ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Правила сумм КХД для констант связи векторных мезонов с барионами октета

В. С. Замиралов[1,a], А. Озпинечи[2], Г. Эрколь[3]

[1] *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

[2] *Институт физики частиц, Университет Валенсии. E-46071 Валенсия, Испания.*

[3] *Университет Озъегин. Стамбул 34662, Турция.*

E-mail: [a] *zamir@depni.sinp.msu.ru*

Статья поступила 29.11.2012, подписана в печать 10.01.2013.

Правила сумм квантовой хромодинамики на световом конусе, предложенные Вангом для констант связи барионов с ρ-мезоном, обобщены на векторные мезоны ω, ϕ и все барионы октета, включая Λ-гиперон. Проведено сравнение с ранее полученными результатами.

Ключевые слова: квантовая хромодинамика, правила сумм, барионы, векторные мезоны, борелевский интервал.

УДК: 539.173. PACS: 24.85.+p, 12.40.Vv, 13.75.Ev.

Введение

Правила сумм квантовой хромодинамики (КХД) впервые были предложены в [1] для мезонов и в [2] для барионов. С тех пор они стали одним из основных инструментов в феноменологии физики адронов. Правила сумм КХД применяются для определения сильных констант связи барионов с мезонами, магнитных моментов барионов, констант слабого взаимодействия барионов и т. д. Сейчас все исследования в основном сосредоточились на свойствах тяжелых барионов с новыми квантовыми числами. Однако и с константами связи барионов октета с нонетом векторных мезонов остались неясности, в основном связанные с разбросом результатов, полученных разными авторами. При этом зачастую не удается провести полного сравнения с результатами других работ из-за их относительной неполноты. Например, в интересной работе [3] рассчитывались только константы связи барионов октета N, Σ, Ξ с ρ-мезонами.

Мы поставили задачу построить аналогичные [3] правила сумм КХД на световом конусе для констант связи нейтральных векторных мезонов ρ^0, ω, ϕ со всеми барионами октета, в том числе и с Λ-гипероном, с тем чтобы сравнить их с результатами, полученными в работах [4, 5] и др.

Предварим наше изложение несколькими словами о методе правил сумм на световом конусе. Он основан на вильсоновском разложении произведения операторов (Wilson OPE) не по операторам определенной размерности [1], а по операторам с определенным «твистом» (разностью между размерностью и спином оператора) вблизи светового конуса $x \approx 0$. Матричные элементы нелокальных операторов в обкладках между одночастичным и вакуумным состояниями параметризуются «мезонными амплитудами распределения» («meson distribution amplitudes»),которые и являются основными непертурбативными параметрами. Подробное изложение этого метода можно найти, например, в [6, 7].

1. Правила сумм для констант связи барионов с векторными мезонами

Построим правила сумм КХД на световом конусе для констант связи векторных мезонов ρ, ω, ϕ с барионами октета N, Σ, Λ и Ξ стандартным образом, обобщая работу [3] на случай ω, ϕ и включив также вклады Λ-гиперона. Запишем двухточечный поляризационный оператор (далее — коррелятор):

$$\Pi_B(p,q) = i\int d^4t^{-iq\cdot x}\,\langle 0|T\{\eta_B(0)\overline{\eta}_B(x)\}|V(p)\rangle. \quad (1)$$

Как и в [3], выберем интерполирующие токи Иоффе [2]:

$$\eta_p(x) = \varepsilon^{abc}u_a^T(x)C\gamma_\mu u_b(x)\gamma_5\gamma^\mu d_c(x), \quad (2)$$

$$\eta_{\Sigma^+}(x) = \varepsilon^{abc}u_a^T(x)C\gamma_\mu u_b(x)\gamma_5\gamma^\mu s_c(x), \quad (3)$$

$$\sqrt{2}\eta_{\Sigma^0}(x) = \varepsilon^{abc}\left[u_a^T(x)C\gamma_\mu d_b(x) + d_a^T(x)C\gamma_\mu u_b(x)\right]\times \times\gamma_5\gamma^\mu s_c(x), \quad (4)$$

$$\eta_{\Xi^0}(x) = \varepsilon^{abc}s_a^T(x)C\gamma_\mu s_b(x)\gamma_5\gamma^\mu u_c(x). \quad (5)$$

Интерполирующие токи для других барионов этих изомультиплетов получаются следующими заменами: $\eta_p \to \eta_n$, $\eta_{\Sigma^+} \to \eta_{\Sigma^-}$, $\eta_{\Xi^0} \to \eta_{\Xi^-}$ при $u \leftrightarrow d$. Эти интерполирующие токи связаны с барионными спинорами u_B через так называемые борелевские вычеты λ_B:

$$\eta_B|B\rangle = \lambda_B u_B(p), \quad \overline{u}_B u_B = 2m_B.$$

Что касается Λ-гиперона, то для него можно не выписывать интерполирующего тока в явном виде, а воспользоваться соотношением между корреляторами для Σ^0 и Λ [8]

$$3\Pi_\Lambda(p,q) = \Pi_{\Sigma^0}|_{ds} + \Pi_{\Sigma^0}|_{us} - \Pi_{\Sigma^0}, \quad (6)$$

где нижние индексы ds, us означают замены $d \leftrightarrow s$, $u \leftrightarrow s$ соответственно.

Коррелятор вычисляется двумя различными способами [1, 2]:

1) коррелятор насыщается физическими состояниями низколежащих барионов;

2) коррелятор представляется с помощью вильсоновского операторного разложения OPE как сумма кварковых диаграмм, включающих кварковые и глюонные конденсаты.

Затем производится преобразование Бореля, позволяющее в случае 1 выделить отдельно взятый барион, а в случае 2 обрезать бесконечную сумму кварковых диаграмм, оставив только существенные вклады.

Приравнивая выражения 1 и 2, получают правила сумм, зависящие параметрически от борелевского параметра M^2, а также от порога s_0^B, характеризующего подавление непрерывного спектра [1, 2].

Построим феноменологическую часть коррелятора, для чего вставим в коррелятор полный набор состояний с квантовыми числами как у η_B. Выделим основное состояние:

$$\Pi^{BBV}(p_1^2,p_2^2) = \\ = \frac{\langle 0|\eta_B|B(p_2)\rangle}{p_2^2-m_B^2}\langle B(p_2)V(q)|B(p_1)\rangle\frac{\langle B(p_1)|\overline{\eta}_B|0\rangle}{p_1^2-m_B^2}+\ldots, \tag{7}$$

где $p_1 = p_2 + q$, m_B — масса бариона, многоточие означает вклад континуума и высших состояний.

Матричные элементы в (7) определяются как

$$\langle 0|\eta_B|B(p)\rangle = \lambda_B u_B(p), \tag{8}$$

$$\langle B(p_2)V(q)|B(p_1)\rangle = \overline{u}_B(p_2)\left[f_1\gamma_\mu - \frac{f_2}{2m_B}i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\right]u_B(p_1)\varepsilon^\mu, \tag{9}$$

где λ_B — амплитуда перекрытия бариона (борелевский вычет), q^ν — 4-вектор импульса векторного мезона, u_B — дираковский спинор бариона.

Именно константы связи $f_{1,2}$ являются искомыми величинами. Константы электрической связи определим как $f_1 = f_e$, а константу магнитной связи выберем как $f_1 + f_2 = f_m$, соотнося ее с величиной полного, а не аномального магнитного момента бариона. (В [3] использованы символы g^V и $g^V + g^T$ соответственно.)

С другой стороны, коррелятор выражается через так называемые мезонные распределения на световом конусе (light-cone meson distribution amplitudes), рассчитанные в [9, 10].

Однако именно в КХД части правил сумм скрыта неоднозначность. Например, коррелятор можно представить как в (8) в работе [3] (что мы и используем в настоящей работе):

$$\Pi_B(p,q) = \frac{\lambda_B^2}{[m_B^2-(p+q)^2][m_B^2-p^2]}\times \\ \times\left\{-(f_1+f_2)\frac{m_V^2}{2}\widehat{\varepsilon} - f_1(\varepsilon\cdot p)(2\widehat{p}+\widehat{q})\right\}+\ldots = \\ = \Pi^{BBV}_{f_1+f_2}\widehat{\varepsilon} + \Pi^{BBV}_{f_1}(\varepsilon\cdot p)\widehat{p}+\ldots\,. \tag{10}$$

Но его можно представить и как в [5]:

$$\Pi_B(p,q) = \frac{\lambda_B^2}{[m_B^2-(p+q)^2][m_B^2-p^2]}\times \\ \times\left\{(f_1+f_2)\widehat{p}\widehat{\varepsilon}\widehat{q} + f_1 2(\varepsilon\cdot p)\widehat{p}\right\}+\ldots = \\ = \Pi^{BBV}_{f_1+f_2}\widehat{p}\widehat{\varepsilon}\widehat{q} + \Pi^{BBV}_{f_1}(\varepsilon\cdot p)\widehat{p}+\ldots\,. \tag{11}$$

В результате правила сумм будут различны, и мы обсудим это позже.

2. Унитарная структура правил сумм КХД

Собственно правила сумм, полученные в [3], чрезвычайно громоздки. Но на самом деле они имеют четкую унитарную структуру, и правила сумм для констант связи всех барионов октета можно компактно записать через две функции (умноженые на известный множитель κ_B^V) по отдельности для констант электрического $w_B^{V,e}$ и $v_B^{V,e}$ и магнитного $w_B^{V,m}$ и $v_B^{V,m}$ типов. Эти функции при всех вырожденных аргументах, т. е. при равных массах кварков и векторных мезонов, при вырождении всех конденсатов и т. д., сводятся с точностью до фактора κ_B^V к знакомым константам F- и D-типа, а именно $w \Rightarrow 2F$, а $v \Rightarrow F-D$. Функции $w_B^{V,e}$ и $v_B^{V,e}$ выражаются через мезонные распределения $\phi_\parallel(u)$, $A(u)$, $h_\parallel^{(s)}(u)$, $g_\perp(u_0)$ и др. [9, 10], через кварковые и глюонные конденсаты $\langle\overline{q}q\rangle$, $\langle\frac{\alpha_s GG}{\pi}\rangle$, $\langle qg_s\sigma Gq\rangle$ [1, 2] и мезонные параметры f_V, f_V^T [10].

Функции $w_B^{V,e}$ и $v_B^{V,e}$, связанные с константами электрического типа, имеют вид

$$v_B^{V,e} = -\frac{M^4}{6\pi^2}E_1(x)f_V m_V\phi_\parallel(u_0) + \\ + \frac{1}{8\pi^2}M^2E_0(x)\left[A(u_0)+8\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)\right]f_V m_V^3 + \\ + \frac{1}{144M^2}\left\langle\frac{\alpha_s GG}{\pi}\right\rangle f_V m_V^3\left[-\frac{4M^2}{m_V^2}\phi_\parallel(u_0)+A(u_0)\right], \tag{12}$$

$$w_B^{V,e} - v_B^{V,e} = \frac{1}{\pi^2}M^2E_0(x)\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)f_V m_V^3 + \\ + \left(\frac{4}{3}\left\langle\overline{q}q\right\rangle - \frac{1}{3}\frac{1}{M^2}\left\langle qg_s\sigma Gq\right\rangle\right)f_V^T m_V^2 h_\parallel^{(s)}(u_0) + \\ + \frac{1}{6M^2}\left\langle\frac{\alpha_s GG}{\pi}\right\rangle f_V m_V^3\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda). \tag{13}$$

Функции $w_B^{V,m}$ и $v_B^{V,m}$, связанные с константами магнитного типа, имеют аналогичный вид

$$v_B^{V,m} = -\frac{M^6}{6\pi^2}E_2(x)f_V m_V\phi_\parallel(u_0) + \\ + \frac{1}{8\pi^2}M^4E_1(x)f_V m_V^3\left[A(u_0)+8\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)\right] + \\ + \left\{-4M^2E_0(x)[\phi_\parallel(u_0)-2g_\perp(u_0)]+m_V^2A(u_0)\right\}\times \\ \times\frac{1}{144}f_V m_V\left\langle\frac{\alpha_s GG}{\pi}\right\rangle, \tag{14}$$

$$w_B^{V,m} - v_B^{V,m} = -\frac{M^6}{\pi^2}E_2(x)f_V m_V g_\perp(u_0) + \\ + \frac{1}{\pi^2}M^4E_1(x)f_V m_V^3\left[\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)\right] +$$

$$+\frac{M^2}{6}E_0(x)\left\langle\frac{\alpha_s GG}{\pi}\right\rangle f_V m_V\left[-g_\perp(u_0)+m_V^2\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)\right]+$$

$$+\frac{1}{3}M^2\left[4E_0(x)\langle\overline{q}q\rangle-\frac{1}{M^2}\langle\overline{q}g_s\sigma Gq\rangle\right]f_V^T m_V^2 h_\parallel^{(s)}(u_0), \quad (15)$$

где

$$E_n(x)=1-\left(1+\frac{x}{1!}+\ldots+\frac{x^n}{n!}\right)e^{-x}, \quad x=\frac{s_0^B}{M^2}. \quad (16)$$

Правила сумм для искомых констант $f_{e,m}^{BBV}$ в результате можно записать в компактном виде

$$f_{e,m}^{BBV}=\kappa_B^{V;e,m}\left(a^{BBV}w_V^{e,m}+b^{BBV}v_V^{e,m}\right), \quad (17)$$

$$\kappa_B^{V,e}=-\frac{1}{2\sqrt{2}\lambda_B^2}\exp\left(\frac{m_B^2-u_0(1-u_0)m_V^2}{M^2}\right),$$

$$\kappa_B^{V,m}=\frac{4}{m_V^2}\kappa_B^{V,e},$$

а коэффициенты a^{BBV} и b^{BBV} приведены для каждой константы в табл. 1, 2. Обратим внимание на то, что с точностью до простых коэффициентов функции w и v для констант электрического и магнитного типов почти идентичны. Для магнитных констант появляется вклад, пропорциональный $g_\perp(u_0)$, отсутствующий в электрических константах. Кроме того, они отличаются общим множителем M^2, а множители $E_{0,1}$ «сдвигаются» на 1 до $E_{1,2}$.

Поправочные члены за счет отличной от нуля массы странного кварка вида

$$m_s\langle\overline{s}s\rangle f_\rho m_\rho\phi_\parallel(u_0), \quad m_s\langle\overline{s}s\rangle f_\rho m_\rho g_\perp(u_0)$$

и т. д. имеют порядок величины на уровне 10^{-4} ГэВ^6 по сравнению с величинами, заметно большими 10^{-3} ГэВ^6, у основных вкладов. Эти поправки сильно усложняют вид формул, в то время как вклады их малы и, если только не происходит почти полного сокращения между собой основных вкладов, серьезной роли не играют. Поэтому мы ими пренебрегаем.

3. Численный анализ

Численные значения конденсатов выбраны обычным образом: $\langle\overline{q}q\rangle=-(0.24)^3$ ГэВ^3, $\langle\overline{s}s\rangle=0.8\langle\overline{q}q\rangle$, $\langle\overline{q}g_s\sigma Gq\rangle=m_0^2\langle\overline{s}s\rangle$, $m_0^2=0.8$ ГэВ^2, $\langle\alpha_s GG/\pi\rangle=(0.33)^4$ ГэВ^4 [1, 2, 11]; константы $f_\rho=0.2$ ГэВ, $f_\rho^T=0.164$ ГэВ взяты, как и в [3], из [10]. Массы токовых кварков выбраны как $m_u=m_d=0$, $m_s=0.14$ ГэВ (в формулах (12)–(15) фактически положено $m_s=0$), массы векторных мезонов и барионов выбраны как $m_\rho=0.77$ ГэВ, $m_\omega=0.78$ ГэВ, $m_\phi=1.02$ ГэВ, $m_p=0.938$ ГэВ, $m_\Sigma=1.189$ ГэВ, $m_\Lambda=1.115$ ГэВ, $m_\Xi=1.315$ ГэВ. Стандартные значения борелевских вычетов взяты из [2, 12] как $\lambda_p=2.4\cdot10^{-2}$ ГэВ^3, $\lambda_\Sigma=3.2\cdot10^{-2}$ ГэВ^3, $\lambda_\Xi=3.8\cdot10^{-2}$ ГэВ^3.

Мезонные распределения на световом конусе, полученные в [9, 10], взяты нами из [3], поскольку мы работаем в их формализме, и в принятых приближениях равны $A(u_0)\approx A(1/2)=1.63$, $\phi_\parallel(u_0)\approx\phi_\parallel(1/2)=1.1$, $g_\perp(u_0)\approx g_\perp(1/2)=0.55$, $h_\parallel^{(s)}(u_0)\approx h_\parallel^{(s)}(1/2)=1.2$, $\int\limits_0^{u_0}dt\int\limits_0^t d\lambda\, C(\lambda)\approx-0.12$. Значения для порогов вклада континуума выбраны как $s_0^N=2.3$, $s_0^\Sigma=3.2$, $s_0^\Xi=3.6$, $s_0^\Lambda=3.2$ ГэВ^2.

Как видно из табл. 1, 2, мы практически воспроизвели результаты [3] для констант связи обоих типов с ρ-мезонами (см., однако, другой знак у «магнитной константы» $f_m^{\Xi\Xi\rho^0}$).

Однако анализ зависимости правил сумм от борелевского параметра M^2 показывает, что устойчивые решения находятся выше по M^2, чем в работе [3] ($1\leqslant M^2\leqslant 2$ ГэВ^2), а именно в интервале от 2 до 3 и даже до 4 ГэВ^2. Действительно, это совпадает с разумной оценкой, что борелевский параметр M^2 должен находиться в области $m_B^2\div(m_B+m_V)^2$.

Заключение

В настоящей работе в рамках формализма правил

Таблица 1

Константы связи электрического типа f_e^{BBV}, полученные в настоящей работе и в работах [3–5, 13], и их значения в $SU(3)$

Эл. конст. f_e^{BBV}	(17) BBV	$F^e=3.2$, $D^e=-0.6$	SR [13]	SR [4]	SR [3]	LC [5]	Наст. работа
$f_e^{pp\rho^0}$	$\kappa_p^\rho(w_p^{e,\rho}-v_p^{e,\rho})$	$F^e+D^e=2.6$	3.12 ± 0.9	2.4 ± 0.6	3.2 ± 0.9	2.5 ± 1.1	3.0 ± 1.0
$f_e^{pp\omega}$	$\kappa_p^\omega(w_p^{e,\omega}+v_p^{e,\omega})$	$3F^e-D^e=10.2$	9.36 ± 2.0	7.2 ± 1.8	—	8.9 ± 1.5	6.5 ± 1.1
$f_e^{\Xi^0\Xi^0\rho^0}$	$\kappa_\Xi^\rho v_\Xi^{e,\rho}$	$F^e-D^e=3.8$	1.6	2.4 ± 0.6	1.5 ± 1.1	4.2 ± 2.1	2.4 ± 0.6
$f_e^{\Xi^0\Xi^0\omega}$	$\kappa_\Xi^\omega v_\Xi^{e,\omega}$	$F^e-D^e=3.8$	1.6	2.4 ± 0.6	—	4.4 ± 1.0	2.4 ± 0.6
$f_e^{\Xi^0\Xi^0\phi}$	$2\sqrt{2}\,\kappa_\Xi^\phi w_\Xi^{e,\phi}$	$2\sqrt{2}\,F^e=9.1$	7.7	—	—	9.5 ± 2.5	7.6 ± 0.6
$f_e^{\Sigma^+\Sigma^+\rho^0}$	$2\kappa_\Sigma^\rho w_\Sigma^{e,\rho}$	$2F^e=6.4$	4.0	4.8 ± 1.2	4.0 ± 1.0	7.2 ± 1.2	4.6 ± 1.0
$f_e^{\Sigma^+\Sigma^+\omega}$	$2\kappa_\Sigma^\omega w_\Sigma^{e,\omega}$	$2F^e=6.4$	4.0	4.8 ± 1.2	—	6.6 ± 1.0	4.6 ± 1.0
$f_e^{\Sigma^+\Sigma^+\phi}$	$\sqrt{2}\,\kappa_\Sigma^\phi v_\Sigma^{e,\phi}$	$\sqrt{2}(F^e-D^e)=5.4$	1.3	—	—	6.0 ± 0.8	3.0 ± 0.6
$f_e^{\Lambda\Lambda\omega}$	$\frac{1}{3}\kappa_\Lambda^\omega(w_\Lambda^{e,\omega}+4v_\Lambda^{e,\omega})$	$(2/3)(3F^e-2D^e)=7.2$	6.7	4.8 ± 1.2	—	7.1 ± 1.1	2.8 ± 0.4
$f_e^{\Lambda\Lambda\phi}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}\kappa_\Lambda^\phi(4w_\Lambda^{e,\omega}-v_\Lambda^{e,\omega})$	$(\sqrt{2}/3)(3F^e+D^e)=4.2$	4.85	—	—	5.3 ± 1.5	4.8 ± 0.8
$f_e^{\Lambda\Sigma^0\rho^0}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}\kappa_\Sigma^\rho(w_\Sigma^{e,\rho}-2v_\Sigma^{e,\rho})$	$(2/\sqrt{3})D^e=0.6$	0.48	—	—	1.9 ± 0.7	0.0 ± 0.5

Таблица 2

Константы связи магнитного типа f_m^{BBV}, полученные в настоящей работе и в работах [3–5, 13], и их значения в $SU(3)$

Магн. конст. f_m^{BBV}	(17) BBV	$F^m = 9.1$, $D^m = 12.3$	SR [13]	SR [4]	SR [3]	LC [5]	Наст. работа
$f_m^{pp\rho^0}$	$\widetilde{\kappa}_p^{\rho}(w_p^{m,\rho} - v_p^{m,\rho})$	21.4	20.15 ± 6.6	10.1 ± 3.7	36.8 ± 13	19.7 ± 2.8	40.0 ± 10.0
$f_m^{pp\omega}$	$\widetilde{\kappa}_p^{\omega}(w_p^{m,\omega} + v_p^{m,\omega})$	15.0	32.4 ± 14.4	5.0 ± 1.2	—	14.5 ± 2.6	56.0 ± 11.0
$f_m^{\Xi^0\Xi^0\rho^0}$	$\widetilde{\kappa}_\Xi^{\rho} v_\Xi^{m,\rho}$	-3.2	2.9	-2.6 ± 1.6	-5.3 ± 3.3	-2.8 ± 1.6	6.0 ± 2.0
$f_m^{\Xi^0\Xi^0\omega}$	$\widetilde{\kappa}_\Xi^{\omega} v_\Xi^{m,\omega}$	-3.2	2.9	-2.6 ± 1.6	—	-2.7 ± 1.0	6.0 ± 2.0
$f_m^{\Xi^0\Xi^0\phi}$	$2\sqrt{2}\,\widetilde{\kappa}_\Xi^{\phi} w_\Xi^{m,\phi}$	25.7	37.4	—	—	22.8 ± 6.4	75.0 ± 15.0
$f_m^{\Sigma^+\Sigma^+\rho^0}$	$2\widetilde{\kappa}_\Sigma^{\rho} w_\Sigma^{m,\rho}$	18.2	29.5	7.1 ± 1.0	53.5 ± 19	17.8 ± 2.2	55.0 ± 10.0
$f_m^{\Sigma^+\Sigma^+\omega}$	$2\widetilde{\kappa}_\Sigma^{\omega} w_\Sigma^{m,\omega}$	18.2	29.5	7.1 ± 1.0	—	19.0 ± 2.5	55.0 ± 10.0
$f_m^{\Sigma^+\Sigma^+\phi}$	$\sqrt{2}\,\widetilde{\kappa}_\Sigma^{\phi} v_\Sigma^{m,\phi}$	-4.5	1.0	—	—	-3.5 ± 2.5	0.5 ± 2.0
$f_m^{\Lambda\Lambda\omega}$	$\frac{1}{3}\widetilde{\kappa}_\Lambda^{\omega}(w_\Lambda^{e,\omega} + 4v_\Lambda^{e,\omega})$	1.8	—	-5.7 ± 1.0	—	1.6 ± 0.6	30.0 ± 10.0
$f_m^{\Lambda\Lambda\phi}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}\widetilde{\kappa}_\Lambda^{\phi}(4w_\Lambda^{m,\omega} - v_\Lambda^{m,\omega})$	18.7	—	—	—	19.3 ± 5.0	42.0 ± 11.0
$f_m^{\Lambda\Sigma^0\rho^0}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}\widetilde{\kappa}_\Sigma^{\rho}(w_\Sigma^{m,\rho} - 2v_\Sigma^{m,\rho})$	14.2	—	—	—	14.3 ± 2.9	28.0 ± 6.0

сумм КХД на световом конусе, предложенных в [3], получены константы связи векторных мезонов ρ, ω и ϕ с октетом барионов. В этом формализме использованы интерполирующие токи Иоффе [2], тогда как в [5] нами был использован более общий вид этих токов с введением еще одного параметра. Представлялось интересным сравнить обе серии результатов.

Полученные нами результаты для констант связи типа $f_{e,m}$ с ρ-мезоном согласуются с результатами [3]. В целом «электрические» константы, полученные в настоящей работе, согласуются с полученными в [5], однако «магнитные» константы сильно отличаются от полученных в [5] (см. табл. 1, 2) и, вообще говоря, представляются сильно завышенными. Источник расхождения, по всей видимости, лежит в способе вычисления КХД-части правил сумм в формализме [3]. Эффективно правила сумм для «магнитных» констант в [3, 5] различаются, как следует из (10), (11), на фактор M^2/m_V^2, что и составляет в выбранном интервале M^2 фактор $2 \div 4$.

Анализ численных результатов обнаруживает значительное нарушение соотношений унитарной симметрии. Однако главную роль в этом вовсе не играют поправки за счет отличной от нуля массы странного кварка. К сильному нарушению в формализме [3] приводит прежде всего наличие экспоненциальных множителей $E_n(s_0^B/M^2)$ (17), подавляющих вклады непрерывного спектра. Очень заметно влияние масс векторных мезонов при переходе от ρ и ω мезонов к ϕ-мезону. На стабильность результатов для данного вида правил сумм КХД на световом конусе большое влияние оказывают сильные сокращения между основными вкладами, даваемые первыми двумя членами в формулах для w и v. Чтобы избежать сильных сокращений, можно попытаться изменить доверительный интервал по борелевскому парвметру M^2, что фактически ведет к сужению «борелевского окна» в правилах сумм. Заметим, что использование более общего вида интерполирующих токов в [5] ведет к результатам, неплохо согласующимся с моделью унитарной симметрии.

Все формулы для констант связи при вырожденных массах кварков и массах барионов и мезонов, а также при вырождении борелевских вычетов и всех конденсатов строго удовлетворяют формулам $SU(3)$ с характерными константами F- и D-связи. В отсутствие вырождения все константы связи выражаются через две универсальные функции w и v, переходящие в унитарном пределе в константы F- и $(F$-$D)$-связи. Это справедливо по отдельности для констант связи электрического и магнитного типов. Именно в этом смысле унитарная симметрия в рамках правил сумм КХД по-прежнему определяет соотношения между константами связи векторных мезонов с барионами октета.

Авторы благодарны Т. М. Алиеву за интересные обсуждения.

Список литературы

1. *Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I.* // Nucl. Phys. B. 1979. **147**. P. 385.
2. *Ioffe B.L.* // Nucl. Phys. B. 1981. **188**. P. 317.
3. *Wang Zhi-Gang* // Phys. Rev. D. 2007. **75**. P. 054020.
4. *Erkol G., Timmermans R.G.E., Rijken Th.A.* // Phys. Rev. C. **74**. P. 045201.
5. *Aliev T.M., Ozpineci A., Savci M., Zamiralov V.S.* // Phys. Rev. D. 2009. **80**. P. 016010.
6. *Braun V.M.* // arXiv:hep-ph/9801222.
7. *Colangelo P., Khodjamirian A.* // At Frontier of Particle Physics: Handbook of QCD / Ed. by M. Shifman. Singapore, 2001. V. 3. P. 1495.
8. *Замиралов В.С., Озпинечи А., Яковлев С.Б.* // Ядерная физика. 2005. **68**. P. 304.
9. *Ball P., Braun V.* // Nucl. Phys. B. 1999. **543**. P. 201; Phys. Rev. D. 1996. **54**. P. 2182.
10. *Ball P., Braun V., Koike Y., Tanaka K.* // Nucl. Phys. B. 1998. **529**. P. 323.
11. *Balitsky I., Yung A.V.* // Phys. Lett. B. 1983. **129**. P. 328.
12. *Chiu C.B., Pasupathy J., Wilson S.L.* // Phys.Rev. D. 1985. **32**. P. 1786.
13. *Zhu S.L.* // Phys. Rev. C. 1999. **59**. P. 435.

QCD sum rules for coupling constants of the vector mesons to octet baryons

V. S. Zamiralov [1,a], **A. Ozpineci** [2], **G. Erkol** [3]

[1] *D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*
[2] *Instituto de Fisica Corpuscular (IFIC), Universidad de Valencia, E-46071 Valencia, Spain.*
[3] *Laboratory for Fundamental Research, Ozyegin Uiversity, Uskudar Istanbul 34662, Turkey.*
E-mail: [a] *zamir@depni.sinp.msu.ru*

QCD sum rules on light cone proposed by Wang for the coupling constants of the ρ meson are generalized to the vector mesons ω, ϕ and all octet baryons Λ hyperon included. A comparison with other results are given,

Keywords: quantum chromodynamics, sum rules, baryons, vector mesons, borel interval.
PACS: 24.85.+p, 12.40.Vv, 13.75.Ev.
Received 29 November 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2013).

Сведения об авторах

1. Замиралов Валерий Семенович — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: zamir@depni.sinp.msu.ru.
2. Озпинечи Алтуг — Ph.D., профессор, зам. декана физ. ф-та Средне-Восточного технологического ин-та (Анкара, Турция); e-mail: ozpinezi@metu.edu.tr.
2. Эрколь Гюрай — Ph.D., профессор Университета Озъегин (Стамбул, Турция); e-mail: guray.erkol@ozyegin.edu.tr.