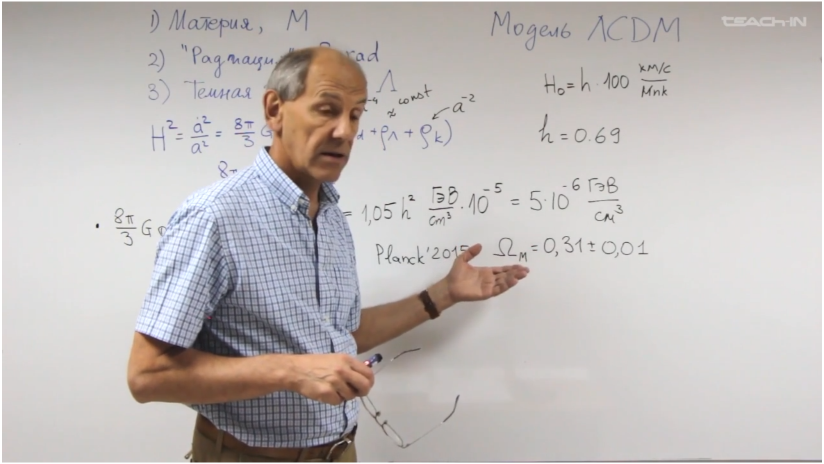
Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, посвященная 70-летию В.А. Рубакова

17–21 февраля 2025 года



Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, посвященная 70-летию В.А. Рубакова

17–21 февраля 2025 года

К.В.Степаньянц

Московский Государственный Университет
им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра теоретической физики

Quantum properties of supersymmetric theories regularized by higher derivatives

Квантовые свойства суперсимметричных теорий, регуляризованных высшими ковариантными производными

Суперсимметрия и физика высоких энергий

Несмотря на то, что в настоящее время суперсимметрия еще не обнаружена экспериментально, уже имеется целый ряд косвенных свидетельств, что она реализуется в физике высоких энергий, например, объединение бегущих констант связи, согласующееся с предсказаниями теорий Великого объединения.

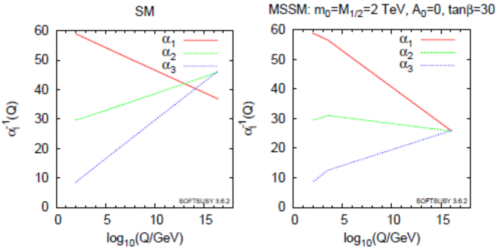


Figure 94.1: Running couplings in SM and MSSM using two-loop RG evolution. The SUSY threshold at 2 TeV is clearly visible on the MSSM side. (We thank Ben Allanach for providing the plots created using SOFTSUSY [61].)

Поэтому исследование квантовых поправок в суперсимметричных теориях играет важнейшую роль, как с точки зрения теории, так и с точки зрения феноменологии.

В суперсимметричных теориях имеется ряд теорем о неперенормировке, к которым можно отнести, например, точную β-функцию Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова (NSVZ)

V.Novikov, M.A.Shifman, A.Vainshtein, V.I.Zakharov, Nucl.Phys. **B 229** (1983) 381; Phys.Lett. **B 166** (1985) 329; M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, Nucl.Phys. **B 277** (1986) 456; D.R.T.Jones, Phys.Lett. **B 123** (1983) 45.

которая представляет собой соотношение между β-функцией и аномальной размерностью суперполей материи в $\mathcal{N}=1$ суперсимметричных калибровочных теориях,

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

Здесь α и λ — калибровочная и юкавские константы связи соответственно, и мы используем обозначения

$$\mbox{tr}\,(T^A T^B) \equiv T(R)\,\delta^{AB};\qquad (T^A)_i{}^k (T^A)_k{}^j \equiv C(R)_i{}^j;$$
$$f^{ACD} f^{BCD} \equiv C_2\delta^{AB};\qquad r\equiv \delta_{AA} = \mbox{dim}\, G.$$

Схемная зависимость формулы NSVZ

Трех- и четырехпетлевые вычисления в $\mathcal{N}=1$ суперсимметричных теориях, сделанные с использованием размерной редукции, дополненной схемой минимальных вычитаний, (т.е. в т.н. $\overline{\mbox{DR}}$-схеме)

L.V.Avdeev, O.V.Tarasov, Phys.Lett. **112 B** (1982) 356; I.Jack, D.R.T.Jones, C.G.North, Phys.Lett **B386** (1996) 138; Nucl.Phys. **B 486** (1997) 479; R.V.Harlander, D.R.T.Jones, P.Kant, L.Mihaila, M.Steinhauser, JHEP **0612** (2006) 024.

показали, что NSVZ соотношение в $\overline{\mbox{DR}}$-схеме верно только в одно- и двухпетлевом приближениях, где β-функция схемно независима. (NSVZ соотношение связывает двухпетлевую β-функцию с однопетлевой аномальной размерностью, которая также схемно-назависима.)

Однако в трех- и четырехпетлевом приближениях можно восстановить NSVZ соотношение с помощью специально подобранной конечной перенормировки константы связи. При этом возможность такой конечной перенормировки крайне нетривиальна.

Это означает, что NSVZ соотношение справедливо только в некоторых специальных схемах перенормировки, которые обычно называются “NSVZ схемами”, причем $\overline{\mbox{DR}}$-схема в их число не входит.

До недавнего времени вопрос о построении всепетлевого предписания, дающего хотя бы одну NSVZ схему, был открыт.

Однако всепетлевой вывод точной NSVZ β-функции прямым суммированием ряда теории возмущений и формулировка всепетлевого предписания, определяющего NSVZ схему, могут быть получены с помощью регуляризации высшими ковариантными производными

A.A.Slavnov, Nucl.Phys. **B31**, (1971), 301;
А.А.Славнов, ТМФ **13** (1972) 174; **33** (1977), 210.

Она может быть сформулирована явно суперсимметричным образом в терминах $\mathcal{N}=1$ суперполей

В.К.Кривощеков, ТМФ **36** (1978) 291; P.West, Nucl.Phys. B268, (1986), 113.

В качестве простейшего примера рассмотрим (безмассовую) $\mathcal{N}=1$ суперсимметричную электродинамику (СКЭД), которая описывается действием

$$S=\frac{1}{4e_0^2}\mbox{Re}\int d^4x\,d^2\theta\,W^aW_a+\sum_{\alpha=1}^{N_f}\frac{1}{4}\int d^4x\,d^4\theta\,\Big(\phi_\alpha^*e^{2V}\phi_\alpha+\widetilde\phi_\alpha^*e^{-2V}\widetilde\phi_\alpha\Big),$$

где V — вещественное калибровочное суперполе, ϕ_α и $\widetilde\phi_\alpha$ с $\alpha=1,\ldots,N_f$ — киральные суперполя материи, а $W_a=\bar D^2D_aV/4$.

Для того, чтобы регуляризовать $\mathcal{N}=1$ СКЭД, мы добавляем к ее действию слагаемое с высшими производными, после чего

$$S_{\text{reg}} = \frac{1}{4e_0^2}\text{Re}\int d^4x\, d^2\theta\, W^a R(\partial^2/\Lambda^2) W_a + \sum_{\alpha=1}^{N_f}\frac{1}{4}\int d^4x\, d^4\theta\,\Big(\phi_\alpha^* e^{2V}\phi_\alpha + \widetilde{\phi}_\alpha^* e^{-2V}\widetilde{\phi}_\alpha\Big),$$

где $R(\partial^2/\Lambda^2)$ — функция-регулятор, например, $R = 1+\partial^{2n}/\Lambda^{2n}$.
Добавление слагаемого с высшими производными устраняет все расходимости кроме однопетлевых. Для регуляризации остаточных однопетлевых расходимостей в производящий функционал добавляются детерминанты Паули–Вилларса,

$$Z[J,j,\widetilde{j}] = \int D\mu\,\Big(\det PV(V,M)\Big)^{N_f}\exp\Big\{iS_{\text{reg}} + iS_{\text{gf}} + S_{\text{sources}}\Big\}.$$

При этом накладываются очень важные условия $M = a\Lambda$ и $a \neq a(e_0)$.

Важно различать ренормгрупповые функции (РГФ), определенные в терминах голой константы связи α_0,

$$\beta(\alpha_0) \equiv \frac{d\alpha_0(\alpha,\Lambda/\mu)}{d\ln\Lambda}\Big|_{\alpha=\text{const}}; \qquad \gamma(\alpha_0) \equiv -\frac{d\ln Z(\alpha,\Lambda/\mu)}{d\ln\Lambda}\Big|_{\alpha=\text{const}},$$

(не зависят от схемы перенормировки при фиксированной регуляризации, но зависят от регуляризации) и РГФ, стандартно определенные в терминах перенормированной константы связи α,

$$\widetilde{\beta}(\alpha) \equiv \frac{d\alpha(\alpha_0,\Lambda/\mu)}{d\ln\mu}\Big|_{\alpha_0=\text{const}}; \qquad \widetilde{\gamma}(\alpha) \equiv \frac{d\ln Z(\alpha_0,\Lambda/\mu)}{d\ln\mu}\Big|_{\alpha_0=\text{const}}$$

(зависят как от регуляризации, так и от перенормировочного предписания). Оба определения РГФ дают одни и те же функции в схеме HD+MSL, когда теория регуляризуется высшими производными (Higher Derivatives), а расходимости устраняются с помощью минимальных вычитаний логарифмов (Minimal Subtractions of Logarithms). Последнее означает, что в константы перенормировки включаются только степени $\ln\Lambda/\mu$, где μ — точка перенормировки.

$$\widetilde{\beta}(\alpha)\Big|_{\text{HD+MSL}} = \beta(\alpha_0\to\alpha); \qquad \widetilde{\gamma}(\alpha)\Big|_{\text{HD+MSL}} = \gamma(\alpha_0\to\alpha).$$

NSVZ соотношения для $\mathcal{N}=1$ СКЭД

Для $\mathcal{N}=1$ СКЭД формула NSVZ принимает вид

$$\beta(\alpha)=\frac{\alpha^2 N_f}{\pi}\Big(1-\gamma(\alpha)\Big).$$

M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov, JETP Lett. **42** (1985) 224; Phys.Lett. **B 166** (1986) 334.

Это соотношение связывает L-петлевую β-функцию с $(L-1)$-петлевой аномальной размерностью.

Ключевым наблюдением, лежащим в основе его вывода

K.S., Nucl. Phys. B **852** (2011) 71.

является то, что при использовании регуляризации высшими ковариантными производными интегралы, задающие β-функцию, определенную в терминах голой константы связи, являются интегралами от двойных полных производных. Такие интегралы отличны от 0 из-за сингулярных вкладов,

$$\int \frac{d^4Q}{(2\pi)^4}\frac{\partial}{\partial Q^\mu}\frac{\partial}{\partial Q_\mu}\Big(\frac{f(Q^2)}{Q^2}\Big)=\int\limits_{S^3_\varepsilon}\frac{dS^\mu}{(2\pi)^4}\Big(-\frac{2Q_\mu}{Q^4}f(Q^2)+\frac{2Q_\mu}{Q^2}f'(Q^2)\Big)$$
$$=\frac{1}{4\pi^2}f(0)\neq 0.$$

Трехпетлевая β-функция для $\mathcal{N}=1$ суперсимметричной электродинамики

$$\frac{\beta(\alpha_0)}{\alpha_0^2} = N_f \frac{d}{d\ln\Lambda}\Bigg\{2\pi\int\frac{d^4Q}{(2\pi)^4}\frac{\partial}{\partial Q^\mu}\frac{\partial}{\partial Q_\mu}\frac{\ln(Q^2+M^2)}{Q^2} + 4\pi\int\frac{d^4Q}{(2\pi)^4}\frac{d^4K}{(2\pi)^4}\frac{e^2}{K^2R_K^2}$$
$$\times\frac{\partial}{\partial Q^\mu}\frac{\partial}{\partial Q_\mu}\Bigg(\frac{1}{Q^2(K+Q)^2} - \frac{1}{(Q^2+M^2)((K+Q)^2+M^2)}\Bigg)\Bigg[R_K\Big(1+\frac{e^2N_f}{4\pi^2}\ln\frac{\Lambda}{\mu}\Big)$$
$$-2e^2N_f\Bigg(\int\frac{d^4L}{(2\pi)^4}\frac{1}{L^2(K+L)^2} - \int\frac{d^4L}{(2\pi)^4}\frac{1}{(L^2+M^2)((K+L)^2+M^2)}\Bigg)\Bigg]$$
$$+4\pi\int\frac{d^4Q}{(2\pi)^4}\frac{d^4K}{(2\pi)^4}\frac{d^4L}{(2\pi)^4}\frac{e^4}{K^2R_KL^2R_L}\frac{\partial}{\partial Q^\mu}\frac{\partial}{\partial Q_\mu}\Bigg\{\Bigg(-\frac{2K^2}{Q^2(Q+K)^2(Q+K+L)^2}$$
$$\times\frac{1}{(Q+L)^2} + \frac{2}{Q^2(Q+K)^2(Q+L)^2}\Bigg) - \Bigg(-\frac{2(K^2+M^2)}{((Q+K)^2+M^2)((Q+L)^2+M^2)}$$
$$\times\frac{1}{(Q^2+M^2)((Q+K+L)^2+M^2)} + \frac{2}{(Q^2+M^2)((Q+K)^2+M^2)((Q+L)^2+M^2)}$$
$$-\frac{4M^2}{(Q^2+M^2)^2((Q+K)^2+M^2)((Q+L)^2+M^2)}\Bigg) + O(e^6)\Bigg\}$$

РГФ $\mathcal{N}=1$ суперсимметричной электродинамики при различных перенормировочных предписаниях

HD+MSL-схема, $g_1 = g_2 = b_1 = b_2 = 0$, (NSVZ соотношение справедливо)

$$\widetilde{\gamma}_{\text{HD+MSL}}(\alpha) = -\frac{\alpha}{\pi} + \frac{\alpha^2}{\pi^2}\left(\frac{1}{2} + N_f \ln a + N_f\right) + O(\alpha^3) = \gamma(\alpha);$$

$$\widetilde{\beta}_{\text{HD+MSL}}(\alpha) = \frac{\alpha^2 N_f}{\pi}\left(1 + \frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2}{\pi^2}\left(\frac{1}{2} + N_f \ln a + N_f\right) + O(\alpha^3)\right) = \beta(\alpha).$$

MOM-схема, (NSVZ соотношение не выполняется)

$$\widetilde{\gamma}_{\text{MOM}}(\alpha) = -\frac{\alpha}{\pi} + \frac{\alpha^2(1+N_f)}{2\pi^2} + O(\alpha^3);$$

$$\widetilde{\beta}_{\text{MOM}}(\alpha) = \frac{\alpha^2 N_f}{\pi}\left(1 + \frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2}{2\pi^2}\left(1 + 3N_f\,(1-\zeta(3))\right) + O(\alpha^3)\right).$$

$\overline{\text{DR}}$-схема, (NSVZ соотношение не выполняется)

$$\widetilde{\gamma}_{\overline{\text{DR}}}(\alpha) = -\frac{\alpha}{\pi} + \frac{\alpha^2(2+2N_f)}{4\pi^2} + O(\alpha^3);$$

$$\widetilde{\beta}_{\overline{\text{DR}}}(\alpha) = \frac{\alpha^2 N_f}{\pi}\left(1 + \frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2(2+3N_f)}{4\pi^2} + O(\alpha^3)\right).$$

Перенормируемые неабелевы $\mathcal{N}=1$ суперсимметричные калибровочные теории на классическом уровне описываются действием

$$S=\frac{1}{2e_0^2}\,\mathrm{Re}\,\mathrm{tr}\int d^4x\,d^2\theta\,W^a W_a+\frac{1}{4}\int d^4x\,d^4\theta\,\phi^{*i}(e^{2V})_i{}^j\phi_j$$
$$+\Big\{\int d^4x\,d^2\theta\,\Big(\frac{1}{4}m_0^{ij}\phi_i\phi_j+\frac{1}{6}\lambda_0^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k\Big)+\text{к.с.}\Big\}.$$

При квантовании теории удобно использовать метод фонового поля

B.S.DeWitt, Conf. Proc. C **630701** (1964) 585;
И.Я.Арефьева, Л.Д.Фаддеев, А.А.Славнов, ТМФ **21** (1974), 311;
L.F.Abbott, Nucl. Phys. B **185** (1981), 189; Acta Phys. Polon. B **13** (1982), 33.

Кроме того, требуется учитывать необходимость нелинейной перенормировки квантового калибровочного поля

O. Piguet and K. Sibold, Nucl.Phys. **B197** (1982) 257; 272;
И.В.Тютин, Ядерная Физика **37** (1983) 761.

Регуляризация высшими ковариантными производными вводится аналогично абелевому случаю, но соответствующее построение является более сложным и имеет ряд особенностей.

1. Вначале необходимо доказать ультрафиолетовую конечность тройных вершин с двумя внешними линиями духов Фаддеева–Попова и одной внешней линией квантового калибровочного суперполя.
2. После этого формула NSVZ переписывается в эквивалентной форме

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

K.S., Nucl.Phys. **B909** (2016) 316.

3. Следующим шагом доказывается, что β-функция $\beta(\alpha_0,\lambda_0)$ определяется интегралами от двойных полных производных по петлевым импульсам и строится метод для получения этих интегралов.

K.S., JHEP **10** (2019) 011.

4. Затем формула NSVZ для РГФ, определенных в терминах голых констант связи, получается с помощью суммирования сингулярных вкладов.
5. Наконец, строится NSVZ схема для функции $\widetilde{\beta}(\alpha,\lambda)$.

K.S., Eur.Phys.J. **C80** (2020) 10, 911.

Общие утверждения о справедливости NSVZ β-функции

Подставляя однопетлевое выражение для β-функции, мы получаем, что NSVZ соотношение

$$\frac{\beta(\alpha_0,\lambda_0)}{\alpha_0^2} = -\frac{1}{2\pi}\Big(3C_2 - T(R) - 2C_2\gamma_c(\alpha_0,\lambda_0)$$

$$-2C_2\gamma_V(\alpha_0,\lambda_0) + C(R)_i{}^j(\gamma_\phi)_j{}^i(\alpha_0,\lambda_0)/r\Big),$$

а, следовательно, и NSVZ соотношение

$$\beta(\alpha_0,\lambda_0) = -\frac{\alpha_0^2\Big(3C_2 - T(R) + C(R)_i{}^j\gamma_j{}^i(\alpha_0,\lambda_0)/r\Big)}{2\pi(1 - C_2\alpha_0/2\pi)}.$$

справедливы во всех порядках теории возмущений для РГФ, определенных в терминах голых констант связи, в случае, если теория регуляризована высшими ковариантными производными.

Как следствие, для РГФ, определенных в терминах перенормированных констант связи, аналогичные соотношения верны в HD+MSL схеме также во всех порядках теории возмущений.

Иногда формулы NSVZ для теорий с несколькими калибровочными константами связи позволяют связать ренормгрупповое поведение этих констант связи во всех порядках теории возмущений. Рассмотрим, например, $\mathcal{N}=1$ СКХД+СКЭД, которая описывается суперполевым действием

$$S = \frac{1}{2g^2}\,\mathrm{Re}\,\mathrm{tr}\int d^4x\,d^2\theta\,W^a W_a + \frac{1}{4e^2}\,\mathrm{Re}\int d^4x\,d^2\theta\,\boldsymbol{W}^a \boldsymbol{W}_a$$
$$+\sum_{\mathsf{a}=1}^{N_f}\frac{1}{4}\int d^4x\,d^4\theta\,\Big(\phi_{\mathsf{a}}^+ e^{2V+2\boldsymbol{V}}\phi_{\mathsf{a}} + \widetilde{\phi}_{\mathsf{a}}^+ e^{-2V^T-2\boldsymbol{V}}\widetilde{\phi}_{\mathsf{a}}\Big)$$

Здесь V и $\boldsymbol{V}$ являются калибровочными суперполями, соответствующими подгруппам G и $U(1)$. Киральные суперполя материи ϕ_{a} и $\widetilde{\phi}_{\mathsf{a}}$ принадлежат неприводимым представлениям R и $\overline{R}$ соответственно.

Для этой теории формулы NSVZ имеют вид

D. Korneev, D. Plotnikov, K.S. and N. Tereshina, JHEP **10** (2021), 046

$$\frac{\beta_s(\alpha_s,\alpha)}{\alpha_s^2} = -\frac{1}{2\pi(1-C_2\alpha_s/2\pi)}\Big[3C_2 - 2T(R)N_f\Big(1-\gamma(\alpha_s,\alpha)\Big)\Big];$$
$$\frac{\beta(\alpha,\alpha_s)}{\alpha^2} = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{dim}\,R\,N_f\Big(1-\gamma(\alpha_s,\alpha)\Big).$$

Соотношение между ренормгрупповым поведением калибровочных констант связи

После исключения аномальной размерности суперполей материи мы получаем, что β-функции удовлетворяют всепетлевому точному соотношению

$$\Big(1-\frac{C_2\alpha_s}{2\pi}\Big)\frac{\beta_s(\alpha_s,\alpha)}{\alpha_s^2} = -\frac{3C_2}{2\pi} + \frac{T(R)}{\dim R}\cdot\frac{\beta(\alpha,\alpha_s)}{\alpha^2}.$$

Интегрируя данное равенство, получаем, что выражение

A.L.Kataev, K.S., arXiv:2410.12070 [hep-th], JETP Letters, принято к публикации.

$$\Big(\frac{\alpha_s}{\mu^3}\Big)^{C_2}\exp\Big(\frac{2\pi}{\alpha_s} - \frac{T(R)}{\dim R}\cdot\frac{2\pi}{\alpha}\Big) = \text{RGI},$$

является ренормгрупповым инвариантом, т.е. оказывается равным 0 после дифференцирования по $\ln\mu$. Справедливость этого утверждения в HD+MSL схеме проверена явным трехпетлевым вычислением в работе

O.V.Haneychuk, K.S., arXiv:2501.06500 [hep-th].

В схеме $\overline{\text{DR}}$ ренорминвариантность нарушается, начиная с трех петель, где становится существенной схемная зависимость.

МССМ является простейшим расширением Стандартной модели и представляет собой теорию с калибровочной группой $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ и мягко нарушенной $\mathcal{N}=1$ суперсимметрией. Ее суперпотенциал имеет вид

$$W=(Y_U)_{IJ}\left(\widetilde{U}\ \widetilde{D}\right)^a_I\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}H_{u1}\\ H_{u2}\end{pmatrix}U_{aJ}+(Y_D)_{IJ}\left(\widetilde{U}\ \widetilde{D}\right)^a_I\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}H_{d1}\\ H_{d2}\end{pmatrix}$$

$$\times D_{aJ}+(Y_E)_{IJ}\left(\widetilde{N}\ \widetilde{E}\right)_I\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}H_{d1}\\ H_{d2}\end{pmatrix}E_J+\boldsymbol{\mu}\left(H_{u1}\ H_{u2}\right)\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}H_{d1}\\ H_{d2}\end{pmatrix}.$$

Для нее также можно написать соотношения NSVZ и исключить из них аномальные размерности киральных суперполей материи.

D. Rystsov, K.S., Phys. Rev. D **111** (2025) no.1, 016012.

В результате можно получить два независимых ренормгрупповых инварианта, например,

$$\mathrm{RGI}_1=\frac{\boldsymbol{\mu}^{9/2}\,(\alpha_3)^3\,(\alpha_2)^{1/2}}{(\det Y_E)^{1/2}\,(\det Y_U)^{5/3}\,(\det Y_D)^{7/6}}\,\exp\left(\frac{2\pi}{\alpha_3}+\frac{\pi}{2\alpha_2}+\frac{5\pi}{6\alpha_1}\right);$$

$$\mathrm{RGI}_2=\frac{(\alpha_3)^3\det Y_E\,(\det Y_U)^{1/3}}{\mu^9\,\alpha_2\,(\det Y_D)^{2/3}}\,\exp\left(\frac{2\pi}{\alpha_3}-\frac{\pi}{\alpha_2}-\frac{5\pi}{3\alpha_1}\right).$$

Заключение

- С использованием регуляризации высшими ковариантными производными можно построить простые всепетлевые перенормировочные предписания, в которых справедлива формула NSVZ. В частности, одним из них является схема HD+MSL, когда теория регуляризуется высшими ковариантными производными, а расходимости устраняются с помощью минимальных вычитаний логарифмов.
- Для проведения доказательства потребовались некоторые новые утверждения, к которым относится, например, конечность тройных духово-калибровочных вершин. На основе доказательства можно построить метод вычисления β-функции в суперсимметричных теориях на основе вакуумных суперграфов.
- Большинство общих утверждений было проверено явными вычислениями в тех порядках теории возмущений, где становится существенной схемная зависимость.
- Особый интерес представляет применение полученных результатов для анализа квантовых поправок в суперсимметричных расширениях Стандартной модели, например, для МССМ или суперсимметричных теорий Великого объединения.

Благодарю за внимание!