

ПРАВИЛО СУММ БЬЁРКЕНА С АНАЛИТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ ПРИ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЯХ Q^2

И. Р. Габдрахманов^{1,*}, *Н. А. Грамотков*^{1,2}, *А. В. Котиков*¹,
*О. В. Теряев*¹, *Д. А. Волкова*^{1,3}, *И. А. Земляков*⁴

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

³ Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

⁴ Технический университет им. Федерико Санта-Мария, Вальпараисо, Чили

Приводятся результаты [1], где было получено хорошее согласие аналитических расчетов в рамках КХД с экспериментальными данными по поляризованному правилу сумм Бьёркена. Также рассмотрен предел фоторождения, и получено новое представление пертурбативного вклада в поляризованное правило сумм Бьёркена.

We present the results of [1], where good agreement was obtained between analytical calculations within the framework of QCD and experimental data on polarized Bjorken's sum rule. The photoproduction limit was also considered and a new representation of the perturbative contribution to the polarized Bjorken sum rule was obtained.

PACS: 12.38.–t

ВВЕДЕНИЕ

Поляризованное правило сумм Бьёркена (ПСБ) $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ [2], представляющее собой интеграл от разности первых моментов спиновых структурных функций (СФ) протона и нейтрона, является важной наблюдаемой квантовой хромодинамики (КХД) [3]. Ее экспериментальные данные, полученные в поляризованном глубоконеупругом рассеянии (ГНР), доступны в широком диапазоне квадрата пространственноподобного переданного импульса $Q^2 = -q^2$: $0,021 \leq Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$ (см. ссылки в [1]). В частности, недавние результаты [4] с малыми статистическими погрешностями делают ПСБ привлекательной наблюдаемой для проверки различных обобщений пертурбативной КХД (пКХД) в области малых Q^2 : $Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$.

Стандартным подходом к описанию подобных величин является пКХД в $\overline{\text{MS}}$ -схеме перенормировки. Однако присутствие полюса Ландау в константе связи $\alpha_s(Q^2)$ при $Q^2 = \Lambda^2$ делает теорию возмущений (ТВ)

* E-mail: ilnur@jinr.ru

неприменимой для $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$. Для корректного описания наблюдаемых КХД в непертурбативной области был разработан подход, устраняющий сингулярность при $Q^2 = \Lambda^2$, называемый аналитической ТВ (АТВ) [5]. Аналитическая константа связи $A_{\text{МА}}(Q^2)$ в пространственноподобной области представима в виде спектрального интеграла, зависящего от порядка ТВ через пертурбативную спектральную функцию

$$A_{\text{МА}}^{(i)}(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{d\sigma}{(\sigma + Q^2)} r_{\text{pt}}^{(i)}(\sigma), \quad r_{\text{pt}}^{(i)}(\sigma) = \text{Im } a_s^{(i)}(-\sigma - i\epsilon), \quad (1)$$

где $a_s^{(i)}$ — константа связи ТВ в i -петлевом приближении.

Этот подход, называемый также *минимальной аналитической* (МА) ТВ [6], позднее был распространен на произвольные дробные степени заряда [7], где была сформулирована так называемая дробно-аналитическая ТВ (ДАТВ). Данное расширение подразумевает довольно сложную процедуру, из-за чего основные результаты до недавнего времени были получены в основном в однопетлевом приближении.

АТВ уже применялась к анализу ПСБ в рамках операторного разложения [8–10] (см. также недавние исследования по ПСБ в [11]).

Следуя [12], введем производные (в k -м порядке) константы связи

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{n+1}^{(k)}(Q^2) &= \frac{(-1)^n}{n!} \frac{d^n a_s^{(k)}(Q^2)}{(dL)^n}, \\ a_s^{(k)}(Q^2) &= \frac{\beta_0 \alpha_s^{(k)}(Q^2)}{4\pi} = \beta_0 \bar{a}_s^{(k)}(Q^2). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь и далее β_0 — нулевой коэффициент КХД β -функции:

$$\beta(\bar{a}_s^{(k)}) = -\left(\bar{a}_s^{(k)}\right)^2 \left(\beta_0 + \sum_{i=1}^k \beta_i \left(\bar{a}_s^{(k)}\right)^i \right), \quad (3)$$

где β_i известны вплоть до $k = 4$ [13].

Как было показано в [14], ряд производных $\tilde{a}_n(Q^2)$ может служить заменой ряду степеней a_s . Действительно, хотя каждое дифференцирование снижает степень a_s , в то же время создает дополнительную β -функцию, содержащую множитель a_s^2 . В лидирующем приближении выражения $\tilde{a}_n(Q^2)$ и a_s^n совпадают, а в высших порядках однозначное соответствие между $\tilde{a}_n(Q^2)$ и a_s^n было установлено в [12, 15] и распространено на дробные степени в [16].

В данной статье мы применяем разложение по обратным логарифмам для $A_{\text{МА}}^{(i)}$, полученное недавно [17] для произвольного порядка ТВ. Данный подход очень удобен, так как в однопетлевом порядке $A_{\text{МА}}^{(1)}$ имеет простое представление (см. [7]), а в высших порядках $A_{\text{МА}}^{(i)}$ очень близки к $A_{\text{МА}}^{(1)}$, особенно при $Q^2 \rightarrow \infty$ и $Q^2 \rightarrow 0$, где разница между $A_{\text{МА}}^{(i)}$

и $A_{\text{МА}}^{(1)}$ пропадает. Более того, для $Q^2 \rightarrow \infty$ и $Q^2 \rightarrow 0$ соответствующие производные $\tilde{A}_{\text{МА},n}^{(i)}$ для $n \geq 2$ стремятся к нулю, и, следовательно, только первый член пертурбативного разложения вносит заметный вклад.

ПРАВИЛО СУММ БЬЁРКЕНА

Поляризованное ПСБ определено как разность поляризованных СФ протона и нейтрона, проинтегрированных по всему интервалу x :

$$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \int_0^1 dx [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)], \quad (4)$$

которая может быть представлена в следующем виде:

$$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} (1 - D_{\text{BS}}(Q^2)) + \frac{\hat{\mu}_4 M^2}{Q^2 + M^2}, \quad (5)$$

где $g_A = 1,2762 \pm 0,0005$ [18] — это аксиальный заряд нуклона; $(1 - D_{\text{BS}}(Q^2))$ — вклад ведущего твиста (твист-2) и $(\hat{\mu}_4 M^2)/(Q^2 + M^2)$ — так называемое массивное представление для твиста-4 (см. [19]).

Пертурбативное разложение вплоть до k -го порядка имеет вид

$$D_{\text{BS}}^{(1)}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} \tilde{a}_1^{(1)}, \quad D_{\text{BS}}^{(k \geq 2)}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} \left(\tilde{a}_1^{(k)} + \sum_{m=2}^k \tilde{d}_{m-1} \tilde{a}_m^{(k)} \right), \quad (6)$$

где $\tilde{d}_1$, $\tilde{d}_2$ и $\tilde{d}_3$ известны из прямых вычислений [20]. Коэффициент $\tilde{d}_4$ неизвестен, но существует его оценка, найденная в [21].

Здесь и далее примем число активных ароматов кварков $f = 3$. Таким образом*,

$$\tilde{d}_1 = 1,59, \quad \tilde{d}_2 = 2,73, \quad \tilde{d}_3 = 8,61, \quad \tilde{d}_4 = 21,52. \quad (7)$$

Перейдя от ряда $D_{\text{BS}}(Q^2)$ к такому же ряду, но по $\tilde{A}_{\text{МА},n}^{(k)}$:

$$D_{\text{МА,BS}}^{(1)}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} A_{\text{МА}}^{(1)}, \quad (8)$$

$$D_{\text{МА,BS}}^{(k \geq 2)}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} \left(A_{\text{МА}}^{(k)} + \sum_{m=2}^k \tilde{d}_{m-1} \tilde{A}_{\text{МА},\nu=m}^{(k)} \right),$$

* Коэффициенты β_i ($i \geq 0$) β -функции КХД (3) и, как следствие, заряд $\alpha_s(Q^2)$ зависят от числа f активных ароматов, и каждый новый кварк включается в игру на определенном пороговом Q_f^2 в соответствии с [22]. Соответствующие параметры КХД $\Lambda^{(f)}$ в $N^i\text{LO}$ ТВ получены в [23].

получим замену (5) в рамках АТВ в виде

$$\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} (1 - D_{\text{MA,BS}}(Q^2)) + \frac{\hat{\mu}_{\text{MA},4} M^2}{Q^2 + M^2}. \quad (9)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ экспериментальных данных проведен с учетом только статистических погрешностей, результаты приведены в таблице и изображены на рис. 1. Величины фитировались как Q^2 -независимые с использованием твиста-2 из (6) и (8) для регулярной ТВ и АТВ соответственно.

В случае ТВ полученные результаты не способны описать экспериментальные данные, причем расхождение возрастает с порядком ТВ, что было подробно обсуждено в [1, 8–10]. Здесь же ограничимся лишь анализом при малых Q^2 . Более общий разбор можно найти в нашей работе [1].

Результаты фитирования параметров высших твистов с помощью формул (9) и, в скобках, (18) в зависимости от порядка АТВ

Порядок АТВ	M^2 для (9) (для (18))	$\hat{\mu}_{\text{MA},4}$ для (9)	$\chi^2/(\text{d. o. f.})$ для (9) (для (18))
LO	$1,631 \pm 0,301$ ($0,576 \pm 0,046$)	$-0,166 \pm 0,001$	0,572 (0,575)
NLO	$1,545 \pm 0,287$ ($0,464 \pm 0,039$)	$-0,155 \pm 0,001$	0,586 (0,590)
N ² LO	$1,417 \pm 0,261$ ($0,459 \pm 0,038$)	$-0,156 \pm 0,002$	0,617 (0,584)
N ³ LO	$1,429 \pm 0,248$ ($0,464 \pm 0,039$)	$-0,157 \pm 0,002$	0,629 (0,582)
N ⁴ LO	$1,462 \pm 0,253$ ($0,465 \pm 0,039$)	$-0,157 \pm 0,001$	0,625 (0,584)

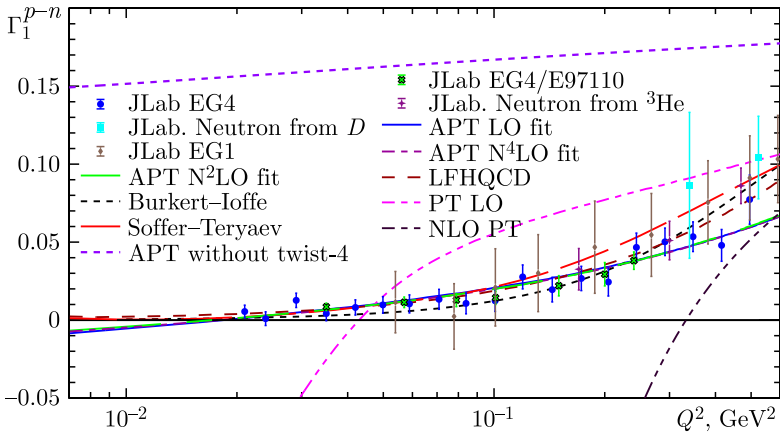


Рис. 1. Результаты для $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ в первых четырех порядках АТВ с фитами экспериментальных данных при $Q^2 < 0,6 \text{ ГэВ}^2$

Как можно видеть на рис. 1, наши результаты в различных порядках АТВ едва различимы. Высокое качество фитов подтверждается малыми значениями соответствующих $\chi^2/(d. o. f.)$ (см. таблицу).

Верхняя кривая демонстрирует ключевую роль вклада твиста-4: его отсутствие приводит к значениям $\Gamma_1^{p-n}(Q^2) \sim 0,16$, что далеко от экспериментальных данных.

При $Q^2 \leq 0,3$ ГэВ² найдено хорошее согласие с феноменологическими моделями [24]. Однако при увеличении Q^2 наши результаты расположены ниже предсказаний феноменологических моделей, а для $Q^2 \geq 0,5$ ГэВ² ниже и экспериментальных точек.

Как видно, результаты для $\Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2)$ принимают нефизические отрицательные значения для $Q^2 < 0,02$ ГэВ². Причина данного явления может быть прояснена при рассмотрении фоторождения.

Фоторождение. Чтобы понять проблему $\Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2 \rightarrow 0) < 0$, обратимся к случаю фоторождения. В k -м порядке АТВ

$$A_{MA}^{(k)}(Q^2 = 0) \equiv \tilde{A}_{MA, m=1}^{(k)}(Q^2 = 0) = 1, \quad \tilde{A}_{MA, m}^{(k)} = 0 \quad \text{при } m > 1 \quad (10)$$

и, следовательно,

$$D_{MA,BS}(Q^2 = 0) = \frac{4}{\beta_0} \quad \text{и поэтому} \quad \Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2 = 0) = \frac{g_A}{6} \left(1 - \frac{4}{\beta_0}\right) + \hat{\mu}_{MA,4}. \quad (11)$$

Конечность сечения в пределе реальных фотонов приводит к требованию (см. [19])

$$\Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2 = 0) = 0 \quad \text{и поэтому} \quad \hat{\mu}_{MA,4}^{ph} = -\frac{g_A}{6} \left(1 - \frac{4}{\beta_0}\right). \quad (12)$$

Для $f = 3$ имеем

$$\hat{\mu}_{MA,4}^{ph} = -0,118 \quad \text{и, следовательно,} \quad |\hat{\mu}_{MA,4}^{ph}| < |\hat{\mu}_{MA,4}|, \quad (13)$$

как можно видеть в таблице.

Таким образом, результаты нашего анализа не согласуются с конечностью сечения в пределе реальных фотонов*. Это нарушение и приводит к отрицательным значениям $\Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2 \rightarrow 0)$.

Правила сумм Герасимова–Дрелла–Хирна и Буркхарда–Коттингема. Для улучшения анализа при малых Q^2 добавим вклад твиста-6 в «массивном» представлении, аналогично твисту-4 в (5). Более того, добавим в рассмотрение правила сумм Герасимова–Дрелла–Хир-

* Отметим, что результаты для $\hat{\mu}_{MA,4}$ получены с учетом только статистических погрешностей. При добавлении систематических погрешностей результаты для $\hat{\mu}_{MA,4}^{ph}$ и $\hat{\mu}_{MA,4}$ абсолютно согласованы друг с другом, однако предсказательная сила такого анализа мала.

на и Буркхарда–Коттингема, что приводит к следующим результатам (см. [19, 25]):

$$\frac{d}{dQ^2} \Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2 = 0) = G, \quad G = \frac{\mu_n^2 - (\mu_p - 1)^2}{8M_p^2} = 0,0631, \quad (14)$$

где $\mu_n = -1,91$ и $\mu_p = 2,79$ — магнитные моменты нейтрона и протона соответственно, а $M_p = 0,938$ ГэВ — масса нуклона. Заметим, что G мало.

Из (2) имеем, что

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} \tilde{A}_n(Q^2) \sim \tilde{A}_{n+1}(Q^2), \quad (15)$$

и, таким образом,

$$Q^2 \frac{d}{dQ^2} \tilde{A}_n(Q^2) \rightarrow 0, \quad \text{но} \quad \frac{d}{dQ^2} \tilde{A}_n(Q^2 \rightarrow 0) \rightarrow \infty. \quad (16)$$

Следовательно, после применения производной d/dQ^2 к $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2)$ каждый член в $D_{\text{MA,BS}}(Q^2)$ становится расходящимся при $Q^2 \rightarrow 0$. Чтобы добиться конечности при $Q^2 \rightarrow 0$ левой части (14), допустим связь между вкладами твиста-2 и твиста-4, что приведет к появлению нового слагаемого

$$-\frac{g_A}{6} D_{\text{MA,BS}}(Q^2) + \frac{\hat{\mu}_{\text{MA},4} M^2}{Q^2 + M^2} D_{\text{MA,BS}}(Q^2), \quad (17)$$

которое можно сделать конечным при $Q^2 \rightarrow 0$. Форма (17) эквивалентна следующей модификации выражения $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2)$ в (9):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} \left(1 - D_{\text{MA,BS}}(Q^2) \frac{Q^2}{Q^2 + M^2} \right) + \\ + \frac{\hat{\mu}_{\text{MA},4} M^2}{Q^2 + M^2} + \frac{\hat{\mu}_{\text{MA},6} M^4}{(Q^2 + M^2)^2}. \end{aligned} \quad (18)$$

Конечность сечения для реальных фотонов приводит теперь к [19]

$$\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2 = 0) = 0 = \frac{g_A}{6} + \hat{\mu}_{\text{MA},4} + \hat{\mu}_{\text{MA},6}, \quad (19)$$

и, таким образом, имеем

$$\hat{\mu}_{\text{MA},4} + \hat{\mu}_{\text{MA},6} = -\frac{g_A}{6} \approx -0,21205. \quad (20)$$

Из уравнений (11) и (18) и условия (14) получаем, что

$$-\frac{2g_A}{3\beta_0} - \hat{\mu}_{\text{MA},4} - 2\hat{\mu}_{\text{MA},6} = GM^2. \quad (21)$$

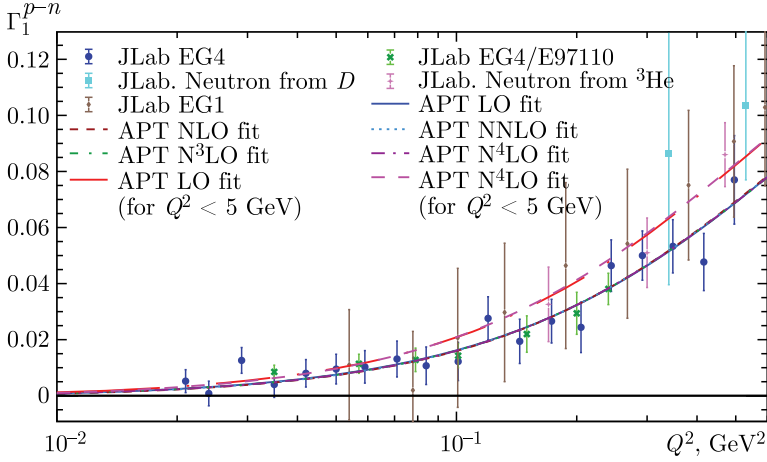


Рис. 2. То же, что и на рис.1, но для модификации (18)

Подставляя $f = 3$ (т. е. $\beta_0 = 9$), имеем

$$\hat{\mu}_{\text{MA},4} + 2\hat{\mu}_{\text{MA},6} = -GM^2 - \frac{2g_A}{27} \approx -GM^2 - 0,0945. \quad (22)$$

Объединяя (19) и (22) вместе, приходим к следующим результатам:

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{\text{MA},6} &= -GM^2 + \frac{5g_A}{54} = -GM^2 + 0,1182, \\ \hat{\mu}_{\text{MA},4} &= -\frac{g_A}{6} - \hat{\mu}_{\text{MA},6} = GM^2 - \frac{7g_{A/V}}{27} = GM^2 - 0,3309. \end{aligned} \quad (23)$$

Так как G мало, то $\hat{\mu}_{\text{MA},4} < 0$ и $\hat{\mu}_{\text{MA},6} \approx -0,36\hat{\mu}_{\text{MA},4} > 0$.

Результаты фитирования теоретических предсказаний, основанных на выражении (18) с $\hat{\mu}_{\text{MA},4}$ и $\hat{\mu}_{\text{MA},6}$, полученными в (23), представлены (в скобках) в таблице и на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дан краткий обзор результатов работы [1], где рассмотрено правило сумм Бёркена $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ в рамках АТВ и пертурбативной КХД в первых пяти порядках ТВ, и получены результаты, аналогичные результатам предыдущих исследований [8–10]. Пертурбативная КХД существенно расходится с экспериментальными данными. При некоторых Q^2 ее результаты становятся отрицательными, так как сумма вкладов высших порядков, входящая в часть, соответствующую твисту-2, отрицательна. Применение АТВ приводит к хорошему согласию с экспериментальными

данными при использовании «массивного» варианта (9) для вкладов твиста-4.

Однако, исследуя предел $Q^2 \rightarrow 0$, мы обнаружили несогласие данных и АТВ. Результаты фитов, выполненных в области малых Q^2 , приводят к $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2 \rightarrow 0) < 0$, что противоречит конечности сечения в пределе реальных фотонов, требующего $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2 \rightarrow 0) = 0$.

Для решения этой проблемы в [1] мы ввели инфракрасную модификацию (18) операторного разложения $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2)$ и пришли к хорошему согласию с полным набором экспериментальных данных по правилу сумм Бьёркена $\Gamma_{\text{MA},1}^{p-n}(Q^2)$ вплоть до предела фоторождения $Q^2 \rightarrow 0$. Найдено также хорошее согласие с феноменологическими моделями.

Благодарности. Авторы благодарны А. Р. Деур за информацию о новых экспериментальных данных в [4] и обсуждения. Авторы благодарят А. Катаева и Н. Николаева за обсуждения.

Финансирование. Работа частично поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gabdrakhmanov I. R. et al.* arXiv:2404.01873 [hep-ph].
2. *Bjorken J. D.* // Phys. Rev. 1966. V. 148. P. 1467–1478; Phys. Rev. D. 1970. V. 1. P. 1376–1379.
3. *Deur A., Brodsky S. J., De Téramond G. F.* arXiv:1807.05250 [hep-ph].
4. *Deur A. et al.* // Phys. Lett. B. 2022. V. 825. P. 136878.
5. *Shirkov D. V., Solovtsov I. L.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1209–1212; *Milton K. A., Solovtsov I. L., Solovtsova O. P.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 415. P. 104–110.
6. *Cvetič G., Valenzuela C.* // Braz. J. Phys. 2008. V. 38. P. 371–380.
7. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V., Stefanis N. G.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 074014; Phys. Rev. D. 2007. V. 75. P. 056005; J. High Energy Phys. 2010. V. 06. P. 085.
8. *Pasechnik R. S. et al.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 071902; Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 016010; *Khandramai V. L. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 706. P. 340–344.
9. *Ayala C. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2018. V. 33, No. 18–19. P. 1850112; Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. No. 12. P. 1002.
10. *Gabdrakhmanov I. R. et al.* // JETP Lett. 2023. V. 118, No. 7. P. 478–482.
11. *Kotlorz D., Mikhailov S. V.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 100, No. 5. P. 056007; *Ayala C., Castro-Arriaza C., Cvetič G.* // Phys. Lett. B. 2024. V. 848. P. 138386; arXiv:2312.13134 [hep-ph].
12. *Cvetič G., Valenzuela C.* // J. Phys. G. 2006. V. 32. P. L27; Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 114030; Erratum // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 019902.
13. *Baikov P. A., Chetyrkin K. G., Kuhn J. H.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 012002.
14. *Kotikov A. V., Zemlyakov I. A.* // JETP Lett. 2022. V. 115, No. 10. P. 609.
15. *Cvetič G., Kogerler R., Valenzuela C.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 114004.

16. *Cvetič G., Kotikov A. V.* // J. Phys. G. 2012. V. 39. P. 065005.
17. *Kotikov A. V., Zemlyakov I. A.* // J. Phys. G. 2023. V. 50, No. 1. P. 015001.
18. *Zyla P. A. et al. (Particle Data Group Collab.).* Review of Particle Physics // PTEP. 2020. V. 2020. P. 083C01.
19. *Teryaev O.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2013. V. 245. P. 195–198;
Khandramai V. L., Teryaev O. V., Gabdrakhmanov I. R. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 678, No. 1. P. 012018;
Gabdrakhmanov I. R., Teryaev O. V., Khandramai V. L. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 938, No. 1. P. 012046.
20. *Baikov P. A., Chetyrkin K. G., Kuhn J. H.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 132004.
21. *Ayala C., Pineda A.* // Phys. Rev. D. 2022. V. 106, No. 5. P. 056023.
22. *Chetyrkin K. G., Kuhn J. H., Sturm C.* // Nucl. Phys. B. 2006. V. 744. P. 121–135;
Schröder Y., Steinhauser M. // J. High Energy Phys. 2006. V. 01. P. 051;
Kniehl B. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 042001.
23. *Chen H. M. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. E. 2022. V. 31, No. 02. P. 2250016.
24. *Burkert V. D., Ioffe B. L.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 296. P. 223–226; JETP. 1994. V. 78. P. 619–622;
Brodsky S. J. et al. // Phys. Rep. 2015. V. 584. P. 1–105.
25. *Soffer J., Teryaev O.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3373–3375; Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 116004;
Pasechnik R. S., Soffer J., Teryaev O. V. // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 076007.