

УДК 539.129.3

ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ РАСПАДЫ W-БОЗОНА

А. Г. Багдатова, С. П. Баранов

В настоящей работе обсуждается пригодность малочастичных эксклюзивных распадов W-бозона для прецизионного измерения его массы и ширины. Показано, что все малочастичные моды характеризуются крайне малыми относительными ширинами, что исключает любую возможность их практического использования.

Ключевые слова: эксклюзивные распады, W-бозон, нерелятивистская КХД, теория возмущений.

Введение. Малочастичные эксклюзивные распады W-бозона имеют репутацию многообещающих инструментов для измерения массы и ширины W-бозона. Их преимущество видится в удобстве регистрации и возможности полного восстановления кинематики, что позволяет определить массу исходного состояния с небывалой прежде точностью. Список предполагаемых к измерению мод довольно велик [1–3]: $W \rightarrow J/\psi + D_s$, $D_s + \gamma$, $J/\psi + \pi$, $D_s + K^+ K^-$, и т. д. Вместе с тем авторы вынуждены сообщить всем заинтересованным лицам, что действительное положение дел отнюдь не столь радужно, поскольку всем подобным распадам свойственна катастрофически малая вероятность.

Для подавления малочастичных распадов есть две качественные физические причины – кинематическая и динамическая. Кинематическая состоит в том, что немногочисленные родившиеся кварки, разбросанные в огромном фазовом объёме, предоставляемом массой W-бозона, имеют мало шансов встретиться и связаться в мезон. Эта причина исчезает в случае множественного рождения кварков, где у любого кварка всегда найдется подходящий сосед для образования мезона. Динамическая причина состоит в том, что вновь рождённые кварк-антикварковые пары, растянутые по большому фазовому объёму, имеют большую инвариантную массу, а следовательно, породившие их глюон или кварк имеют большую виртуальность (рис. 1). Эта причина также сходит на нет в случае множественного рождения. Заметим, что обе причины не связаны с определённым кварковым составом мезонов и остаются справедливыми для всех ароматов.

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: bagdatovaag@lebedev.ru.

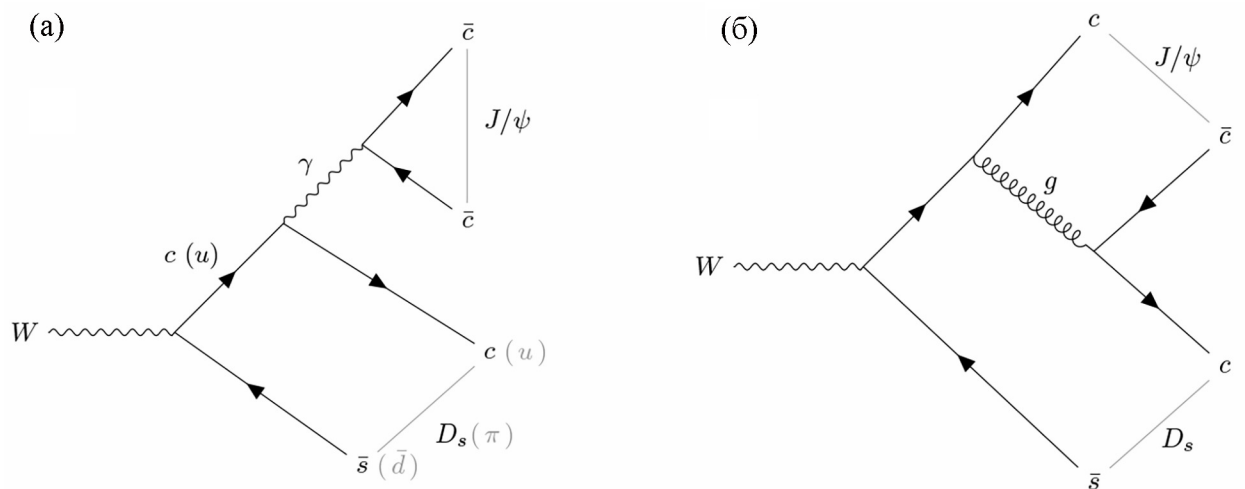


Рис. 1: Примеры диаграмм Фейнмана, описывающих распады $W \rightarrow J/\psi + D_s$ (рис. (а), (б)) и $W \rightarrow J/\psi + \pi$ (рис. (а)). В скобках на рис. (а) указаны кварки для распада $W \rightarrow J/\psi + \pi$. Большую виртуальность имеют кварки на диаграммах типа (а), кварки и глюоны на диаграммах типа (б).

Т а б л и ц а 1

Теоретические оценки для парциальных ширин Γ_{part} некоторых двухчастичных мод распада W -бозона, полученные в рамках “нерелятивистской хромодинамики” (NRQCD) и “модели на световом конусе” (LC).

Полная ширина распада $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042 \text{ ГэВ}$ [7]

Мода распада	$\Gamma_{\text{part}}, \text{ ГэВ}$	
	NRQCD	LC
$\gamma + D_s$	$9.77 \cdot 10^{-9}$	$7.12 \cdot 10^{-9}$
$\gamma + D_s^*$	$1.98 \cdot 10^{-9}$	$7.12 \cdot 10^{-9}$
$J/\psi + D_s$	$2.09 \cdot 10^{-11}$	$3.28 \cdot 10^{-11}$
$J/\psi + D_s^*$	$1.31 \cdot 10^{-11}$	$3.85 \cdot 10^{-11}$
$\psi(2s) + D_s$	$1.07 \cdot 10^{-10}$	—
$\psi(2s) + D_s^*$	$1.57 \cdot 10^{-11}$	—
$J/\psi + \pi$	—	$4.5 \cdot 10^{-12}$

Обсуждение. Проиллюстрируем сказанное конкретными числами. Результаты непосредственных вычислений [4–6] для некоторых двухчастичных мод распада W показаны в табл. 1. Количественные оценки (в рамках каждой из моделей) могут зависеть от вы-

бора волновых функций мезонов и принятых значений масс кварков, что ведёт к общей неопределённости предсказаний в пределах одного порядка величины в большую или меньшую сторону (см. наше исследование в [4]). Однако даже в наиболее оптимистичном раскладе ширина любого из распадов оказывается на много порядков ниже порога его обнаружения.

Расчёты эксклюзивных трёхчастичных распадов намного более трудоёмки (и кажется, никогда не предпринимались в литературе), однако и для них остаются справедливыми те же причины подавления, хотя и в меньшей степени. К проблеме можно подойти и с чисто феноменологической стороны. Формирование конечного адронного состояния в распадах W -бозонов $W \rightarrow q^- q^+ \rightarrow hadrons$ имеет много общего с формированием конечного состояния в электрон-позитронной аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q^- q^+ \rightarrow hadrons$. Сравнение уместно проводить при $\sqrt{s_{ee}} \simeq m_W \simeq 80$ ГэВ. Образованию адронов в $e^+ e^-$ аннигиляции посвящено большое количество экспериментальных исследований, в том числе в контексте изучения т. н. KNO-скейлинга (Koba–Nielsen–Olesen). Для нас эти исследования интересны с той стороны, что позволяют экстраполировать данные о рождении строго фиксированного числа адронов в область малой множественности. Примеры таких распределений даются рис. 2.

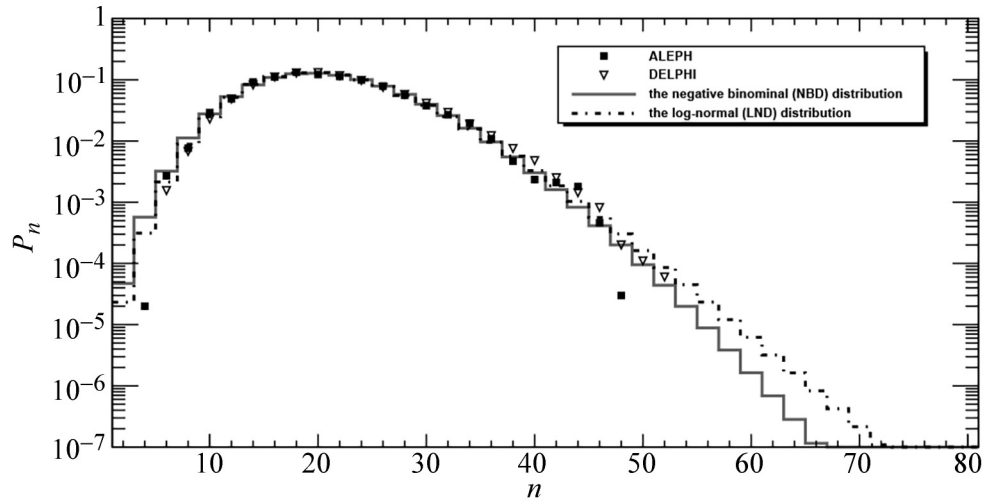


Рис. 2: Примеры параметрических моделей, описывающих распределение событий по множественности в $e^+ e^-$ аннигиляции. Точки представляют экспериментальные данные [8, 9]. Сплошная кривая соответствует аппроксимации отрицательным биномиальным распределением (1), пунктирная – нормальным логарифмическим распределением (2).

В литературе [8–10] обсуждается несколько феноменологических параметризаций для функции P_n , описывающей распределение событий по множественности заряженных частиц n при энергии $\sqrt{s_{ee}} = m_Z = 91$ GeV. Рассмотрим, например, отрицательное биномиальное распределение (1) и нормальное логарифмическое распределение (2). Параметры для обоих распределений взяты из [8]

$$P_n(\langle n \rangle, k) = \frac{k(k+1)\dots(k+n-1)}{n!} \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + k} \right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle}{k} \right)^{-k}, \quad (1)$$

$$P_n(\mu, \sigma, c) = \int_n^{n+1} \frac{N}{n' + c} \exp \left(-\frac{[\ln(n' + c) - \mu]^2}{2\sigma^2} \right) dn'. \quad (2)$$

В силу нейтральности Z^0 -бозона и сохранения электрического заряда значения n могут быть только чётными. Нас же интересуют не только заряженные частицы, но их полное число. В ячейку $n = 2$ попадают двухчастичные события типа h^+h^- , трёхчастичные типа $h^+h^-h^0$, четырёхчастичные $h^+h^-h^0h^0$ и так далее¹. Ни в какую другую ячейку, кроме $n = 2$, трёхчастичные распады не попадают. Вероятность строго двухчастичных распадов, как мы уже выяснили выше, исчезающе мала. Вероятность трёхчастичных распадов должна уступать вероятности четырёхчастичных, как это следует из общего характера кривой в области малых n (закономерность, наблюдаемая для подмножества заряженных частиц, должна в общем и целом выполняться и для их полного числа). Таким образом, вклад трёхчастичных распадов составляет лишь некоторую (далеко не главную) часть содержимого ячейки $n = 2$. Заметим также, что самая левая из экспериментальных точек лежит намного (более, чем на порядок) ниже экстраполирующей кривой. Это может означать, что действительное поведение множественности отличается гораздо более резкой зависимостью, чем показывает экстраполирующая кривая. Соответственно, следует подкорректировать и предсказания, полученные для $n = 2$.

Из всего сказанного приходим к выводу, что значение экстраполирующей функции в точке $n = 2$ даёт лишь сильно завышенную верхнюю оценку вероятности трёхчастичных распадов. Для приведенных выше выражений получим:

$$P_{NBD} \simeq 4.71 \times 10^{-5},$$

$$P_{LND} \simeq 3.08 \times 10^{-5}. \quad (3)$$

¹Здесь h может обозначать любой адрон, причём не обязательно каждый раз один и тот же.

Напомним, что полученные оценки касаются полной (суммарной) вероятности всех возможных трёхчастичных распадов; вероятность же любого конкретного эксклюзивного канала, предполагаемого для экспериментальных исследований, составляет от этой величины малую долю.

Заключение. Состояния с малым числом адронов в распадах W -бозона представляют собой крайне маловероятные моды. Подавленность подобных мод обусловлена тем, что:

- а) у кварков, распределённых в большом фазовом объёме, мала вероятность оказаться с достаточно близкими импульсами, чтобы связаться в мезон;
- б) рождение кварковых пар подавлено большой виртуальностью промежуточных частиц (кварков и глюонов).

Подавленность малочастичных мод распада подтверждается прямыми расчётами в рамках квантовой теории поля, а также экстраполяцией известных данных о e^+e^- аннигиляции в область малой множественности. Количественные оценки вероятностей малочастичных распадов исключают возможность их использования как измерительных инструментов и, может быть, даже исключают возможность их обнаружения на современных коллайдерах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. С. Сахаров, Поиск эксклюзивных распадов W -бозона в коллаборации ATLAS, частное сообщение.
- [2] Л. К. Гладилин, Поиск эксклюзивных распадов W -бозона в коллаборации ATLAS, частное сообщение.
- [3] Juan Pablo, Поиск эксклюзивных распадов W -бозона в коллаборации CMS, частное сообщение.
- [4] A. G. Bagdatova, S. P. Baranov, A. S. Sakharov, Mod. Phys. Lett. A **38**(14-15), 2350073 (2023). DOI: 10.1142/S0217732323500736.
- [5] A. V. Luchinsky, A. K. Likhoded, Mod. Phys. Lett. A **36**(9), 2150058 (2021). DOI: 10.1142/S0217732321500589.
- [6] Y. Grossman, M. König, M. Neubert, JHEP **2015**, 101 (2015). DOI: 10.22323/1.282.0618.

- [7] R. L. Workman, V. D. Burkert, Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**(8), 083C01 (2022). DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [8] D. Decamp, B. Deschizeaux (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **273**(1-2), 181 (1991). DOI: 10.1016/0370-2693(91)90575-B.
- [9] P. Abreu, W. Adam (DELPHI Collab.), Z. Phys. C – Particles and Fields **50**, 185 (1991). DOI: 10.1007/BF01474073.
- [10] П. В. Шляпников, УФН **162**(6), 1 (1992). DOI: 10.3367/UFNr.0162.199206a.0001.

Поступила в редакцию 7 марта 2024 г.

После доработки 2 апреля 2024 г.

Принята к публикации 3 апреля 2024 г.