94-280

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-94-280

В.А.Мещеряков, Г.В.Мещеряков

К ВОПРОСУ ОБ ОБЪЯСНЕНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА *PS*-170 ПО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМУ ФОРМФАКТОРУ ПРОТОНА ВБЛИЗИ $p\bar{p}$-ПОРОГА

1994

1 Введение

Результаты эксперимента $PS - 170$ по изучению аннигиляции $p\bar{p} \to e\bar{e}$ при низких энергиях [1] до сих пор не имеют общепризнанного объяснения. Они привели к неожиданному поведению электромагнитного формфактора протона вблизи $p\bar{p}$-порога во времениподобной области при $t < 4.2GeV^2$. Данные по $\mid G \mid = \mid G_{mp} \mid = \mid G_{ep} \mid$ указывают на большую отрицательную производную на пороге, которая быстро возрастает до нуля или даже положительных значений при $t \sim 4GeV^2$. Величина производной на пороге определяется пороговым значением $\mid G \mid = 0.53 \pm 0.05$. Одно из первых значений $\mid G \mid = 0.51 \pm 0.08$ не противоречит результатам [1]. Оно было получено [2] из отношения частот $p\bar{p}$-аннигиляций в покое на пары e^+e^- и $\pi^+\pi^-$ в жидком водороде. Определение $\mid G \mid$ на пороге затрудняется необходимостью одновременно учитывать кулоновское и сильное взаимодействие в $p\bar{p}$-системе и связано с рядом приближений. Эти приближения были проанализированы в работе [3], где предложена новая процедура определения $\mid G \mid$. Оценка по ней привела к значению $\mid G \mid = 1.1$, которое подтверждает выводы работы [1]. Совсем недавно была предпринята новая попытка определения $\mid G \mid$ на пороге [4]. Комбинируя данные по ширинам $p\bar{p}$–атомов, полученные в синхротронных ловушках, и результаты по сечению аннигиляции в $p\bar{p}$-системе при низких энергиях, авторы получили $\mid G \mid = 0.39$ или даже $\mid G \mid = 0.30$. Это приводит к выводу об отсутствии резкого изменения $| G |$ на пороге. Таким образом, работы [3, 4] предлагают новый взгляд на способ получения величины $| G |$ на пороге из экспериментальных данных.

Перейдем теперь к работам, которые не подвергают сомнению результаты обработки эксперимента [1], а предлагают их объяснение. В работах [5] предпринята попытка реализовать идею об учете взаимодействия в конечном состоянии. Основной результат заключен в следующей формуле: $G = ce^{i\delta}$, где c — слабо меняющаяся на пороге функция q^2 (q — импульс в системе центра масс $p\bar{p}$–системы), а δ — фаза $N\bar{N}$-рассеяния. Далее использован тот факт, что уже на пороге фаза δ комплексна, и это в свою очередь дает результат:

$$| G |=| c | \cdot | 1 - Ima \cdot q | ,$$

где a — комплексная длина рассеяния. Присутствие в $| G |$ линейной по q зависимости ведет к бесконечной величине $d | G | /dS$ на пороге. Анализ по χ^2 – критерию первых четырех точек из [1] дает следующие значения: $| c |= 0.53 \pm 0.02$, $Ima = 0.62 \pm 0.08$, $\chi^2 = 0.07$. Авторы работ [5] используют такие значения $| c |= 0.52$, $Ima \cong 0.8$. Они отождествляют Ima с величиной $Ima(^3S_1)$, вычисленной из эксперимента [6]. Описание в этом случае качественное, т.к. $\chi^2 \sim 10$.

В работе [7] утверждается, что на основе новой формулировки VMD-модели и ее последующей унитаризации получено хорошее описание всех известных данных по электромагнитным формфакторам нуклонов, включая и данные работы [1]. Ниже будут использованы различные модели такого типа, поэтому остановимся на них подробней. Исходной точкой являются выражения для дираковского и паулиевского формфакторов нуклона в VMD-модели

$$F_N(S) = \sum_v \frac{f_{v,NN}}{f_v} \frac{m_v^2}{m_v^2 - S}, \tag{1}$$

где m_v — масса векторного мезона, f_{vNN} — константа связи векторного мезона и нуклона, f_v — универсальная константа в так называемом тождестве тока и поля.

Накладывая на параметры формулы (1) связи, легко обеспечить экспериментальные значения $F_N(S = 0)$, а также асимптотику, следующую из кварковых правил счета [8], которые с логарифмической точностью совпадают с QCD-асимптотикой. Далее проводится унитаризация модели с помощью униформизирующей переменной. Как следствие последней процедуры векторным мезонам приписываются ширины, и формфакторы могут быть вычислены при всех значениях S.

В результате достигается возможность описания всех экспериментальных данных как в пространственноподобной ($S < 0$), так и во времениподобной ($S > 0$) областях. Опыт работы показывает, что для удовлетворительного описания свыше трехсот значений $| F_N |$ в формуле (1) должно присутствовать около десяти свободных параметров. Кроме описания $| F_N |$ такой подход позволяет модельно зависимым образом восстанавливать вид ImF_N, ReF_N

во всей времениподобной области. Этот факт будет существенно использован ниже. Результаты анализа, выполненного по такой схеме, представлены в работе [7]. Данные эксперимента $PS-170$ объясняются за счет включения в формулу (1) третьего радиального возбуждения $\rho(770)$ с массой $\sqrt{S} = 2.15GeV$ и представлены на рис.1.

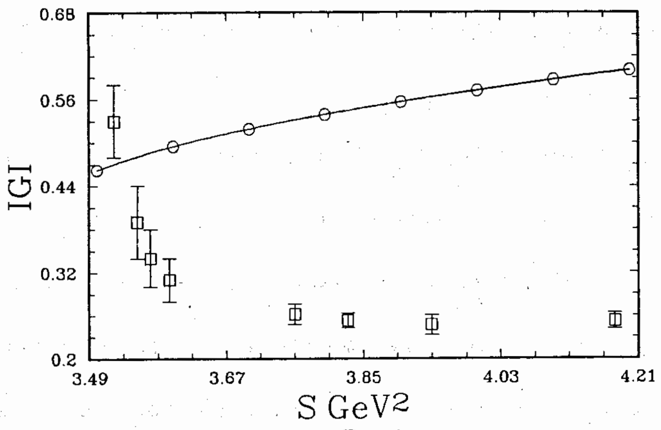

Рис.1

2 Постановка задачи

Легко видеть, что согласно формуле (1) формфактор нуклона имеет следующую мнимую часть:

$$ImF_N = \sum_v m_v^2 \frac{f_{vNN}}{f_\rho} \delta(S - m_v^2). \tag{2}$$

Формула (2) является приближенным выражением, полученным из условия унитарности и позволяет с помощью дисперсионных соотношений для F_N восстановить уравнение (1). Исходное выражение для условия унитарности запишем в следующем виде:

$$Im < o \mid j_\mu \mid N\bar{N} >= \sum_n < o \mid j_\mu \mid n >< n \mid T^+ | N\bar{N} >, \tag{3}$$

где j_μ — электромагнитный ток нуклона N, а $|N>$ — полная система допустимых промежуточных состояний. В нашем случае она имеет вид:

$$|n >= |2\pi >, \ |3\pi >, ..., |K\bar{K} >, \ |N, \bar{N} > . \tag{4}$$

Фрэзер и Фулко были первыми, кто вычислил вклад двухмезонного состояния и по данным F_N в пространственноподобной области предсказал существование ρ–мезона [9]. За счет выбора различных слагаемых в последовательности (4) можно получить многие модели типа (1). Ранее [10] была использована модель работы [11] и на ее фоне вычислен вклад промежуточного состояния $N\bar{N}$. Оно существенно по двумя причинам. Во–первых, его учет приводит к появлению в формуле (1) новой точки ветвления — порогу реакции $N\bar{N}$, которая расположена на нижнем краю энергетической области, изучаемой в работе [1]. Во–вторых, наличие связанных состояний или резонансов в $N\bar{N}$-системе вблизи порога скажется на поведении $F_N(S)$ как в ненаблюдаемой области ниже $N\bar{N}$-порога, так и в наблюдаемой области выше $N\bar{N}$-порога, изучаемой в работе [1]. Очевидно, что $|N\bar{N} >$ состояние проявляется на фоне суммы предшествующих состояний ряда (4) и результат, наблюдаемый на эксперименте, будет модельнозависимым. Поэтому важно изучить степень этой зависимости, рассмотрев в качестве фона для $|N\bar{N}>$ состояния какую–либо другую, отличную от использованной в [10], модель $F_N(S)$. В качестве таковой возьмем модель работы [12], которая сформулирована на языке формфакторов Сакса G, непосредственно измеряемых на эксперименте. Формулы этой модели имеют вид

$$G_{M,EP}(s) = \sum_{k=1}^{3} \frac{\epsilon_k(s), \beta_k(s)}{s - a_k - \gamma_k\sqrt{s_k - s}}, \tag{5}$$

$$\text{где} \epsilon_k(s) = \frac{\epsilon_k^1 + \epsilon_k^0 s}{s - a_k - \gamma_k\sqrt{s_k - s}}, \beta_k(s) = \frac{\beta_k^1 + \beta_k^0 s}{s - a_k - \gamma_k\sqrt{s_k - s}}. \tag{6}$$

Энергетическое поведение электромагнитных формфакторов объясняется с помощью трех резонансов: ρ, ω, φ–мезонов, которым соответствуют индексы $k = 1, 2, 3$ соответственно в формуле (5). Массы, ширины и пороги a_K, γ_k, s_k взяты из эксперимента. Параметрами модели являются константы связи

$$(\beta_1^1 + \epsilon_1^0 s) f_1(s) = g_{\gamma\rho}(s) g_{\rho NN}(s) ,$$

$$(\beta_2^1 + \epsilon_2^0 s) f_2(s) = g_{\gamma\omega}(s) g_{\omega NN}(s) ,$$

$$(\beta_3^1 + \epsilon_3^0 s) f_3(s) = g_{\gamma\phi}(s) g_{\phi NN}(s) , \text{где}$$

$$f_k(s) = \frac{1}{s - a_k - \gamma_k\sqrt{s_K - s}} . \tag{7}$$

Такой необычный вид констант связи выбран по аналогии с показателем рефракции в оптике. Он не только зависит от энергии (нелокальность взаимодействия), но и содержит комплексную добавку при $s > s_k$. Константы связи выбираются так, чтобы удовлетворить известным экспериментальным данным

при $s = 0$. После этого остаются два свободных параметра ϵ_2^0 и ϵ_3^0. , которые определяются из условий при $S \to \infty$ На асимптотике требуется точное выполнение $SU(3)$- симметрии. Это условие кажется наиболее слабым, т.к. легко может быть изменено за счет учета новых векторных мезонов. Поэтому параметры ϵ_2^0 и ϵ_3^0 определены ниже согласно χ^2–критерию по экспериментальным точкам G_p, процитированным в работах [13].

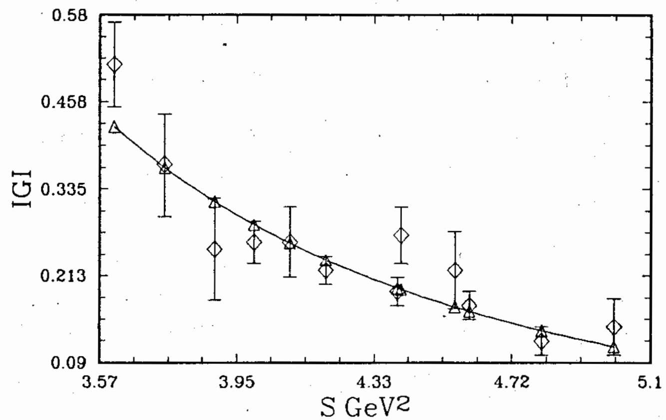

Рис.2

Интересная особенность модели [12] состоит в том, что и в первоначальном виде, и в использованном здесь варианте она правильно описывает отношение $|G_p|/|G_n|$ вблизи $P\bar{P}$-порога, точнее экспериментальное значение $|G_n(S = 4)| = 0.42 \pm 0.06$ (см. [14]). Результат модели для G_p изображен на рис. 2. Влияние на $|G_p|$ вклада $|N\bar{N}>$ состояния в условии унитарности (3) вычисляется так же, как и в работах [15, 16]. Сначала строится аналитическая модель амплитуды $T_{P\bar{P}}$–упругого рассеяния вперед, которая основана на униформизирующей переменной

$$Z = \sqrt{\frac{4(s-\alpha)}{s(4-\alpha)}} - \sqrt{\frac{\alpha(s-4)}{s(4-\alpha)}} \quad , \qquad (8)$$

где s — обычная мандельстамовская переменная, равная квадрату полной энергии $P\bar{P}$-системы в системе ц.м. в единицах M_p. Переменная Z содержит точки ветвления при $S = 0; 4$, соответствующие порогам реакций упругих $P\bar{P}$- и PP-рассеяния и эффективную точку ветвления при $S = \alpha$, учитывающую наличие ненаблюдаемой области у процесса упругого $P\bar{P}$-рассеяния. Порог процесса $P\bar{P} \to P\bar{P}$ отображается в точки $Z = \pm 1$ на Z–плоскости, а бесконечно удаленная точка S–плоскости переходит в точки $\pm Z_1$, $\pm 1/Z_1$, $Z_1 = \sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}}$. Расположение всех четырех листов римановой поверхности функции $Z(s)$ изображено на рис.3. В работе [16] было показано, что экспериментальные данные по $\rho = ReT_{P\bar{P}}/ImT_{p\bar{p}}$ и σ_{tot} могут быть объяснены при наличии у $P\bar{P}$-системы квазиядерного связанного состояния с энергией связи $E = (1.88 \pm 0.05)\,MeV$ и шириной $\Gamma = (1.6 \pm 0.1)\,MeV$. Амплитуда рассеяния выбиралась в следующем виде:

$$T_{P\bar{P}} = T_b + \frac{c_\rho}{z-(z_\rho)_1} - \frac{c_\rho}{z-(z_\rho)_2} \quad , \qquad (9)$$

где $T_b(s)$ — полином по z, $(z_\rho)_{1,2} = 1 \mp \gamma \pm i\delta$ и $\alpha = 1.44$. Полюсные члены определяют вклад квазиядерного состояния, а полином — вклад нерезонансного фона S-, P- и D–волн. Амплитуда (9) хорошо описывает экспериментальные данные в

области до $4.4\,GeV^2$ по переменной s. Вблизи $P\bar{P}$-порога вклад полюса в условии унитарности является доминирующим, и поэтому ограничимся полюсным приближением. В нем условие унитарности (3) сводится к краевой задаче Римана [17], которая может быть решена (см. приложение). В кольце, содержащем единичную окружность (рис.3), решение имеет вид

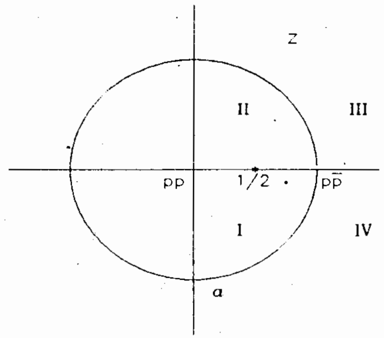

Рис.3

$$G_{pol} = \frac{c(z)}{\prod_{i=1}^{2}(z-(z_\rho)_i)(z+(z_\rho^*)_i)} \quad , \qquad (10)$$

где $c(z)$ — целая функция, представляющая произвол решение краевой задачи. Полагая $c(z) = c_1(z)\cdot(z^2 - z_1^2)(1 - z^2 z_1^2)/(1 - z_1^2)$, можно обеспечить асимптотическое поведение G_{pol} на бесконечности как $1/s$. Наконец, за счет произвола $c_1(z)$ придадим решению вид

$$G_{pol}(z)\frac{(1-z_1^2)^2}{(z^2-z_1^2)(z^2 z_2^2 - 1)} =$$

$$A_1\Big\{\Big(\frac{1}{z-(z_\rho)_1} - \frac{1}{z-(z_\rho)_2}\Big) - \Big(\frac{1}{z+(z_\rho^*)_1} - \frac{1}{z+(z_\rho^*)_2}\Big)\Big\} +$$

$$+A_2\Big\{\Big(\frac{1}{z-(z_\rho)_1}+\frac{1}{z-(z_\rho)_2}\Big)-\Big(\frac{1}{z+(z^*_\rho)_1}+\frac{1}{z+(z+(z^*_\rho)_2)}\Big)\Big\}\ . \qquad (11)$$

В окрестности $P\bar{P}$-порога справедливы равенства $G_{ep} = G_{mp} = G$, и анализ эксперимента в [1] проводился в этом же предположении. Поэтому положим $G_{ep} = G_{mp} = G_w$, где функции $G_{e,mp}$ определены формулами (5). Учитывая в условии унитарности (3) вклад от $|N\bar{N} >$ состояния, получим для электромагнитного формфактора протона G формулу

$$G = G_w + G_{pol}\ . \qquad (12)$$

Будем считать положение полюсов известным из работы [16]. Тогда формфактор G зависит от двух свободных параметров A_1, A_2. На верхнем берегу разреза $[\alpha\ ,\infty)$ в окрестности $N\bar{N}$-порога поведение G_{pol} будет определяться полюсами $(z_\rho)_1$ и $(z_\rho)_2$, а на нижнем берегу – полюсами $(z^*_\rho)_1$, $(z^*_\rho)_2$. Если привести к общему знаменателю вклады полюсов $(z_\rho)_1$ и $(z_\rho)_2$ в формуле (10), то перед параметром A_2 возникнет энергетический множитель $(z-1)$, а перед параметром A_1 — постоянная. Это дает возможность говорить об аналогии между параметром A_1 и параметрами ϵ'_k, β'_k, а также между A_2 и ϵ^0_k, β^0_k в формуле (5). Выражение для G_{pol} следует из условия унитарности и аналитических свойств формфактора протона и амплитуды $N\bar{N}$-рассеяния. Поэтому формулы (6) получают обоснование, независимо от оптической аналогии, упоминавшейся выше. Отметим также, что в выражении для G_{pol} зависимость констант связи $g_{\gamma\rho}$, $g_{\rho nn}\cdots$ от энергии более богата, чем в формуле (6).

3 Анализ экспериментальных данных

Формула (11) подсказывает поэтапное описание экспериментальных

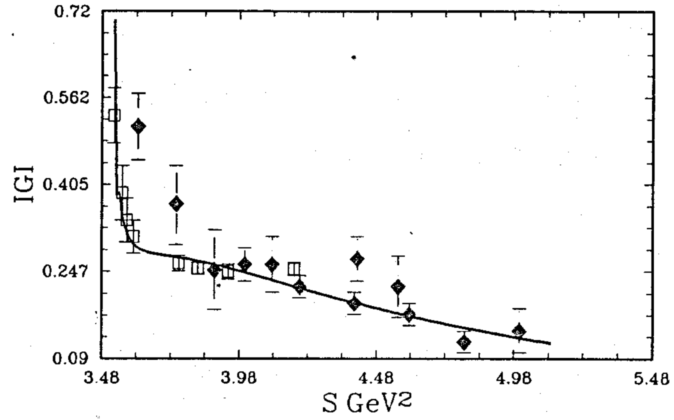

Рис.4

данных. На первом этапе определяются параметры G_w, по данным ссылки [13], которые применялись ранее в работе [15] для этой же цели. Результат приведен на рис.2, а $\epsilon^0_2 = -3.41\epsilon^0_3 = 3.23$ и $\chi^2 = 10.1$. Положения полюсов в формуле (9) взяты из работы [16], где они определены по данным упругого $P\bar{P}$-рассеяния вперед, и равны $10^2\delta = 3.46\pm0.1$, $10^2\gamma = -0.72\pm0.03$. Параметр α в формуле (7) учитывает влияние ненаблюдаемой области и может не совпадать для амплитуды упругого $P\bar{P}$-рассеяния вперед и электромагнитного формфактора протона. Поэтому он включен в число свободных параметров, которыми являются A_1, A_2, α. Интересно выяснить, в какой степени параметры G_w, определенные

Таблица 1:

N^0 вар парам.	I	II	III
$10^2 A_1$	-0.364 ± 0.139	0.	0
$10^2 A_2$	0.492 ± 0.075	1.2 ± 0.01	1.03 ± 0.025
α	0.56 ± 0.18	0.23 ± 0.04	0.63 ± 0.013
ϵ_2^0	1	0.87 ± 0.02	-1.5 ± 0.005
ϵ_3^0	1	1	-0.87 ± 0.0037
χ^2	31.3	15.9	0.3

по грубым данным [13], соответствуют новым измерениям [1]. Для этого они иногда будут варьироваться следующим образом: $\epsilon_2^0 \to -3.41\epsilon_2^0$, $\epsilon_3^0 \to 3.23\epsilon_3^0$. Результаты анализа приведены в таблицах 1,2. Вариант I показывает, что параметры фона ϵ_2^0, ϵ_3^0 определены плохо, т.к. величины χ^2 у наиболее весомых точек велики. За счет одного из параметров фона ϵ_2^0 можно уменьшить χ^2 вдвое , но при этом параметр A_1 теряет значимость, и естественно положить $A_1 = 0$ (вариант II). Интересно отметить, что за счет варьирования обоих параметров фона кривая для $|G|$ может быть проведена по точкам работы [1], т.к. $\chi^2 = 0.3$. Однако они при этом столь существенно меняются, что вне рассчитываемого интервала кривая для $|G|$ уже не описывает данных ссылки [13],

Таблица 2

$S\ GeV^2$	G_{exp}	I		II		III	
		$\|G\|$	χ_i^2	$\|G\|$	χ_i^2	$\|G\|$	χ_i^2
3.523	0.53 ± 0.05	0.54	0.86	0.63	3.9	0.53	$3.0\ 10^{-5}$
3.553	0.39 ± 0.05	0.34	0.86	0.35	0.63	0.37	0.093
3.57	0.34 ± 0.04	0.33	0.1	0.32	0.26	0.35	0.021
3.59	0.31 ± 0.03	0.32	0.074	0.3	0.15	0.32	0.066
3.76	0.26 ± 0.014	0.29	3.06	0.27	0.66	0.26	0.07
3.83	0.25 ± 0.01	0.27	3.26	0.27	1.9	0.25	$0.6\ 10^{-4}$
3.94	0.247 ± 0.014	0.246	$0.7\ 10^{-3}$	0.254	0.23	0.25	0.07
4.18	0.252 ± 0.011	0.20	23.9	0.221	8.1	0.25	$0.54\ 10^{-2}$

Вариант II изображен на рис.4.

и вариант III следует отвергнуть.

4 Обсуждение результатов

Результаты предпринятого исследования показывают, что параметры A_1 и A_2, имеющие смысл констант связи квазиядерного связанного состояния, чувствительны к виду фона в формуле (10). Величина фона задается параметрами ϵ_2^0, ϵ_3^0, определяющими его медленное измерение в изучаемом интервале s. Параметры A_1, A_2, α определяют быстрое изменение G в формуле (10). За счет разделения параметров на эти две группы можно найти их статистически разумные значения (вариант II). Анализ был бы значительно облегчен, если при $s > 4m^2$ были бы известны экспериментальные значения ImG и ReG. Определение их требует проведения поляризационных опытов, теоретическое рассмотрение которых проведено в работе [18].

В заключение отметим чисто теоретический результат, что способ вывода формулы (10) для описания квазиядерного состояния может быть применен к любому векторному мезону в формуле (2). В результате любой векторный мезон будет характеризоваться не только массой и шириной, но и двумя параметрами типа констант связи. Другими словами, эффективные константы связи векторных мезонов окажутся зависящими от энергий, что предполагалось в работе [12] и отражено в формулах (6).

1. Приложение

Условие унитарности (3) есть точное уравнение, если используется полная система допустимых промежуточных состояний (4). В противном случае оно — приближенное уравнение, зависящее от сделанных предположений, т.е. от формы записи. Возьмем его в виде

$$ImF = F(e^{i\delta}\sin\delta)^* + \bar{g}\,,$$

где δ — фаза $N\bar{N}$-рассеяния с квантовыми числами полюсного состояния, которые пока неизвестны, $\bar{g}$ — вклад всех остальных процессов в том же канале. Приведем его к виду:

$$F = e^{2i\delta}F^* + 2ig, \qquad (*)$$

Соотношение $(*)$ справедливо при $Ims = 0$, $Res \geq 4m^2$. В нем F — функция, аналитическая в комплексной плоскости s с разрезом $[4m^2, \infty)$, вне которого $F^*(s) = F(s^*)$. Оно есть линейная неоднородная краевая задача Римана относительно функции F. Пусть $e^{2i\delta}$ имеет полюс вблизи разреза, тогда в его окрестности разумно ограничиться однородной задачей

$$F = e^{2i\delta}F^*.$$

Как известно [17],основная трудность ее решения состоит в построении аналитической в плоскости s–функции, совпадающей с $e^{2i\delta}$ на разрезе. Однако если $e^{2i\delta}$ выбрана в форме, допускающей аналитическое продолжение на комплексные s, то задача сводится к решению функционального уравнения на F по униформизирующей переменной z. Будем представлять $e^{2i\delta}$ в виде

$$e^{2i\delta} = \prod_j \frac{(z - z_j^*)(z + z_j)}{(z - z_j)(z + z_j^*)}\,.$$

Функция $e^{2i\delta}$ действительна на мнимой оси z, т.е. на действительной оси s при $s < \alpha$. Уравнение $(*)$ справедливо на разрезе $[4m^2, \infty)$, который переходит в действительную ось $z = x + iy$, при этом $F(s) \to F(x)$, $F^*(s) \to F(-x)$ и

$$F(x) = \frac{(x - z_j^*)(z + z_j)}{(x - z_j)(z + z_j^*)} F(-x)$$

где, не нарушая общности, ограничились одним полюсом. Последнее равенство, функциональное уравнение на $F(x)$, легко записать так:

$$F(x)(x - z_j)(x + z_j^*) = G(x)$$

$$G(x) = G(-x)$$

Отсюда ясно, что $F(z)$ представима в виде:

$$F(z) = \frac{G(z)}{\prod_j (z - z_j)(z + z_j^*)},$$

где $G(z)$ — целая, четная функция переменной z. Аналогичным образом можно решить неоднородную краевую задачу (*) и обосновать формулу (10).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-3807).

Литература

[1] G. Bardin et al., Phys.Lett. B255 (1991) 149; B257 (1991) 514

[2] G. Bassompierre et al. Phys.Lett. 68B, 477 (1977).

[3] B. Kerbikov and L.A. Kondratyuk: Z.Phys. A — Hadron and Nuclei 340 (1991) 181

[4] B.O. Kerbikov, A.E. Kudryavtsev. Proceedings of the Second Biennial Conference on Low-Energy Aniproton. Physics (Ed. C. Guaraldo, F. IAZZI and A.Zenoni) Nucl.Phys. A558, 177c–182c (1992)

[5] O.D. Dalkarov, K.V. Protasov: Sov.J.Nucl.Phys. 50 (1989) 1030; Nucl.Phys. A504 (1989) 845; Phys.Lett. B280 (1992) 107

[6] R. Bacher. In Proc. First Bienual Conf. on Low Energy Antiproton Physics, Stockholm. 2–6 July 1990, Ed. P. Carlson et al. World Scientific, 1991, p.373

[7] S. Dubnička, A.Z. Dubničkova, P.Striženec. Nuovo Cim. A106 (1993) 1253

[8] V.A. Matveev, R.M. Muradyan, A.N. Tavkhelidze. Nuovo Cim.Lett. 7 (1974) 719

[9] W.R. Frazer, J.R. Fulco. Phys.Rev. 117 (1960) 1603,1609

[10] G.V. Meshcheryakov, V.A. Meshcherykov, Preprint JINR, E2-93-88, Dubna (1993)

[11] S.I. Bilenkaya et al., Nuovo Cim. A105 (1992)

[12] V. Wataghin, Nucl.Phys. B10 (1969) 107

[13] M. Castellano et al., Nuovo Cim. A14 (1973) 1
B. Delcourt et al., Phys.Lett., B86 (1979) 395
G. Bassompierre et al., Nuovo Cim. A73 (1983) 347

D. Bissello et al., Nucl.Phys., B224 (1983) 379

D. Bisello et al., Z.Phys. C48 (1990) 23

[14] E. Luppi, Nucl.Phys., A558 (1993) 165c.

[15] G.V. Meshcheryakov, V.A. Meshcheryakov, Preprint JINR, E2-93-88, Dubna (1991)

[16] B.V. Bykovsky, V.A. Meshcheryakov, D.V. Meshcheryakov. Yad.Fiz. 53 (1990) 257

[17] M. Muskhelishvili. Singular Integral Equation. Groningen, 1953.

[18] S.M. Bilenky, C.Giunti, V.Wataghin. Z.Phys. C59 (1993) 475

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1994 года.