ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2020. Т. 51. ВЫП. 4. С. 687–696

NSVZ-СООТНОШЕНИЕ И NSVZ-СХЕМА В $\mathcal{N}=1$ НЕАБЕЛЕВЫХ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ

К. В. Степаньянц *

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

Кратко описывается пертурбативный вывод точной NSVZ β-функции для $\mathcal{N}=1$ суперсимметричных неабелевых калибровочных теорий в случае использования регуляризации высшими ковариантными производными. Демонстрируется, что при использовании этой регуляризации NSVZ-формула, записанная в виде соотношения между β-функцией и аномальными размерностями квантовых суперполей, удовлетворяется для ренормгрупповых функций, определенных в терминах голых констант связи, независимо от перенормировочного предписания. Для ренормгрупповых функций, определенных в терминах перенормированных констант связи, это означает, что одна из NSVZ-схем во всех петлях дается предписанием HD + MSL, когда теория регуляризуется высшими производными, а константы перенормировки содержат только степени $\ln \Lambda/\mu$. Все эти утверждения проверяются сравнением определенных слагаемых в трехпетлевой β-функции с соответствующими вкладами в аномальные размерности квантовых суперполей.

We briefly describe the perturbative derivation of the exact NSVZ β-function for $\mathcal{N}=1$ supersymmetric non-Abelian gauge theories in the case of using the higher covariant derivative regularization. It is demonstrated that with this regularization the NSVZ equation written in the form of a relation between the β-function and the anomalous dimensions of the quantum superfields is satisfied by the renormalization group functions defined in terms of the bare couplings independently of a renormalization prescription. For the renormalization group functions defined in terms of the renormalized couplings this implies that one of the NSVZ schemes in all loops is given by the HD + MSL prescription, when the theory is regularized by higher derivatives and the renormalization constants contain only powers of $\ln \Lambda/\mu$. All these statements are verified by comparing certain terms in the three-loop β-function with the corresponding contributions to anomalous dimensions of the quantum superfields.

PACS: 12.60.Jv

---

*E-mail: stepanyantz@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

В $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричных калибровочных теориях β-функция во всех петлях связана с аномальной размерностью суперполей материи точной β-функцией Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова (NSVZ) [1–4]:

$$\beta(\alpha, \lambda) = -\frac{\alpha^2\Big(3C_2 - T(R) + C(R)_i{}^j\gamma_j{}^i(\alpha, \lambda)/r\Big)}{2\pi(1 - C_2\alpha/2\pi)}. \tag{1}$$

Здесь α и λ — калибровочная и юкавская константы связи соответственно, $\operatorname{tr}(T^AT^B) \equiv T(R)\,\delta^{AB}$, $(T^A)_i{}^k(T^A)_k{}^j \equiv C(R)_i{}^j$, $C_2 = T(Adj)$, а r обозначает размерность простой калибровочной группы G. Это означает, что для $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричной теории Янга–Миллса (без суперполей материи) β-функция представляет собой геометрическую прогрессию.

Трех- и четырехпетлевые вычисления, сделанные для $\mathcal{N} = 1$ суперсимметричных теорий в $\overline{\text{DR}}$-схеме (т. е. с помощью размерной редукции, дополненной модифицированными минимальными вычитаниями), выявили [5–9], что NSVZ-соотношение справедливо только для одно- и двухпетлевой β-функции, где схемная зависимость несущественна. Однако надлежащей конечной перенормировкой калибровочной константы связи формула NSVZ также может быть восстановлена в трех- и четырехпетлевом приближениях. Это означает, что расхождение может быть объяснено схемной зависимостью NSVZ-соотношения, которое, следовательно, справедливо только в определенных (NSVZ) схемах вычитания, которые не включают $\overline{\text{DR}}$-схему.

Однако NSVZ-схема может быть естественным образом построена при использовании регуляризации высшими ковариантными производными [10, 11] в суперсимметричном варианте [12, 13]. Главное преимущество этой регуляризации заключается в том, что ренормгрупповые функции (РГФ), определенные в терминах голых констант связи, удовлетворяют формуле NSVZ во всех петлях независимо от перенормировочного предписания. (Заметим, что при использовании размерной редукции это не так [14].) Для абелева случая это было доказано в [15, 16], а обобщение на неабелевы теории будет обсуждаться в этой работе. Заметим, что РГФ, определенные в терминах голых констант связи,

$$\begin{gathered}\beta(\alpha_0, \lambda_0) \equiv \frac{d\alpha_0}{d\ln\Lambda}, \qquad (\gamma_\phi)_i{}^j(\alpha_0, \lambda_0) \equiv -\frac{d\ln(Z_\phi)_i{}^j}{d\ln\Lambda},\\ \gamma_V(\alpha_0, \lambda_0) \equiv -\frac{d\ln Z_V}{d\ln\Lambda}, \qquad \gamma_c(\alpha_0, \lambda_0) \equiv -\frac{d\ln Z_c}{d\ln\Lambda},\end{gathered} \tag{2}$$

необходимо отличать от РГФ, определенных в терминах перенормированных констант связи,

$$\widetilde{\beta}(\alpha,\lambda)\equiv\frac{d\alpha}{d\ln\mu},\qquad (\widetilde{\gamma}_\phi)_i{}^j(\alpha,\lambda)\equiv\frac{d\ln(Z_\phi)_i{}^j}{d\ln\mu},$$
$$\widetilde{\gamma}_V(\alpha,\lambda)\equiv\frac{d\ln Z_V}{d\ln\mu},\qquad \widetilde{\gamma}_c(\alpha,\lambda)\equiv\frac{d\ln Z_c}{d\ln\mu}. \tag{3}$$

Первые РГФ являются схемно независимыми при фиксированной регуляризации, а вторые зависят от схемы (и регуляризации) и удовлетворяют формуле NSVZ только в определенных схемах перенормировки. Даже в абелевом случае имеется бесконечный набор NSVZ-схем [17], который, в частности, включает схему HD + MSL [18] и схему перенормировки на массовой поверхности [19] и не включает схемы $\overline{\mathrm{DR}}$ и MOM [20, 21].

1. НЕПЕРЕНОРМИРОВКА ТРОЙНЫХ КАЛИБРОВОЧНО-ДУХОВЫХ ВЕРШИН И NSVZ-СООТНОШЕНИЕ

Для вывода формулы NSVZ во всех порядках теории возмущений (для РГФ, определенных в терминах голых констант связи, при использовании регуляризации высшими ковариантными производными) удобно переписать ее в другой (но эквивалентной) форме, используя всепетлевую конечность тройных калибровочно-духовых вершин [22]*. Имеются 4 такие вершины, соответствующие $\bar{c}Vc$, $\bar{c}^+Vc$, $\bar{c}Vc^+$ и $\bar{c}^+Vc^+$ внешним линиям, где V — квантовое калибровочное суперполе. Все эти вершины имеют одну и ту же константу перенормировки $Z_\alpha^{-1/2}Z_cZ_V$, где в наших обозначениях $Z_\alpha=\alpha/\alpha_0$, $V=Z_VZ_\alpha^{-1/2}V_R$, $\bar{c}c=Z_cZ_\alpha^{-1}\bar{c}_Rc_R$ и $\phi_i=\big(\sqrt{Z_\phi}\big)_i{}^j\big(\phi_R\big)_j$. Поэтому можно использовать перенормировочное предписание, для которого $Z_\alpha^{-1/2}Z_cZ_V=1$. Далее это будет всегда предполагаться. С использованием этого соотношения между константами перенормировки формула NSVZ (для РГФ, определенных в терминах голых констант связи) может быть записана в новой форме

$$\frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2}=-\frac{1}{2\pi}\Big(3C_2-T(R)-2C_2\gamma_c(\alpha_0,\lambda_0)-$$
$$-2C_2\gamma_V(\alpha_0,\lambda_0)+C(R)_i{}^j(\gamma_\phi)_j{}^i(\alpha_0,\lambda_0)/r\Big). \tag{4}$$

*Для некоторых теорий, сформулированных в терминах обычных полей, похожие утверждения были выведены ранее в калибровке Ландау [23, 24].

В отличие от исходного NSVZ-соотношения, эта формула связывает β-функцию в определенной петле с аномальными размерностями квантовых суперполей в только предыдущей петле и в правой части не содержит знаменатель, зависящий от константы связи.

Формула (4) может быть выведена во всех порядках в случае использования регуляризации высшими ковариантными производными с помощью обобщения метода, предложенного в [15, 16] для абелевого случая.

2. ВЫВОД ФОРМУЛЫ NSVZ

Кратко опишем основные шаги, необходимые для вывода формулы (4) во всех петлях.

Мы используем метод фонового поля в суперсимметричной формулировке и принимаем во внимание необходимость нелинейной перенормировки квантового калибровочного суперполя [25–27] (см. также [28–30]). Для этого мы производим замену $e^{2V} \to e^{2\mathcal{F}(V)}e^{2\mathbf{V}}$, где $\mathbf{V}$ — фоновое калибровочное суперполе, а $\mathcal{F}(V)$ — определенная нелинейная функция квантового калибровочного суперполя. Затем мы рассматриваем (поперечную) двухточечную функцию Грина фонового калибровочного суперполя $\mathbf{V}$

$$\Gamma^{(2)}_{\mathbf{V}} = -\frac{1}{8\pi}\mathrm{tr}\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4}\, d^4\theta\, \mathbf{V}(-p,\theta)\partial^2\Pi_{1/2}\mathbf{V}(p,\theta)\, d^{-1}(\alpha_0,\lambda_0,\Lambda/p) \qquad (5)$$

и делаем формальную замену $\mathbf{V}^A \to \theta^4 v^A$, где v^A — функция, медленно убывающая на масштабе $R \to \infty$. Эта процедура позволяет выделить β-функцию, определенную в терминах голых констант связи,

$$\frac{d\Delta\Gamma^{(2)}_{\mathbf{V}}}{d\ln\Lambda} = \frac{\mathcal{V}_4}{2\pi}\frac{d}{d\ln\Lambda}\left(d^{-1}(\alpha_0,\lambda_0,\Lambda/p) - \alpha_0^{-1}\right)\Big|_{\alpha,\lambda=\mathrm{const};\ p\to 0} = \\ = \frac{\mathcal{V}_4}{2\pi}\cdot\frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2}, \qquad (6)$$

где

$$\Delta\Gamma^{(2)}_{\mathbf{V}} \equiv \Gamma^{(2)}_{\mathbf{V}} - S^{(2)}_{\mathbf{V}} \quad \text{и} \quad \mathcal{V}_4 \equiv \int d^4x\,(v^A)^2. \qquad (7)$$

Затем с использованием правил для вычисления суперграфов, тождеств Славнова–Тейлора для фоновой калибровочной инвариантности и алгебраического тождества [16]

$$\theta^2 AB\theta^2 + 2(-1)^{P_A+P_B}\theta^a A\theta^2 B\theta_a - \theta^2 A\theta^2 B - A\theta^2 B\theta^2 = O(\theta), \qquad (8)$$

где $(-1)^{P_A}$ и $(-1)^{P_B}$ — грассмановы четности A и B (которые строятся из суперсимметричных и обычных производных и суперпространственных δ-функций), выражение для β-функции может быть сведено к интегралу от двойных полных производных. Детали этого вычисления могут быть найдены в [31]*. Этот интеграл аналогичен «игрушечному» интегралу

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\partial}{\partial q^\mu} \frac{\partial}{\partial q_\mu} \left(\frac{f(q^2)}{q^2} \right) = \frac{1}{8\pi^4} \int\limits_{S^3_\varepsilon} dS\, \frac{f(q^2)}{q^3} = \frac{1}{4\pi^2} f(0), \tag{9}$$

где $f(q^2)$ — несингулярная функция, быстро убывающая на бесконечности. Поэтому все вклады в β-функцию, определенную в терминах голых констант связи, начиная с двухпетлевого приближения, даются суммой сингулярных вкладов. Различные сингулярные вклады могут быть сопоставлены с различными слагаемыми в полном действии. Всепетлевая сумма сингулярностей, соответствующих суперполям материи и духов Фаддеева–Попова, была найдена в [34]. Она дает слагаемые в формуле (4), содержащие $(\gamma_\phi)_j{}^i$ и γ_c соответственно. Работа, посвященная суммированию сингулярностей, создаваемых квантовым калибровочным суперполем, в настоящее время находится в стадии подготовки. Результат для суммы всех сингулярностей может быть записан как

$$\begin{aligned} \frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2} - \frac{\beta_{\text{1-loop}}(\alpha_0)}{\alpha_0^2} = \frac{1}{\pi} C_2 \gamma_V(\alpha_0,\lambda_0) + \frac{1}{\pi} C_2 \gamma_c(\alpha_0,\lambda_0) - \\ - \frac{1}{2\pi r} C(R)_i{}^j (\gamma_\phi)_j{}^i(\alpha_0,\lambda_0). \end{aligned} \tag{10}$$

Однопетлевой вклад в β-функцию $\beta_{\text{1-loop}}(\alpha_0) = -\alpha_0^2\big(3C_2 - T(R)\big)/2\pi$ при использовании регуляризации высшими ковариантными производными был вычислен в [35]. Подставляя его в формулу (10), мы получаем NSVZ-соотношение в виде (4). Оно справедливо для РГФ, определенных в терминах голых констант связи, независимо от процедуры перенормировки, которая дополняет регуляризацию высшими ковариантными производными. В соответствии с [22] это означает, что одна из NSVZ-схем для РГФ, определенных в терминах перенормированных констант связи, дается предписанием HD + MSL, поскольку в этом случае оба определения РГФ дают одинаковый результат:

$$\begin{aligned} &\beta(\alpha_0 \to \alpha, \lambda_0 \to \lambda) = \widetilde{\beta}(\alpha,\lambda), \quad (\gamma_\phi)_i{}^j(\alpha_0 \to \alpha, \lambda_0 \to \lambda) = (\widetilde{\gamma}_\phi)_i{}^j(\alpha,\lambda), \\ &\gamma_V(\alpha_0 \to \alpha, \lambda_0 \to \lambda) = \widetilde{\gamma}_V(\alpha,\lambda), \qquad \gamma_c(\alpha_0 \to \alpha, \lambda_0 \to \lambda) = \widetilde{\gamma}_c(\alpha,\lambda). \end{aligned} \tag{11}$$

*Факторизация петлевых интегралов, задающих β-функцию, определенную в терминах голых констант связи, в интегралы от полных и двойных полных производных была впервые замечена при вычислениях низших квантовых поправок для $\mathcal{N}=1$ СКЭД в [32] и [33] соответственно.

3. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ МНОГОПЕТЛЕВЫХ ВКЛАДОВ В β-ФУНКЦИЮ

Важно заметить, что общее доказательство факторизации петлевых интегралов в интегралы от двойных полных производных, выполненное в [31], позволяет построить метод получения β-функции для теорий, регуляризованных высшими ковариантными производными, который существенно упрощает вычисления [31, 36]. Для вычисления части β-функции, определенной в терминах голых констант связи, получаемой прикреплением двух внешних $\mathbf{V}$-линий к определенному L-петлевому вакуумному суперграфу всеми возможными способами, необходимо:

1) формально построить выражение для рассматриваемого суперграфа и добавить $\theta^4(v^B)^2$ в его произвольную точку;

2) вычислить получившееся выражение с использованием D-алгебры;

3) отметить L пропагаторов с независимыми (евклидовыми) импульсами Q_i;

4) для отмеченных пропагаторов сделать формальную замену

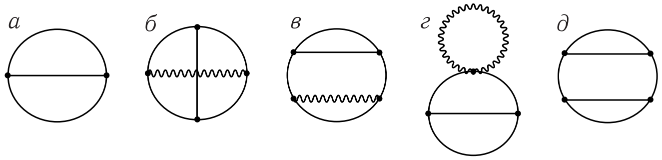
$$\prod_{i=1}^{L}\delta_{a_i}^{b_i} \to \sum_{k,l=1}^{L}\prod_{i\neq k,l}\delta_{a_i}^{b_i}\,(T^A)_{a_k}{}^{b_k}(T^A)_{a_l}{}^{b_l}\,\frac{\partial^2}{\partial Q_k^\mu \partial Q_l^\mu}$$

в подынтегральном выражении;

5) умножить результат на $-2\pi/(r\mathcal{V}_4)\cdot d/d\ln\Lambda$.

4. ЯВНЫЕ МНОГОПЕТЛЕВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ С РЕГУЛЯРИЗАЦИЕЙ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ

Общие результаты, описанные выше, были проверены некоторыми явными вычислениями, сделанными с помощью регуляризации высшими ковариантными производными. В [37, 38] двухпетлевая β-функция общей $\mathcal{N}=1$ суперсимметричной калибровочной теории была сравнена с однопетлевыми аномальными размерностями квантовых суперполей. Это вычисление в точности подтвердило формулу (4). Кроме того, вычисление, сделанное в [38] в общей ξ-калибровке методом, описанным в разд. 3, продемонстрировало, что обе части формулы (4) являются калибровочно-независимыми в рассматриваемом приближении. Однако β-функция в двухпетлевом приближении и аномальные размерности в однопетлевом приближении являются независимыми от регуляризации и перенормировочного предписания. Поэтому более интересно рассмотреть следующий порядок теории возмущений, т. е. сравнить трехпетлевую β-функцию с двухпетлевыми аномальными размерностями. При использовании регуляризации высшими ковариантными производными трехпетлевая β-функция пока еще не была полностью вычислена. Однако некоторые ее части были найдены. Например, все супердиаграммы, содержащие



Суперграфы, дающие трехпетлевые вклады в β-функцию, содержащие юкавские константы

петли духов Фаддеева–Попова, были просуммированы в [36] с использованием метода разд. 3. Результат был сравнен с двухпетлевой аномальной размерностью духов Фаддеева–Попова, вычисленной в [30]. Это сравнение подтвердило справедливость формулы (4) в описываемом приближении для рассматриваемой группы диаграмм. Похожее вычисление было выполнено в [39, 40] для слагаемых, содержащих юкавские константы. Здесь мы кратко опишем его результаты.

Слагаемые, содержащие юкавские константы, генерируются суперграфами, показанными на рисунке. Соответствующие вклады в β-функцию получаются прикреплением двух внешних линий фонового калибровочного суперполя всеми возможными способами, тогда как различные разрезы внутренних линий дают двухпетлевые вклады в аномальные размерности квантового калибровочного суперполя и суперполей материи. (Для рассматриваемых суперграфов вклады в аномальную размерность духов Фаддеева–Попова не возникают.)

Выражения для соответствующих частей β-функции, генерируемые всеми этими суперграфами, были найдены в виде интегралов от двойных полных производных в [39, 40] и впоследствии проверены методом, описанным в разд. 3, в [31]. При вычислении интегралов от двойных полных производных для всех рассматриваемых графов получаются соотношения

$$\Delta_A\left(\frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2}\right)=\frac{1}{\pi}C_2\Delta_A\gamma_V(\alpha_0,\lambda_0)-\frac{1}{2\pi r}C(R)_i{}^j(\Delta_A\gamma_\phi)_j{}^i(\alpha_0,\lambda_0). \quad (12)$$

Для регуляторов с высшими производными $F(x)=1+x^n$; $R(x)=1+x^m$ РГФ, определенные в терминах голых констант связи, записываются как

$$\begin{aligned}\frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2}=&-\frac{1}{2\pi}(3C_2-T(R))-\frac{1}{2\pi r}C(R)_j{}^i\left(\frac{1}{4\pi^2}\lambda^*_{0imn}\lambda_0^{jmn}+\right.\\&+\frac{\alpha_0}{8\pi^3}\lambda^*_{0imn}\lambda_0^{jmn}C_2-\frac{\alpha_0}{8\pi^3}\lambda^*_{0lmn}\lambda_0^{jmn}C(R)_i{}^l\Big(1-\frac{1}{n}\Big)+\\&\left.+\frac{\alpha_0}{4\pi^3}\lambda^*_{0imn}\lambda_0^{jml}C(R)_l{}^n\Big(1+\frac{1}{n}\Big)-\frac{1}{16\pi^4}\lambda^*_{0iac}\lambda_0^{jab}\lambda^*_{0bde}\lambda_0^{cde}\right)+\\&+O(\alpha_0^2\lambda_0^2,\alpha_0\lambda_0^4,\lambda_0^6)+\text{слагаемые без юкавских констант}, \quad (13)\end{aligned}$$

$$(\gamma_\phi)_i{}^j(\alpha_0,\lambda_0) = -\frac{\alpha_0}{\pi}C(R)_i{}^j + \frac{1}{4\pi^2}\lambda^*_{0imn}\lambda_0^{jmn} -$$

$$- \frac{\alpha_0}{8\pi^3}\lambda^*_{0lmn}\lambda_0^{jmn}C(R)_i{}^l\Big(1-\frac{1}{n}\Big) + \frac{\alpha_0}{4\pi^3}\lambda^*_{0imn}\lambda_0^{jml}C(R)_l{}^n\Big(1+\frac{1}{n}\Big) -$$

$$- \frac{1}{16\pi^4}\lambda^*_{0iac}\lambda_0^{jab}\lambda^*_{0bde}\lambda_0^{cde} + O(\alpha_0^2,\alpha_0\lambda_0^4,\lambda_0^6), \quad (14)$$

$$\gamma_V(\alpha_0,\lambda_0) = -\frac{\alpha_0}{4\pi}(3C_2 - T(R)) -$$

$$- \frac{\alpha_0}{16\pi^3 r}\lambda^*_{0jmn}\lambda_0^{imn}C(R)_i{}^j + O(\alpha_0^2,\alpha_0\lambda_0^4) \quad (15)$$

и удовлетворяют формуле NSVZ (4) при произвольном перенормировочном предписании. Выражения для РГФ, определенных в терминах перенормированных констант связи, были выписаны в [40]. Они содержат некоторые конечные константы, необходимые для фиксации схемы вычитаний. Эти РГФ в общем случае не удовлетворяют NSVZ-соотношению, но для схемы HD + MSL это соотношение оказывается справедливым по крайней мере в рассматриваемом приближении,

$$\frac{\widetilde\beta(\alpha,\lambda)}{\alpha^2} = -\frac{1}{2\pi}(3C_2 - T(R) - 2C_2\widetilde\gamma_c(\alpha,\lambda) -$$

$$- 2C_2\widetilde\gamma_V(\alpha,\lambda) + C(R)_i{}^j(\widetilde\gamma_\phi)_j{}^i(\alpha,\lambda)/r). \quad (16)$$

Это означает, что для рассматриваемого класса супердиаграмм HD + MSL = NSVZ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием регуляризации высшими ковариантными производными точная NSVZ β-функция может быть получена методами теории возмущений как соотношение (4) между β-функцией и аномальными размерностями квантовых суперполей. При использовании этой регуляризации формула NSVZ справедлива для РГФ, определенных в терминах голых констант связи, независимо от перенормировочного предписания. Это происходит, поскольку β-функция, как оказывается, задается интегралами от двойных полных производных по петлевым импульсам. Как следствие, для РГФ, определенных стандартным образом в терминах перенормированных констант связи, одна из NSVZ-схем дается предписанием HD + MSL, когда теория регуляризуется высшими ковариантными производными, дополненными минимальными вычитаниями логарифмов. Явные многопетлевые вычисления подтверждают все эти факты даже в приближении, когда проявляется схемная зависимость.

Благодарности. Эта работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС», грант № 19-1-1-45-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Novikov V. A., Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 229. P. 381.
2. *Jones D. R. T.* // Phys. Lett. B. 1983. V. 123. P. 45.
3. *Novikov V. A., Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 166. P. 329.
4. *Shifman M. A., Vainshtein A. I.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 277. P. 456.
5. *Avdeev L. V., Tarasov O. V.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 112. P. 356.
6. *Jack I., Jones D. R. T., North C. G.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 386. P. 138.
7. *Jack I., Jones D. R. T., North C. G.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 486. P. 479.
8. *Jack I., Jones D. R. T., Pickering A.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 435. P. 61.
9. *Harlander R. V., Jones D. R. T., Kant P., Mihaila L., Steinhauser M.* // JHEP. 2006. V. 0612. P. 024.
10. *Slavnov A. A.* // Nucl. Phys. B. 1971. V. 31. P. 301.
11. *Славнов А. А.* // ТМФ. 1972. Т. 13. С. 174.
12. *Кривощеков В. К.* // ТМФ. 1978. Т. 36. С. 291.
13. *West P. C.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 113.
14. *Aleshin S. S., Goriachuk I. O., Kataev A. L., Stepanyantz K. V.* // Phys. Lett. B. 2017. V. 764. P. 222.
15. *Stepanyantz K. V.* // Nucl. Phys. B. 2011. V. 852. P. 71.
16. *Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2014. V. 1408. P. 096.
17. *Goriachuk I. O., Kataev A. L., Stepanyantz K. V.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 785. P. 561.
18. *Kataev A. L., Stepanyantz K. V.* // Nucl. Phys. B. 2013. V. 875. P. 459.
19. *Kataev A. L., Kazantsev A. E., Stepanyantz K. V.* // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 477.
20. *Kataev A. L., Stepanyantz K. V.* // Phys. Lett. B. 2014. V. 730. P. 184.
21. *Катаев А. Л., Степаньянц К. В.* // ТМФ. 2014. Т. 181. С. 475.
22. *Stepanyantz K. V.* // Nucl. Phys. B. 2016. V. 909. P. 316.
23. *Dudal D., Verschelde H., Sorella S. P.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 555. P. 126.
24. *Capri M. A. L., Granado D. R., Guimaraes M. S., Justo I. F., Mihaila L., Sorella S. P., Vercauteren D.* // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2844.
25. *Piguet O., Sibold K.* // Nucl. Phys. B. 1982. V. 197. P. 257.
26. *Piguet O., Sibold K.* // Ibid. P. 272.
27. *Тютин И. В.* // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 761.
28. *Juer J. W., Storey D.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 119. P. 125.
29. *Juer J. W., Storey D.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 216. P. 185.
30. *Kazantsev A. E., Kuzmichev M. D., Meshcheriakov N. P., Novgorodtsev S. V., Shirokov I. E., Skoptsov M. B., Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2018. V. 1806. P. 020.
31. *Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2019. V. 1910. P. 011.
32. *Солошенко А. А., Степаньянц К. В.* // ТМФ. 2004. Т. 140. С. 437.
33. *Smilga A. V., Vainshtein A.* // Nucl. Phys. B. 2005. V. 704. P. 445.

34. *Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2020. V. 2001. P. 192.
35. *Aleshin S. S., Kazantsev A. E., Skoptsov M. B., Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2016. V. 1605. P. 014.
36. *Kuzmichev M. D., Meshcheriakov N. P., Novgorodtsev S. V., Shirokov I. E., Stepanyantz K. V.* // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 809.
37. *Shakhmanov V. Y., Stepanyantz K. V.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 776. P. 417.
38. *Stepanyantz K.* arXiv:1910.03242 [hep-th].
39. *Shakhmanov V. Y., Stepanyantz K. V.* // Nucl. Phys. B. 2017. V. 920. P. 345.
40. *Kazantsev A. E., Shakhmanov V. Y., Stepanyantz K. V.* // JHEP. 2018. V. 1804. P. 130.