

22104855
Препринт ЕФИ-855(6)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.Ш.ЕГОРЯН

**ОСОБЕННОСТИ КВАРКОВОГО КАНАЛА
ОБРАЗОВАНИЯ СТАНДАРТНОГО ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА
ПРИ АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ**

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

Препринт ЕФМ-855(6)-86

УДК 53:001.1

ЕГОРЯН Р.Ш.

ОСОБЕННОСТИ КВАРКОВОГО КАНАЛА ОБРАЗОВАНИЯ
СТАНДАРТНОГО ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА ПРИ АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Обсуждается кварковый канал образования H_0 -бозона при адрон-адронных соударениях. Показано, что спектр $d\sigma/dq_{\perp}^2$ H_0 -бозона в этом канале качественно отличается от спектров χ -мезонов. Такое отличие спектров, обусловленное нерелятивистским характером χ -мезонов, открывает, по-видимому, уникальную возможность идентификации H_0 -бозона по спектру $d\sigma/dq_{\perp}^2$ в области масс χ -мезонов.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

Preprint EYM-855(6)-86

R.Sh. EGORYAN

PECULIARITIES OF THE QUARK CHANNEL OF STANDARD
HIGGS BOSON PRODUCTION AT HADRON-HADRON COLLISIONS

The quark channel of Higgs boson production at hadron-hadron collisions is discussed. It is shown that H_0 -boson spectrum $d\sigma/dq_1^2$ in this channel qualitatively differs from the spectra of χ -meson. Such difference in spectra which is due to non-relativistic character of χ -mesons may reveal a unique possibility of H_0 -boson identification by $d\sigma/dq_1^2$ spectrum in the whole range of masses of χ -mesons.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

В отличие от масс фермионов и калибровочных бозонов, масса H_0 -бозона не фиксируется и является единственным свободным параметром модели электрослабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама [1-3]. Существующие на сегодняшний день теоретические ограничения на M_H , вытекающие из требований о стабильности физического вакуума и о возможности применения теории возмущений для хиггсовского бозона, таковы: $6,5 \text{ ГэВ} \leq M_H \leq 1 \text{ ТэВ}$ [4-6]. Существуют и другие теоретические ограничения на M_H снизу:

$M_H \geq 260 \text{ МэВ}$ - для метастабильного вакуума, $M_H \geq 9,2 \text{ ГэВ}$ - с учетом космологических аспектов эволюции Вселенной [6].

В дальнейшем мы рассмотрим хиггсовские бозоны с $M_H \geq 10 \text{ ГэВ}$ ($\alpha_s(M_H^2)/\pi \ll 1$).

С точки зрения КХД адророждение такого хиггсовского бозона является жестким процессом, где применимость теории возмущений гарантируется малостью характерного времени τ конверсии партонов из состава сталкивающихся адронов в H_0 -бозон.

Изучение кваркового канала $q\bar{q} \rightarrow H_0 + g$ образования H_0 -бозона в адронных соударениях само по себе интересно, поскольку определяет разность сечений $[d\sigma(a\bar{b} \rightarrow H_0 + \dots) - d\sigma(\bar{a}b \rightarrow H_0 + \dots)]$, где a и \bar{b} - сталкивающиеся адроны (например, a и \bar{b} протоны).

Сечение $d\sigma/dq_1^2$ процесса $q\bar{q} \rightarrow H_0 + g$ определяется набором фейнмановских диаграмм, изображенных на рис. I. Поскольку вершина $q\bar{q}H_0$ (в диаграммах Ia-Iз) пропорциональна малым токовым массам кварков (это относится как к валентным u и d кваркам, так и морским u, d, s кваркам, а содержание тяжелых кварков c, b, ... в море очень мало), а вершина $H_0 \rightarrow 2g$ (в диаграмме Ии), грубо говоря, пропорциональна инвариантной массе двух глюонов, хотя и содержит малый множитель $\alpha_s (M_H^2)/\pi$ (см. [7]), то диаграмма Ии) будет доминирующей в сечении $d\sigma/dq_1^2$ процесса $q\bar{q} \rightarrow H_0 + g$.

Дифференциальное сечение рождения H_0 с быстротой y и поперечным импульсом q_1 , соответствующее диаграмме Ии), имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dq_1^2 dy} = \frac{\alpha_s(N^2-1)}{4S \cdot 2N^2} \int \int \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} D^q(x_1) D^{\bar{q}}(x_2) \delta_+(l^2) \times$$

$$\times \frac{1}{\Delta^4} \left\{ -\frac{1}{4} \text{Sp}(\hat{K}_1 \gamma_5 \hat{K}_2 \gamma_\mu) \right\} M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\mu\lambda}(\Delta, -l) M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\nu\lambda}(-\Delta, l), \quad (1)$$

где $M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\alpha\beta}(q_1, q_2)$ - есть амплитуда распада H_0 - бозона на два глюона с импульсами q_1 и q_2 , α и β - соответствующие векторные индексы (см. рис. 2). $M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\alpha\beta}(q_1, q_2)$ имеет следующий вид (см. [7]):

$$M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\alpha\beta}(q_1, q_2) = \frac{2\alpha_s}{3\pi} N_H \sqrt{\frac{2}{N^2-1}} (G_F \sqrt{2})^{1/2} \times$$

$$\times \left\{ g^{\alpha\beta}(q_1, q_2) - q_1^\alpha q_2^\beta - q_1^\beta q_2^\alpha \right\}, \quad (2)$$

где N_H - число различных сортов тяжелых кварков ($m_Q > M_H/2$),

N - размерность группы $SU(N)$, G_F - фермиевская константа.

Подставляя явный вид амплитуды $H_0 \rightarrow 2g$ из (2) в (1) и используя тот факт, что $\ell_\lambda M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\nu\lambda}(-\Delta, \ell) = \ell_\lambda M_{H_0 \rightarrow 2g}^{\mu\lambda}(\Delta, -\ell) = 0$ (из сохранения тока), а также соотношения $\Delta = K_1 + K_2 = q + \ell$; $K_1 = x_1 P_1$, $K_2 = x_2 P_2$; $q = y_1 P_1 + y_2 P_2 + q_\perp$; $P_1^2 \approx P_2^2 \approx 0$; $K_\perp = -q_\perp$; $K_1 q_\perp = K_2 q_\perp = 0$; $q^2 = M_H^2$, получим вид спектра $d\sigma/dq_\perp^2$ для рождения H_0 - бозона без конкретизации видов функций распределений

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dq_\perp^2 dy} = \int_{\xi}^{z_{\max}} \frac{(1-z)}{z} dz, \quad (3)$$

где $\xi = \sqrt{(M_H^2 + q_\perp^2)/S}$, $z_{\max} = (1-\xi)\xi S / (q_\perp^2 + (1-\xi)\xi S)$.

Из (3) видно, что при $q_\perp \rightarrow 0$ (M_H - фиксирована)

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dq_\perp^2} \sim \text{const}. \quad (4)$$

Такое поведение спектра $d\sigma/dq_\perp^2$ H_0 - бозона при $q_\perp \rightarrow 0$ резко отличается от поведения спектра $d\sigma/dq_\perp^2$ χ_0 - мезона, формально имеющего полюс при $q_\perp \rightarrow 0$; $d\sigma/dq_\perp^2 \sim q_\perp^{-2}$ [8].

Подобное качественное различие спектров $d\sigma/dq_\perp^2$ H_0 - бозона и χ_0 - мезона при $q_\perp \rightarrow 0$, связанное с нерелятивистской природой χ_0 - мезона (обе частицы являются частицами O^+), по-видимому, позволит однозначно идентифицировать H_0 - бозон в области масс χ_0 (т.е. $M_H = M_{\chi_0^{(+)}}$, $Q = \bar{b}, t, \dots$) по спектру $d\sigma/dq_\perp^2$.

Вне области масс кваркониев другие тяжелые скалярные части-

цы, кроме хиггсовских бозонов, на сегодняшний день отсутствуют в спектре теории.

Идентификация H_0 - бозона вне области масс $\chi_{q\bar{q}}$ ($q = b, t, \dots$) по спектру $d\mathcal{B}/dq_1^2$ облегчается (с точки зрения фоновых условий), благодаря уширению спектра, обусловленному появлением множителя-квадрата дважды логарифмического формфактора глюона, при учете высших порядков теории возмущений (подробнее об этом см. в [7]).

Таким образом, по-видимому, возникает уникальная возможность однозначной идентификации H_0 - бозона по спектру $d\mathcal{B}/dq_1^2$ во всей области масс $M_H \gtrsim 10$ ГэВ.

Автор благодарен Ю.И.Докшицеру и Э.Ш.Егоряну за постоянное внимание к работе и за стимулирующие обсуждения, а также А.А.Ансельму, С.Г.Григоряну и С.Г.Матиняну за полезные обсуждения.

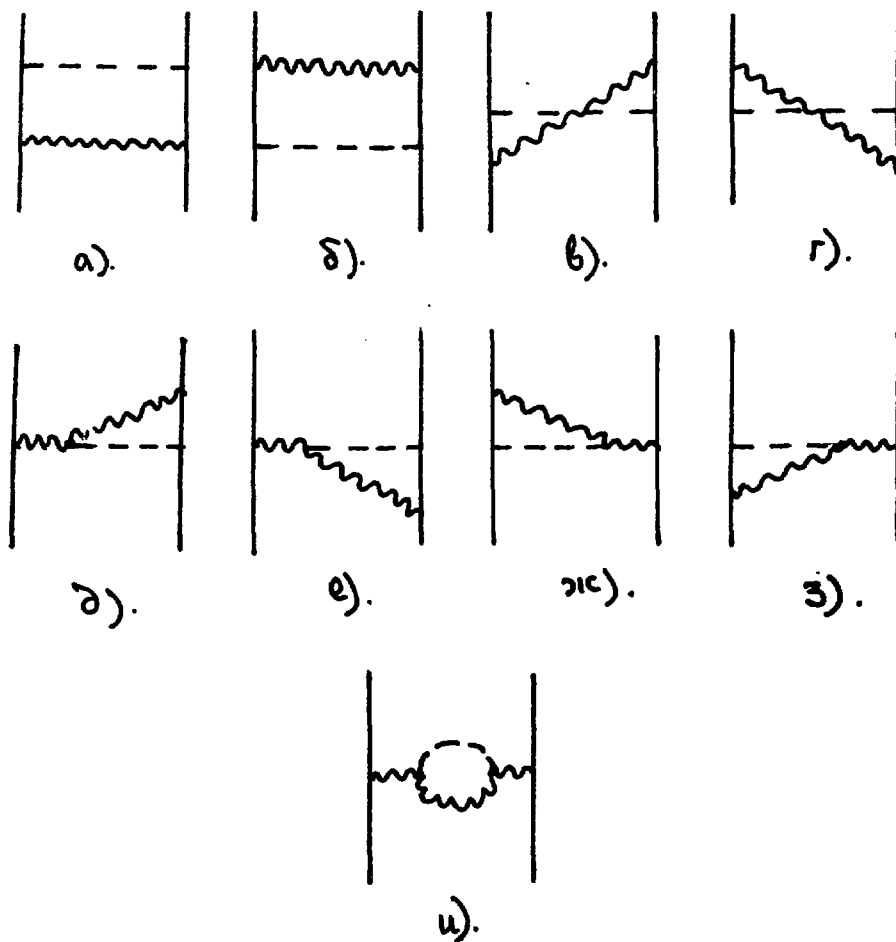


Рис. I Полный набор фейнмановских диаграмм для сечения $d\sigma/dq_{\perp}^2$ процесса $q\bar{q} \rightarrow H_0 + g$

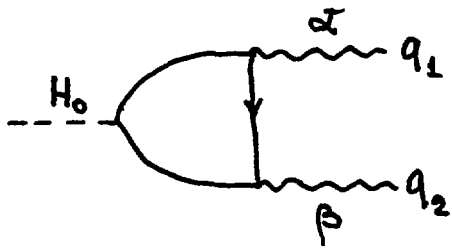


Рис.2 Диаграмма для амплитуды двухглюонного распада H_0 - бозона (взаимодействие H_0 с глюонами появляется на одном из левом уровне [9])

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glasow S.L., Partial-Symmetries of Weak Interactions. Nucl. Phys., 1961, vol.22, p. 579.
2. Weinberg S. A Model of Leptons. Phys.Rev.Lett., 1967, vol.19, p.1264.
3. Salam A. Proc.of 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, ed. N.Svartholm (Almqvist and Wihsells, Stocholm 1968).
4. Линде А.Д. Динамическое восстановление симметрии и ограничения на массы и константы связи в модели Хиггса. Лисьма в ЖЭТФ, 1976, т.23,с.73.
5. Weinberg S. Mass of the Higgs Boson. Phys.Rev.Lett., 1976, vol.36, p.294.
6. Linde A.D., Vacuum Instability, Cosmology and Constraints on Particle Mass in the Weinberg-Salam Model. Phys.Lett., 1980, vol.92B, p.119.
7. Егорян Р.Ш. Распределение по q_{\perp} стандартного хиггсовского бозона, рожденного в адрон-адронных соударениях. Препринт ЕФИ-850(1)-86, Ереван, 1986.
8. Dohshitzer Yu.L., Egorian R.Sh. On Peculiarities of Formation of C-even Heavy Quarkonia in Hadron Collisions. Preprint EPI-692(7), Yerevan, 1984.
9. Wilczeh F. Decays of Heavy Vector Mesons into Higgs Particles. Phys.Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1304.

Рукопись поступила 26 ноября 1985 г.

Р.Ш.ЕГОРЯН

ОСОБЕННОСТИ КВАРКОВОГО КАНАЛА ОБРАЗОВАНИЯ СТАНДАРТНОГО
ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА ПРИ АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 7/II-86г

ВФ-05242 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,5

Тираж 299 экз. Ц. 8 к.

Зак. тип. № 102

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ