

ПОПРАВКИ ПОРЯДКА $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ И $O(\bar{\alpha}^2)$ К ШИРИНЕ РАСПАДА НЕЙТРАЛЬНОГО БОЗОНА ХИГГСА В $\bar{b}b$ -ПАРУ

А.Л.Катаев

Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 1997 г.

Приведены аналитические выражения для вкладов порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ и $O(\bar{\alpha}^2)$ в ширину распада нейтрального бозона Хиггса стандартной модели электрослабых взаимодействий на $\bar{b}b$ пару. Численное значение смешанной поправки КЭД и КХД порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ сравнимо с другими вычисленными членами ряда теории возмущений.

PACS: 12.15.Lk

К числу важных задач современной физики высоких энергий относится изучение свойств все еще неуловимого бозона Хиггса стандартной модели электрослабых взаимодействий (см., например, обзоры [1]). В настоящее время на ускорителе LEP получено экспериментальное ограничение снизу на его массу $M_H > 65$ ГэВ. На ускорителях LEP2 и LHC планируются эксперименты по поиску H^0 -бозона, который может иметь массу в области $65 \text{ ГэВ} < M_H \leq \leq 2M_W \approx 160$ ГэВ. Основной модой распада такого скалярного бозона должен являться распад на $\bar{b}b$ -пару.

Благодаря значительным усилиям теоретиков были вычислены и проанализированы эффекты различных поправок КХД к $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$ (см. [2-11]). В работах [12] были также найдены ведущие вклады электрослабых взаимодействий в эту фундаментальную величину. Достигнутый в настоящее время уровень точности теоретических расчетов ставит на повестку дня рассмотрение ряда других вкладов, которые *a priori* могли бы сравниться по своему абсолютному значению с уже вычисленными членами ряда теории возмущений для $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$.

В настоящей заметке, следуя аналогичным вычислениям поправок КЭД и КХД к ширине адронного распада Z^0 -бозона [13], мы приводим аналитические результаты для коэффициента члена порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ в выражении для $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$ (найденного в процессе работы [4], но до сих пор неопубликованного) и для коррекции порядка $O(\bar{\alpha}^2)$ к этой же величине. Результаты будут относиться к схеме \overline{MS} .

В интересующем нас пределе $M_H \gg 2m_b$ (где m_b есть полюсная масса b -кварка) приближение теории возмущений для $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$ может быть представлено в следующем виде:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b) = \bar{\Gamma}_0^{(b)} \left[1 + \Delta\Gamma_1 \bar{\alpha}_s + \Delta\Gamma_2 \bar{\alpha}_s^2 + \Delta\Gamma_3 \bar{\alpha}_s^3 + \dots \right. \\ \left. \dots - 6 \frac{\bar{m}_b^2}{M_H^2} \left(1 + \Delta\Gamma_1^{(m)} \bar{\alpha}_s + \Delta\Gamma_2^{(m)} \bar{\alpha}_s^2 + \dots \right) + \Delta_t + \Delta^{QED} \right], \quad (1)$$

где $\bar{\Gamma}_0^{(b)} = (3\sqrt{2}/8\pi)G_F M_H \bar{m}_b^2$ и $\bar{m}_b = \bar{m}_b(M_H)$, $\bar{\alpha}_s = \bar{\alpha}_s(M_H)/\pi$ есть определенные в \overline{MS} -схеме бегущие параметры КХД, нормированные на полюсной массе

хиггсовского бозона. Коэффициенты $\Delta\Gamma_1$ и $\Delta\Gamma_2$ хорошо известны [2,3]:

$$\Delta\Gamma_1 = \frac{17}{4}C_F \approx 5.667,$$

$$\Delta\Gamma_2 = \left[\left(\frac{893}{4} - 62\zeta(3) \right) C_A - \left(65 - 16\zeta(3) \right) Tf + \left(\frac{691}{4} - 36\zeta(3) \right) C_F \right] \frac{C_F}{16} - \quad (2)$$

$$-\pi^2 \left(\frac{11C_A - 4Tf + 18C_F}{48} \right) C_F \approx 29.147$$

где $C_F = 4/3$, $C_A = 3$, $T = 1/2$, $f = 5$ и $\zeta(3) = 1.202\dots$. Значение коэффициента $\Delta\Gamma_1^{(m)}$ можно извлечь из результатов вычислений работы [14]:

$$\Delta\Gamma_1^{(m)} = 5C_F \approx 6.667. \quad (3)$$

Поправки $\Delta\Gamma_2^{(m)}$ и $\Delta\Gamma_3$ были вычислены в работах [6] и [9], соответственно. Мы приводим их в численном виде в случае числа активных ароматов кварков $f = 5$:

$$\Delta\Gamma_2^{(m)} \approx 14.621, \quad \Delta\Gamma_3 \approx 41.758. \quad (4)$$

Наиболее удобное для феноменологических приложений выражение для вклада виртуального t -кварка в $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$ было недавно приведено в работе [11]. Оно имеет достаточно непростой вид:

$$\Delta_t = \bar{\alpha}_s^2 \left(3.111 - 0.667L_t - \frac{\bar{m}_b^2}{M_H^2} (-10 + 4L_t + \frac{4}{3} \ln(\bar{m}_b^2/M_H^2)) \right) +$$

$$+\bar{\alpha}_s^3 \left(50.474 - 8.167L_t - 1.278L_t^2 \right) + \bar{\alpha}_s^2 \frac{M_H^2}{m_t^2} \left(0.241 - 0.070L_t \right) +$$

$$+X_t \left(1 - 4.913\bar{\alpha}_s + \bar{\alpha}_s^2 (-72.117 - 20.945L_t) \right) + \dots, \quad (5)$$

где $L_t = \ln(M_H^2/m_t^2)$, $X_t = G_F m_t^2 / 8\pi^2 \sqrt{2}$ и m_t есть полюсная масса t -кварка.

Перейдем к вычислению квантово-электродинамической части Δ^{QED} в (1), определенной как:

$$\Delta^{QED} = \left[\Delta\Gamma_{1,QED} - 6 \frac{\bar{m}_b^2}{M_H^2} \Delta\Gamma_{1,QED}^{(m)} \right] \frac{\bar{\alpha}}{\pi} + \Delta\Gamma_{2,QED} \left(\frac{\bar{\alpha}}{\pi} \right)^2 + \Delta\Gamma_{QED \times QCD} \frac{\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s}{\pi \pi}, \quad (6)$$

где $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(M_H)$ есть нормированная на массе бозона Хиггса бегущая константа связи КЭД в \overline{MS} -схеме. Коэффициенты $\Delta\Gamma_{1,QED}$, $\Delta\Gamma_{1,QED}^{(m)}$ и $\Delta\Gamma_{2,QED}$ могут быть найдены из аналитических формул (2), (3) после следующих подстановок: $C_A \rightarrow 0$, $C_F \rightarrow Q_b^2$ и $Tf \rightarrow (3 \sum_{j=u}^b Q_j^2 + N)$, где $N = 3$ есть число лептонов и Q_j есть заряды соответствующих кварков. В результате получаем:

$$\Delta\Gamma_{1,QED} = \frac{17}{4} Q_b^2 \approx 0.472, \quad \Delta\Gamma_{1,QED}^{(m)} = 5Q_b^2 \approx 0.556, \quad (7)$$

$$\Delta\Gamma_{2,QED} = \left(\frac{691}{64} - \frac{9}{4} \zeta(3) - \frac{3\pi^2}{8} \right) Q_b^4 - \left(\frac{65}{16} - \zeta(3) - \frac{\pi^2}{12} \right) Q_b^2 \left(3 \sum_{j=u}^b Q_j^2 + 3 \right) \approx -1.455.$$

Для вычисления значения коэффициента поправки порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ в (6) следует в аналитическом выражении (2) сделать следующие замены: $C_A \rightarrow 0$, $Tf \rightarrow 0$, $C_F^2 \rightarrow 2C_F Q_b^2$, где фактор 2 есть симметричный коэффициент и $C_F = 4/3$. После этих подстановок получаем искомый ответ:

$$\Delta \Gamma_{QED \times QCD} = \left(\frac{691}{24} - 6\zeta(3) - \pi^2 \right) Q_b^2 \approx 1.301. \quad (8)$$

Любопытным является вопрос о численной величине рассматриваемых нами вкладов в $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$. При его обсуждении мы ограничимся гипотетическим случаем, когда $M_H \sim M_Z \approx 91$ ГэВ, что позволит существенно упростить проводимые оценки. При этом численное значение параметра $\bar{\alpha}(M_H)$ практически не отличается от высокоэнергетического значения инвариантного заряда КЭД $\alpha_{inv}(M_Z) \approx 1/129$, найденного в целом ряде работ (см., например, [15]). Другие параметры теории будут фиксироваться следующим образом: $m_b \approx 4.62$ ГэВ, $m_t \approx 175$ ГэВ, $G_F \approx 1.166 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻², $X_t \approx 3.2 \cdot 10^{-3}$, $\bar{m}_b(M_Z) \approx 2.8$ ГэВ (что соответствует центральному значению результатов анализа данных коллаборации DELPHI на ускорителе LEP по рождению тяжелых кварков в трехструйных событиях [16]) и $\alpha_s(M_Z) \approx 0.117$ (что соответствует центральному значению для бегущей константы связи КХД, недавно полученному при обработке данных ускорителя Tevatron для структурной функции xF_3 глубоконеупругого νN рассеяния [17]).

Подставляя вышеперечисленные входные данные в формулу (6) и учитывая значения коэффициентов (7), (8) получаем следующие численные оценки для различных членов ряда теории возмущений для Δ^{QED} :

$$\Delta^{QED} = 1.16 \cdot 10^{-3} - 7.79 \cdot 10^{-6} - 8.86 \cdot 10^{-6} + 1.19 \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

Таким образом, поправка порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ оказывается на порядок величины меньше, чем вычисленная в работе [9] четырехпетлевая коррекция $\Delta \Gamma_3 \bar{\alpha}_s^3$, которая дает вклад в $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)/\bar{\Gamma}_0^{(b)}$ на уровне $+2.16 \cdot 10^{-3}$. Однако последовательный учет члена порядка $O(\bar{\alpha} \bar{\alpha}_s)$ в окончательном выражении для $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)$ представляется важным, так как его суммарный вклад в $\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)/\bar{\Gamma}_0^{(b)}$ по порядку величины сравним с ранее вычисленным вкладом порядка $O(\bar{\alpha}_s^2 \bar{m}_b^2/M_H^2)$ [6] и приведенными в работе [11] членами порядка $O(\bar{\alpha}_s^2 M_H^2/m_t^2)$, $O(X_t \bar{\alpha}_s)$ и $O(X_t \bar{\alpha}_s^2)$, которые в рассматриваемом случае численно равны $-1.15 \cdot 10^{-4}$ и $1.24 \cdot 10^{-4}$, $-5.85 \cdot 10^{-4}$, $-1.98 \cdot 10^{-4}$, соответственно. Надеемся учесть перечисленные выше поправки в компьютерной программе SEENIGGS, современные возможности которой наглядно продемонстрированы в заметке [18].

Благодарю В.Т.Кима за приятное сотрудничество, начавшееся в 1992 г. во время нашего совместного пребывания в CERN.

Данная работа выполнена в рамках научной программы проектов 96-01-01860; 96-02-18897, поддерживаемых Российским фондом фундаментальных исследований.

-
1. В.А.Книхл, Phys. Rep. **240**, 211 (1994); M.Spira, Preprint CERN-TH/97-68 (hep-ph/9705337).
 2. E.Braaten and J.P.Leville, Phys. Rev. **D22**, 715 (1980); N.Sakai, Phys. Rev. **D22**, 2220 (1980); T.Inami and T.Kubota, Nucl. Phys. **B179**, 171 (1981); С.Г.Горишний, А.Л.Катаев и С.А.Ларин, ЯФ **40**, 517 (1984).

3. S.G.Gorishny, A.L.Kataev, S.A.Larin, and L.R.Surguladze, *Mod. Phys. Lett. A* **5**, 2703 (1990); *Phys. Rev. D* **43**, 1633 (1991).
4. A.L.Kataev and V.T.Kim, Report ENSLAPP-A-407/92 (1992) (hep-ph/9304282).
5. A.L.Kataev and V.T.Kim, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 1309 (1994).
6. L.R. Surguladze, *Phys. Lett. B* **341**, 60 (1994).
7. K.G.Chetyrkin and A.Kwiatkowski, *Nucl. Phys. B* **461**, 3 (1996).
8. S.A.Larin, T. van Ritbergen and J.A.M.Vermaseren, *Phys. Lett. B* **362**, 134 (1995).
9. K.G.Chetyrkin, *Phys. Lett. B* **390**, 390 (1997).
10. K.G.Chetyrkin, B.A.Kniehl and M.Steinhauser, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 594 (1997).
11. K.G.Chetyrkin and M.Steinhauser, Preprint MPI/PhT/97-032 (hep-ph/9706462).
12. Д.Ю.Бардин, Б.М.Виленский и П.Х.Христов, *ЯФ* **53**, 240 (1991); B.A.Kniehl, *Nucl. Phys. B* **376**, 3 (1992); A.Dabelstein and W.Hollik, *Z. Phys. C* **53**, 507 (1992).
13. A.L.Kataev, *Phys. Lett. B* **287**, 209 (1992).
14. L.R.Surguladze and F.V.Tkachov, *Nucl. Phys. B* **331**, 35 (1990).
15. R.B.Nevzorov, A.V.Novikov, and M.I.Vysotskii, *Pis'ma ZhETF* **60**, 388 (1994); B.V.Geshkenbein and V.L.Morgunov, *Phys.Lett. B* **340**, 185 (1994); N.V.Krasnikov, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 2825 (1994).
16. G.Rodrigo, A.Santamaria and M.Bilenkii, *Phys.Rev.Lett.* **79**, 193 (1997).
17. A.L.Kataev, A.V.Kotikov, G.Parente, and A.V.Sidorov, Preprint INR-947/97; JINR E2-97-194; US-FT/20-97 (hep-ph/9706534).
18. A.L.Kataev and V.T.Kim, Preprint INR-918/96 (hep-ph/9603246); published in PNPI Research Report of 1994-1995; St. Petersburg, 1996.