подавлен, что согласуется с требованием киральной симметрии. Во-вторых, поведение эффективных масс σ - и ρ -мезонов носит различный характер. На рис. 4 показана зависимость эффективной массы σ - и ρ -мезонов, $m_x^* = \sqrt{m_x^2 + \Pi_{x,R}(t)}$, от переданной энергии в

Таблица 2
Длины и объемы рассеяния в единицах m_π^{-2l-1} , полученные в данной модели, в сравнении с экспериментальными — SM95 [21] и КН80 [22]

l_{2lJ}	Данная модель	SM95	КН80
S_{11}	0.167	0.175	0.173
S_{31}	-0.084	-0.087	-0.101
P_{11}	-0.091	-0.068	-0.081
P_{13}	-0.028	-0.022	-0.030
P_{31}	-0.039	-0.039	-0.045
P_{33}	0.202	0.209	0.214

Таблица 2
Перенормировочные константы, полученные в данной модели

Частица	Z_x	$\delta m_x^2, \text{ГэВ}^2$
ρ	1.02	-0.2
σ	0.14	-7.9

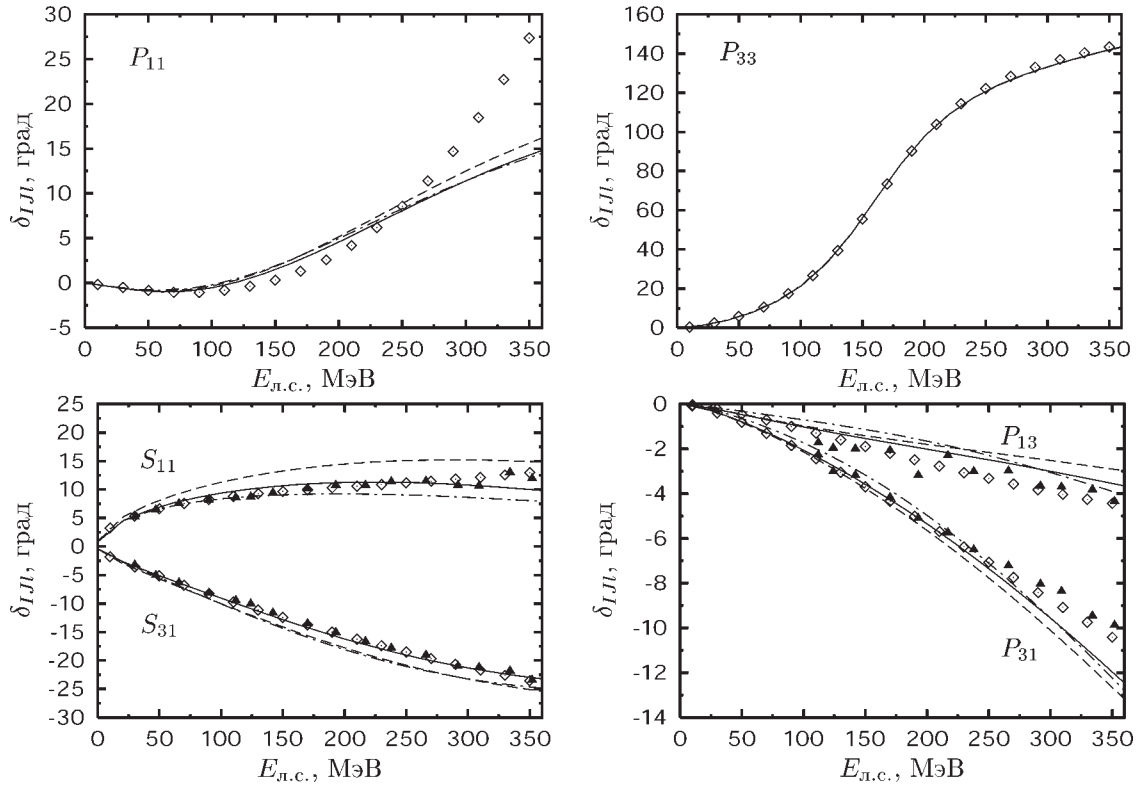


Рис. 3. Фазы πN -рассеяния: сплошная кривая соответствует расчету, в котором учитываются эффекты $\pi\pi$ -корреляций; штриховая и штрихпунктирные кривые — пренебрежение $\pi\pi$ -корреляциями при обмене ρ - и σ -мезоном соответственно. Эксперимент: \diamond — SM95 [21], \blacktriangle — KH80 [22]

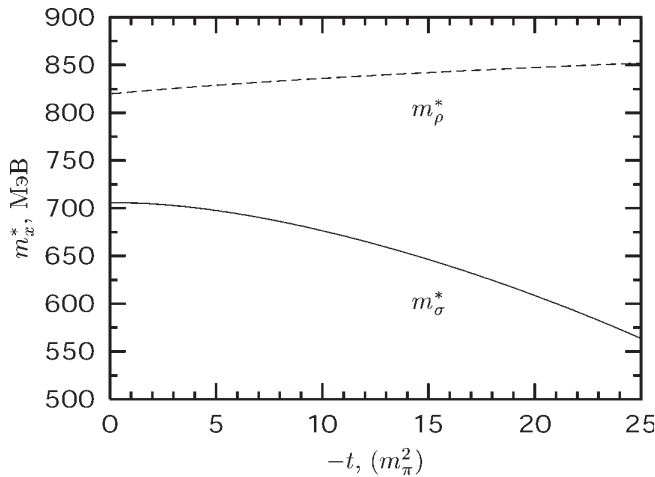


Рис. 4. Зависимость эффективной массы σ (сплошная кривая) и ρ (штриховая кривая) мезонов от величины переданной энергии в единицах m_π^2

области значений переменной t , существенной для упругого πN -рассеяния. В то время как m_ρ^* возрастает с увеличением переданной энергии, m_σ^* убывает, и в достаточно широком интервале значений t хорошим приближением является $m_\sigma^* \approx m_\sigma$. Как следствие, отмечается слабовыраженный характер $\pi\pi$ -корреляций при обмене σ -мезоном.

В заключение отметим, что микроскопичность данного подхода позволяет непосредственным образом учесть эффекты среды при исследовании $\pi\pi$ -корреляций в процессах взаимодействия пионов с ядрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Groom D. E. et al. (Particle Data Group) // Eur. Phys. Jour. — 2000. — V. C15. — P. 1.
2. Cottingham W. N., Lacombe M., Loiseau B., Richard J. M., Vinh Mau R. // Phys. Rev. — 1973. — V. D8. — P. 800.
3. Durso J. W., Jackson A. D., Verwest B. J. // Nucl. Phys. — 1980. — V. A345. — P. 471.
4. Reuber A., Holinde K., Kim H.-C., Speth J. // Nucl. Phys. — 1996. V. A608. — P. 243.
5. Maekawa C. M., Pupin J. C., Robilotta M. R. // Phys. Rev. — 2000. — V. C61. — 064002.
6. Pearce B. C., Jennings B. K. // Nucl. Phys. — 1991. — V. A528. — P. 655.
7. Hung C. T., Yang S. N., Lee T.-S. H. // J. Phys. — 1994. — V. G20. — P. 1531; Phys. Rev. — 2001. — V. C64. — 034309.
8. Lahiff A. D., Afnan I. R. // Phys. Rev. — 1999. — V. C60. — 024608.
9. Pascalutsa V., Tjon J. A. // Phys. Rev. — 2000. — V. C61. — 054003.

10. Schütz C., Durso J. W., Holinde K., Speth J. // Phys. Rev. — 1994. — V. C49. — P. 2671.
11. Krehl O., Hanhart C., Krewald S., Speth J. // Phys. Rev. — 1999. — V. C60. — 055206.
12. Goudsmit P. F. A., Leisi H. J., Matsinos E., Birbrair B. L., Gridnev A. B. // Nucl. Phys. — 1994. — V. A575. — P. 673.
13. Feuster T., Mosel U. // Phys. Rev. — 1998. — V. C58. — P. 457.
14. Korchin A. Yu., Scholten O., Timmermans R. G. E. // Phys. Lett. — 1998. — V. B438. — P. 1.
15. Wess J., Zumino B. // Phys. Rev. — 1967. — V. 163. — P. 1727.
16. Bernard V., Kaiser N., Meißner U.-G. // Nucl. Phys. — 1997. — V. A615. — P. 483.
17. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. — 1966. — V. 17. — P. 616; Tomozawa Y. // Nuovo Cimento — 1966. — V. A46. — P. 707.
18. Pascalutsa V. // Phys. Rev. — 1998. — V. D58. — 096002.
19. Almaliev A. N., Kopytin I. V., Shehalev M. A. // J. Phys. — 2002. — V. G28. — P. 233.
20. Берестетцкий В. Б., Луфшиц Е. М., Путаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Физматлит, 2001. — 728 с.
21. Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L., Pavan M. M. // Phys. Rev. — 1995. — V. C52. — P. 2120.
22. Koch R., Pietarinen E. // Nucl. Phys. — 1980. — V. A336. — P. 331.