

508406944

Препринт БФИ-909(60)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՆԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С.Г.ГРИГОРЯН, С.А.ЧАТРЧЯН

РОЖДЕНИЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА В

$pp$  И  $pp$  - СТОЛКНОВЕНИЯХ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986



Препринт ИФИ-909(60)-86

С.Г.ГРИГОРЯН, С.А.ЧАТРЧЯН

РОЖДЕНИЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА В  
 $P\bar{P}$  И  $PP$  - СТОЛКНОВЕНИЯХ

Изучен глюонный механизм рождения псевдоскалярного хиггсовского бозона. Показано, что сечение его рождения для тяжелых кварков ( $2m_q > m_p$ ) более чем в два раза превышает сечение рождения хиггсовского скалярного бозона.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

Preprint ERM-909(60)-86

S.A. GRIGORYAN, S.A. CHATRCHYAN

PRODUCTION OF PSEUDOSCALAR BOSON IN  $p\bar{p}$  AND  
 $pp$ -COLLISIONS

The gluonic mechanism of pseudoscalar Higgs boson production was studied. It was shown that its production cross section for heavy quarks ( $2m_q > m_p$ ) is twice as high as that for scalar Higgs production.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

Как известно, наиболее выгодным механизмом рождения хиггсовского скалярного бозона ( $H^0$  - бозона) является глюонный механизм рождения в  $p\bar{p}$  и  $pp$  - столкновениях [1]. Несмотря на то, что  $H^0$  - бозон не взаимодействует с глюонами непосредственно, такое взаимодействие возникает за счет кварковых петель (см. рисунок). В данной работе в этом механизме изучено рождение псевдоскалярного хиггсовского бозона ( $P^0$  - бозона). Как известно,  $P^0$  - бозон хиггсовского типа возникает в стандартной модели электрослабого взаимодействия, если в нее вместо одного ввести несколько дублетов скалярных частиц. Заметим, что существование такого бозона требуется также в суперсимметричных моделях и моделях техницвета. Поэтому представляется интересным изучение рождения  $P^0$  - бозона в глюонном механизме (см. рисунок) и сравнение полученных результатов с соответствующими результатами для  $H^0$  - бозона [1].

Амплитуды рождения  $H^0$  и  $P^0$  - бозонов, калибровочно-инвариантные и перенормированные, имеют вид:

$$M_H = A_H \epsilon_{1\mu}^a(\lambda_1) \epsilon_{2\nu}^b(\lambda_2) [K_2^M K_1^\nu - (K_1 K_2) g^{\mu\nu}], \quad (I)$$

$$M_P = A_P \varepsilon_{1\mu}^a(\lambda_1) \varepsilon_{2\nu}^b(\lambda_2) [K_1^\rho K_2^\sigma \varepsilon^{\rho\mu\sigma\nu}], \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{1\mu}(\lambda_1)$ ,  $\varepsilon_{2\nu}(\lambda_2)$  - четырех-векторы поляризации глюонов, а  $K_{1\mu}$  и  $K_{2\nu}$  их четырех-импульсы.

Здесь

$$A_{N(P)} = \left( \frac{\delta^{ab}}{2} \right) \frac{2\alpha_s(m_{N(P)})}{\pi} (G\sqrt{2})^{1/2} \left( \sum_q I_{N(P)}^q \right), \quad (3)$$

$$I_N^q = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - \frac{m_N^2}{m_q^2} yx}, \quad (4)$$

$$I_P^q = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{1 - \frac{m_P^2}{m_q^2} yx}, \quad (5)$$

$\left( \frac{\delta^{ab}}{2} \right)$  - цветовой множитель,  $\alpha_s(Q)$  - бегущая хромодинамическая константа, взятая при  $Q \approx m_{N(P)}$ ,  $m_q$  - масса кварка в петле.

Для сечения рождения  $N^0$  и  $P^0$  - бозонов получаем:

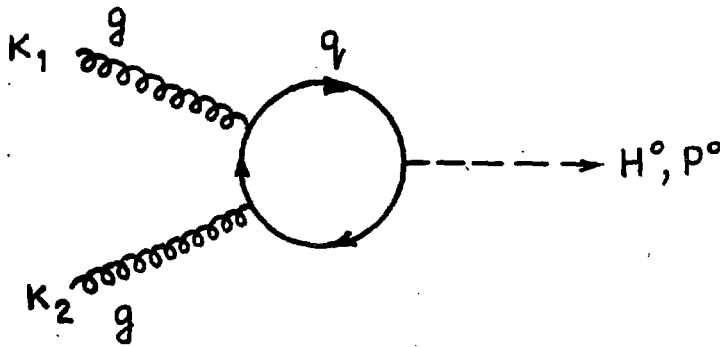
$$\sigma_{N(P)} = \frac{\sqrt{2}G}{64} \pi \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \left| \sum_q I_{N(P)}^q \right|^2 \tau \int dx_1 \int dx_2 \delta(\tau - x_1 x_2) f_{1g}(x_1) f_{2g}(x_2) \chi(6)$$

где  $f_{1g}(x_1)$ ,  $f_{2g}(x_2)$  - функции распределения глюонов в начальных адронах,  $x_1$ ,  $x_2$  - доли импульсов, уносимых глюонами из адронов ( $K_1 = x_1 P_1$ ,  $K_2 = x_2 P_2$ ),  $P_1$  и  $P_2$  - импульсы сталкивающихся адронов,  $S_0 = (P_1 + P_2)^2$ ,  $\tau = m_{N(P)}^2 / S_0$ .

Из формулы (6) видно, что отличие в сечениях рождения  $N^0$  и  $P^0$  - бозонов определяется интегралами  $I_N^q$  и  $I_P^q$ , даваемыми формулами (4) и (5). Из (5) получаем, что для легких кварков ( $2m_q < m_{N(P)}$ ) сечение рождения  $P^0$  - бозона, как и в случае  $N^0$  - бозона [1], подавлено множителем  $(2m_q / m_{N(P)})^4$ . Для

тяжелых же кварков ( $2m_q > m_{H(P)}$ ) получаем, что  $\Gamma_P^q = 1/2$  в отличие от  $\Gamma_H^q = 1/3$  [1]. Таким образом, в этом случае мы имеем более интенсивное (в 9/4 раз) рождение псевдоскалярного бозона в глюонном механизме по сравнению со скалярным бозоном. Отметим, что как и в случае с  $H^0$ - бозоном,  $P^0$ - бозон является счетчиком числа тяжелых кварков, так как и в этом случае  $\Gamma_P^q$  не зависит от массы тяжелых кварков и сечение его рождения будет пропорционально квадрату числа тяжелых кварков.

В заключение авторы выражают свою искреннюю благодарность С.Г.Матияну за полезные и интересные обсуждения.



Диаграмма, отвечающая глюонному механизму рождения  $H^0$  и  $P^0$ - бозонов.

**ИИТЕРАТУРА**

1. Georgi H.M., Glashow S.L., Machacek M.E., Nanopoulos D.V.-  
Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton  
Collisions.- Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, No.11, p.692-694.

С.Г.ГРИГОРЯН, С.А.ЧАТРЧЯН

РОЖДЕНИЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА В  $p\bar{p}$  И  $pp$  - СТОЛКНОВЕНИЯХ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 17/IX-86г. ВФ- 06870 Формат 60x84/16  
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,5 Тираж 299 экз.Ц.8 к.  
Зак.тип. 502 Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ