

СРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ БОЗОНОВ ХИГГСА И АССОЦИАТИВНОГО РОЖДЕНИЯ РАДИОНА И БОЗОНА ХИГГСА

Э. Э. Боос, С. И. Кейзеров, Э. Р. Рахметов, К. С. Свирина*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Продемонстрировано сходство радиона и бозона Хиггса с точностью до замены масс и констант взаимодействия ($m_r \rightarrow m_h$) и ($\Lambda_r \rightarrow v_0$) для процессов их одиночного рождения и дополнительной перенормировки константы связи при кубичном самодействии бозона Хиггса $\left(1 \rightarrow 1 + \frac{m_r^2 - m_h^2}{3m_h^2}\right)$ для процессов их ассоциативного рождения.

The Higgs boson–radion similarity up to the replacement of masses and coupling constants ($m_r \rightarrow m_h$) and ($\Lambda_r \rightarrow v_0$) for the processes of the Higgs boson and the radion single production and to the additional rescaling of the triple Higgs coupling $\left(1 \rightarrow 1 + \frac{m_r^2 - m_h^2}{3m_h^2}\right)$ for the processes of their associated production is demonstrated.

PACS: 04.50.-h; 12.60.-i; 14.80.Bn

ВВЕДЕНИЕ

Радион — это скалярная массивная частица, которая предсказывается рядом моделей, в частности, моделями «мира на бране» [1, 2]. Масса радиона значительно меньше масс всех остальных калуцы-клейновских мод, что делает его потенциально наблюдаемым в современных экспериментах. Радион взаимодействует со следом тензора энергии-импульса Стандартной модели (СМ) [2]

$$L = -\frac{r(x)}{\Lambda_r} T_\mu^\mu, \quad (1)$$

где Λ_r — размерный масштабный параметр; $r(x)$ — поле радиона; T_μ^μ — след тензора энергии-импульса СМ, который в нашей работе рассмотрен с учетом

*E-mail: svirina@theory.sinp.msu.ru

слагаемых, возникающих в случае фермионов вне массовой поверхности, и имеет вид [3]

$$\begin{aligned}
T_\mu^\mu = & \frac{\beta(g_s)}{2g_s} G_{\rho\sigma}^{ab} G_{ab}^{\rho\sigma} + \frac{\beta(e)}{2e} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} + \\
& + \sum_f \left[\frac{3i}{2} ((D_\mu \bar{f}) \gamma^\mu f - \bar{f} \gamma^\mu (D_\mu f)) + 4m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{h}{v_0}\right) \right] - \\
& - (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + 2m_h^2 h^2 \left(1 + \frac{h}{2v_0}\right)^2 - \\
& - (2m_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + m_Z^2 Z_\mu Z^\mu) \left(1 + \frac{h}{v_0}\right)^2, \quad (2)
\end{aligned}$$

где $\beta(g_s)$, $\beta(e)$ — β -функции КХД и КЭД соответственно; h , W^\pm и Z — поля бозона Хигса СМ и W - и Z -бозонов; D_μ — ковариантная производная СМ, а суммирование производится по всем фермионам СМ.

В случае, когда фермионы лежат на массовой поверхности, фермионная часть лагранжиана (1) эффективно аналогична лагранжиану взаимодействия бозона Хигса с фермионами с точностью до замены $\Lambda_r \rightarrow v_0$, но в случае фермионов вне массовой поверхности выражение необходимо учитывать целиком. В последнем случае появляются соответствующие дополнительные вклады в амплитуды процессов с радионом, что, казалось бы, должно приводить к существенным различиям таких процессов с радионом и с бозоном Хигса. Однако было показано, что все такие вклады взаимно сокращаются на уровне амплитуд процессов, и имеет место сходство процессов рождения радиона и бозона Хигса (как одиночного, так и ассоциативного) с точностью до несложной перенормировки параметров [3, 4].

ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ РАДИОНА И БОЗОНА ХИГСА

Можно показать, что сокращение дополнительных по сравнению со случаем бозона Хигса вкладов в амплитуды следует из структуры фермионного тока (или петли) с испусканием радиона и произвольного количества N калибровочных бозонов (рис. 1) [3]. Ключевым моментом является возможность представления вершины взаимодействия радиона с фермионами (импульсы p_1 , p_2) в терминах обратных пропагаторов:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{(r)}(p_1, p_2) & \equiv \frac{i}{\Lambda_r} \left[\frac{3}{2} (\not{p}_2 + \not{p}_1) - 4m_f \right] = \\
& = \frac{i}{\Lambda_r} \left[\frac{3}{2} S^{-1}(p_1) + \frac{3}{2} S^{-1}(p_2) - m_f \right], \quad (3)
\end{aligned}$$

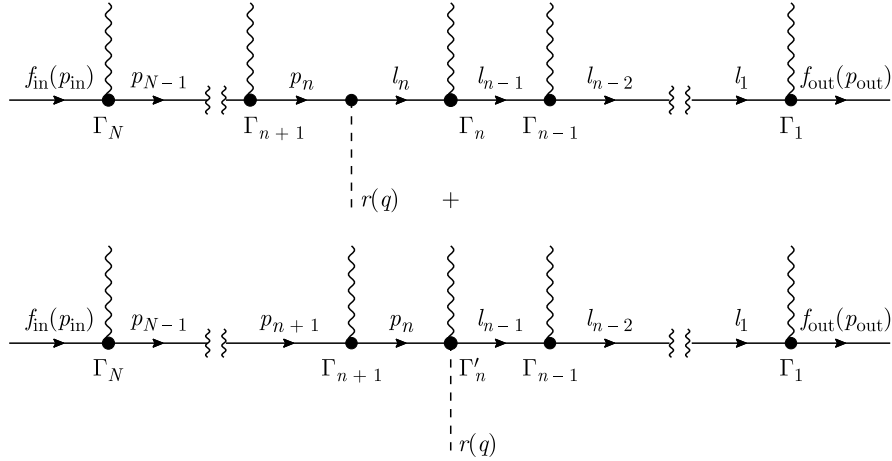


Рис. 1. Фермионный ток с испусканием радиона и N калибровочных бозонов, сумма вкладов M_n и M'_n , где n обозначает позицию радиона ($n = 0, \dots, N$); для $n = 0$ имеет место только верхняя диаграмма

где $S^{-1}(p)$ — обратный пропагатор $S(p) = \frac{\not{p} + m_f}{p^2 - m_f^2}$. Видно, что последний член ($\sim m_f$) в вершине (3) точно такой же, как в случае бозона Хиггса при замене $\Lambda_r \rightarrow v_0$.

Выписывая вклады в амплитуду от всех диаграмм M_n, M'_n , учитывая уравнение Дирака для состояний in и out и взаимное сокращение пропагаторов с обратными пропагаторами $S^{-1}(q_j) \times S(q_j) = 1$, а также выделяя слагаемые ($\sim m_f$), подобные вкладам от бозона Хиггса M_n^H , можно получить

$$\sum_{n=0}^N M_n + \sum_{n=1}^N M'_n = \sum_{n=0}^N M_n^H. \quad (4)$$

Таким образом, в процессах такого типа наблюдается сокращение всех дополнительных вкладов по сравнению со случаем бозона Хиггса. Различия таких процессов с радионem и бозонem Хиггса сводятся к простой замене констант $m_r \rightarrow m_h$ и $\Lambda_r \rightarrow v_0$.

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ РАДИОНА И БОЗОНА ХИГТСА

Придерживаясь той же логики, можно показать, что аналогичное свойство имеет место и в более общем случае, когда помимо радиона в конечном состоянии присутствуют и другие скаляры — бозоны Хиггса [4]. Рассмотрим фермионный ток (или петлю) с испусканием N бозонов (Хиггса h или

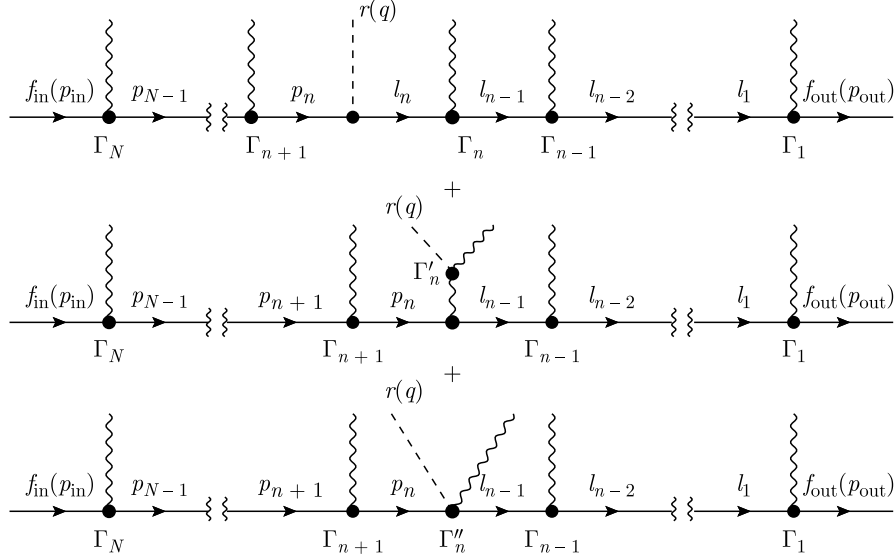


Рис. 2. Фермионный ток с испусканием радиона и N бозонов Хигса или калибровочных бозонов, сумма вкладов $M[r]_n$, $M'[r]_n$ и $M''[r]_n$ (аналогично рис. 1)

векторных калибровочных V) в произвольном порядке, $N_h + N_V = N$. Добавим теперь к нему всеми возможными способами один бозон Хигса (для процесса $f\bar{f} \rightarrow h_1, \dots, h_{N_h+1}, V_1, \dots, V_{N_V}$) или один радион (для процесса $f\bar{f} \rightarrow r, h_1, \dots, h_{N_h}, V_1, \dots, V_{N_V}$) (рис. 2).

Запишем суммы вкладов в амплитуды этих двух процессов и сравним выражения. Получим их совпадение с точностью до замены $\Lambda_r \rightarrow v_0$ и $\xi \rightarrow 1$:

$$M[r]_0 + \sum_{n=1}^N (M[r]_n + M'[r]_n + M''[r]_n) = \frac{v_0}{\Lambda_r} M[h]_0 + \frac{v_0}{\Lambda_r} \sum_{n=1}^N \left(M[h]_n + \left\{ \frac{1}{\xi} \right\} M'[h]_n \right), \quad (5)$$

где верхняя (нижняя) строка в фигурных скобках соответствует случаю испускания калибровочного бозона (бозона Хигса) из n -й вершины, $\xi \equiv 1 + \frac{m_r^2 - m_h^2}{3m_h^2}$.

Такой же результат мог бы следовать из модели без радиона, но с модифицированными параметрами бозона Хигса:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) - \frac{1}{2} m_r^2 h^2 - \frac{\xi m_r^2}{2 \Lambda_r} h^3 + \dots, \quad (6)$$

т. е. в процессах такого типа наличие радиона может имитировать отклонение константы связи при кубичном самодействии бозона Хиггса, что следует учитывать при изучении потенциала Хиггса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной короткой заметке приведены результаты сравнения процессов одиночного и ассоциативного рождения радиона и бозона Хиггса с участием фермионов вне массовой поверхности. Показано сходство таких процессов с точностью до замены масс и констант взаимодействия $m_r \rightarrow m_h$ и $\Lambda_r \rightarrow v_0$ и перенормировки константы связи при кубичном самодействии бозона Хиггса $\left(1 \rightarrow 1 + \frac{m_r^2 - m_h^2}{3m_h^2}\right)$. Такое свойство сильно упрощает расчет процессов с радионом, в частности петлевых (например, $gg \rightarrow rh$ [4]), позволяя сводить их к известным выражениям для бозона Хиггса на уровне амплитуд и уменьшая количество диаграмм. Также показана возможность имитации радионом отклонения константы связи при кубичном самодействии бозона Хиггса, что важно учитывать при изучении хиггсовского потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Randall L., Sundrum R.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3370.
2. *Goldberger W. D., Wise M. B.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 475. P. 275.
3. *Boos E. et al.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 095026.
4. *Boos E. et al.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 024047; arXiv: 1604.00998 [hep-ph].