

О СВОЙСТВАХ РАСПАДА  $t$ -КВАРКОНИЯ

Я. Н. Азимов, Ю. Л. Докшицер, В. А. Хозе

Оценены распады  $1^3S_1$  состояния  $t\bar{t}$  ( $T$ -мезона). Показано, что из-за каскадного размножения глюонов множественность в прямых адронных распадах  $T$ -мезона должна быть вдвое выше, чем в фоновых событиях. Кратко обсуждены проявления  $T$ -мезона в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Сейчас уже открыто пять типов кварков —  $u, d, s, c, b$ , и современные представления делают естественным существование хотя бы еще одного, шестого кварка  $t$  с зарядом  $e_t = 2/3$ . С системой  $t\bar{t}$  —  $t$ -кварконием — связывают надежды на осуществление "фабрики глюонов". Предполагается, что исследование распадов  $T$ -кваркония позволит детально изучить свойства глюонов и процессы их адронизации.

В этой статье будут рассмотрены ожидаемые свойства распадов легчайшего векторного состояния ( $1^3S_1$ )  $t$ -кваркония, которое мы обозначим через  $T$ . Мы обсудим соотношение различных распадов, множественность конечных адронов и возможности наблюдения  $T$ -мезона.

Все распады кваркония можно пытаться описать через волновую функцию, так как, в конечном счете, через потенциал между кварками. Такой подход особенно интенсивно развивался для чармония  $c\bar{c}$  (сводное описание этих работ см., например, в [1]). Если считать потенциал универсальным, то чармониевые расчеты можно перенести на системы из более тяжелых кварков [2]. Однако проблема выбора потенциала и его универсальности не имеет пока определенного решения (недавнее обсуждение ее см. в [3]). Поэтому мы воспользуемся другим, полуфеноменологическим подходом.

Как известно, полная ширина  $\Gamma_{tot}$  векторного кваркония содержит несколько вкладов.

1) Распады на лептонные пары  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  дают суммарную ширину  $2\Gamma_{e^+e^-}$  для  $J/\psi$ -мезона и  $3\Gamma_{e^+e^-}$  для  $\Upsilon$ -мезона или более тяжелых кваркониев.

2) Вклад электромагнитных адронных распадов ( $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{адроны}$ ) равен  $\Gamma_h^{(\gamma)} = R \Gamma_{e^+e^-}$ , где  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  вблизи пика кваркония.

3) Ширина прямых адронных распадов ( $Q\bar{Q} \rightarrow 3g \rightarrow \text{адроны}$ ) равна (см., например, [1])

$$\Gamma_h^{(dir)} = \frac{10}{81} \frac{e_Q^2}{e^2} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2} \Gamma_{e^+e^-} \quad (1)$$

где  $e_Q$  — электрический заряд кварка,  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$  — константа кварк-глюонного взаимодействия.

4) Радиационные распады ( $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma 2g \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ ) имеют ширину

$$\Gamma_{\gamma h} = \frac{8}{9} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^2}{\alpha} \Gamma_{e^+e^-} \quad (2)$$

Заметим, что  $\alpha_s$  может не совпадать с коэффициентом в кулоноподобной части эффективного потенциала.

5) Ширина распада  $1^3S_1 \rightarrow \gamma + 1^1S_0$  относительно мала для чармония [4] и, вероятно, также для более тяжелых кваркониев. Мы пренебрежем ею.

Воспользуемся эмпирическим соотношением

$$\Gamma_{e^+e^-} = e_Q^2 \text{ const} \quad (3)$$

справедливым для  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ . Предположив, что при переходе от одного кваркония к другому  $\alpha_s$  меняется по обычной логарифмической формуле квантовой хромодинамики (см., например, [1]), мы можем теперь рассчитать распады  $t$ -кваркония.

### Ширины распадов кваркониев

$Q\bar{Q}$	$\Gamma$ (кэВ)	$\Gamma_h$ (кэВ)	$\Gamma_h^{(dir)}$ (кэВ)	$\Gamma_h$ (кэВ)	$\Gamma_{tot}$ (кэВ)	$R$	
$J/\psi$	<u>4,8</u>	12	42,3	5,4	<u>69</u>	<u>2,5</u>	0,18
$\Upsilon$	1,2	4,4	20,6	0,84	29,5	<u>3,7</u>	0,14
$T$	4,8	19	11 - 9,5	2	46,5 - 45	<u>4</u>	0,115 - 0,11

Результаты показаны в таблице. Исходные величины подчеркнуты. Для  $T$ -мезона взят интервал возможных значений массы  $M_T = 35 - 50$  ГэВ. Сравнение расчетов для  $\Upsilon$  с измеренными значениями  $\Gamma_{e^+e^-}^\Upsilon = 1,33 \pm 0,14$  кэВ [5],  $\Gamma_{tot}^\Upsilon = 45_{-14}^{+38}$  кэВ [6] показывает степень надежности полученных чисел.

Весьма интересным является вопрос о множественности адронов в распадах  $t$ -кваркония. Для прямых распадов ее можно оценить соотношением [7]

$$n_{ch}^T \approx \frac{3}{2} \frac{9}{4} \Delta n_{ch}^{e^+e^-}(W = \frac{2}{3} M_T) + n_{ch}^J/\psi. \quad (4)$$

Здесь предположено, что превышение  $n_{ch}^T$  над  $n_{ch}^J/\psi$  вызвано излучением большого числа относительно мягких глюонов тремя начальными энергичными глюонами. Аналогичное, специфическое для КХД, каскадное размножение глюонов, излучаемых кварками, видимо, ответственно за рост множественности в  $e^+e^-$ -адроны вне резонансов [8]. Выражение (4) отражает связь излучения глюонов глюонами и кварками. В нем  $\Delta n_{ch}^{e^+e^-}(W)$  — прирост множественности в  $e^+e^-$ -аннигиляции при увеличении энергии от  $\sim 2$  ГэВ до  $W$ ; множитель  $3/2$  учитывает переход от двух струй к трем, а  $9/4$  — большую вероятность испускания мягких глюонов глюоном, чем кварком [9]. Формула (4) дает разумную оценку ( $n_{ch} \approx 8 - 10$ ) для прямых распадов  $\Upsilon$ . Для  $T$ -мезона в интервале масс  $M$  от 35 до 50 ГэВ оценка  $n_{ch}^T$  меняется от  $\approx 30$  до  $\approx 40$ . Она вдвое превышает множественность, которая ожидается [7, 10] для фоновых событий и для распада  $T$  через фотон. Было бы очень интересно проверить это следствие каскадного размножения глюонов.

Обсудим кратко возможности наблюдения  $T$ -мезона. С учетом испускания мягких фотонов отношение максимального сечения в резонансном пике к фону составляет в канале  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [11]

$$1 + \frac{1}{R} \frac{9}{2\alpha^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma_{e^+e^-} \Gamma_h}{\sigma \Gamma_{tot}} \left( \frac{2\sqrt{2}\sigma}{M_T} \right)^\beta, \quad \beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{M_T}{m_e} - \frac{1}{2} \right),$$

где  $\Gamma_h = \Gamma_h^{(y)} + \Gamma_h^{(dir)} + \Gamma_{\gamma h}$ , а  $\sigma$  — разброс по энергиям в пучках. В канале  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  это отношение равно

$$1 + \frac{9}{2\alpha^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Gamma_{e^+e^-})^2}{\sigma \Gamma_{tot}} \left( \frac{2\sqrt{2}\sigma}{M_T} \right)^\beta.$$

При  $\sigma$  (МэВ) =  $22 \cdot 10^{-3} M_T^2$  (ГэВ)<sup>2</sup> (что соответствует установке ПЕТРА) получаем, что максимум сечения превышает фон в 2 — 2,5 раза в адронном канале и в 1,5 — 2 раза в мюонном канале. Таким образом, измерение лептонной ширины и восстановление полной ширины будет, видимо, не слишком трудной задачей.

Для изучения глюонов наиболее интересны прямые адронные и радиационные распады  $T$ -мезона. Но из-за асимптотической свободы  $\Gamma_h^{(dir)}$

составляет лишь  $\sim 1/3 \Gamma_h$ , а  $\Gamma_{yh} \approx 0,06 \Gamma_h$ . Роль прямых распадов можно усилить, отбирая события с большой множественностью или, например, с большой сферичностью.

Авторы благодарны Б.Л.Иоффе за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 июля 1980 г.

### Литература

- [1] А.И.Вайнштейн и др. УФН, **123**, 217, 1977; E.Eichten et al. Phys. Rev., **D17**, 3090, 1978.
  - [2] E.Eichten, K.Gottfried. Phys. Lett., **66B**, 286, 1977.
  - [3] S.Quigg. 1979 Lepton-Photon Symposium, Batavia, Preprint Fermilab-Conf-79/74-TNY, Sept. 1979.
  - [4] E.Bloom. 1979 Lepton-Photon Symp., preprint SLAC-PUB-2425, Nov.1979.
  - [5] Ch. Berger et al. Preprint DESY 79/19, March 1979.
  - [6] Ch. Berger et al. Preprint DESY 80/15, March 1980.
  - [7] Я.И.Азимов, Ю.Л.Докшицер, В.А.Хозе. УФН, **132**, №1, 1980.
  - [8] R.Brandelik et al. Phys. Lett., **89B**, 418, 1980.
  - [9] Б.Л.Иоффе. Физика высоких энергий (Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ) т. II, стр. 64, Л., 1978.
  - [10] W.Furmanski, R.Petronzio, S.Pokorski. Nucl. Phys., **B155**, 253, 1979.
  - [11] Л.Н.Липатов, В.А.Хозе. Материалы X Зимней школы ЛИЯФ, ч. II, стр.409, Л., 1975.
-