

## Поиск распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Д. Ю. Голубков<sup>a</sup>, В. Ю. Егорычев<sup>b</sup>, Ю. М. Зайцев

*Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова.*

*Россия, 117218, Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.*

*E-mail: <sup>a</sup> dimgol@mail.desy.de, <sup>b</sup> victor.egorychev@cern.ch*

Статья поступила 31.05.2013, подписана в печать 27.06.2013.

Исследования редких распадов очарованных мезонов используются для проверки Стандартной модели и поисков новой физики. В данном обзоре рассматривается прогресс в экспериментальных методах поиска редкого распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в недавних экспериментах по протон-ядерным и адрон-адронным взаимодействиям.

*Ключевые слова:* редкие распады, несохраняющие кварковый аромат нейтральные токи, FCNC, очарованные мезоны.

УДК: 539.126.4. PACS: 12.15.Mm, 13.20.Fc, 14.40.Lb, 11.30.Nv, 12.60.-i.

### Введение

Распад  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (здесь и далее  $D^0$  означает  $D^0$  и  $\bar{D}^0$ ) чувствителен к нейтральным токам, не сохраняющим кварковый аромат (flavor-changing neutral currents — FCNC). Такие токи отсутствуют в первом порядке теории возмущений Стандартной модели (СМ). В рамках СМ с вершиной элементарного взаимодействия, в которой меняется аромат кварка, связан только заряженный ток слабого взаимодействия.

Несмотря на то что в СМ FCNC-процессы разрешены в высших порядках теории возмущений, они сильно подавлены в механизме Глэшоу–Илиопулоса–Маяни [1]. Требования сохранения спиральности в случае распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  приводят к дополнительному подавлению его вероятности на величину порядка  $m_\mu^2/m_W^2$ , где  $m_\mu$  и  $m_W$  — соответственно массы мюона и  $W$ -бозона. Для кварков верхнего типа ( $u, c, t$ ) FCNC-процессы подавлены особенно сильно. Поэтому в физике взаимодействий с изменением аромата наибольшее внимание традиционно привлекают исследования  $K$ - и  $B$ -мезонов, отвечающих кваркам нижнего типа. Тем не менее очарованные кварки являются единственными доступными для экспериментального изучения массивными кварками верхнего типа. FCNC-распады очарованных мезонов, для которых удастся установить верхнее ограничение на вклад от непертурбативных взаимодействий на больших расстояниях, могут использоваться для экспериментального поиска новых физических сценариев.

Оценка полного вклада в относительную ширину распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  за счет процессов на малых расстояниях в рамках СМ дает значение  $\sim 10^{-19}$  [2, 3]. Учет непертурбативных поправок, связанных с сильным взаимодействием на больших расстояниях, приводит к возможному увеличению вероятности этого распада примерно до  $10^{-13}$  [3–5]. Однако даже такое увеличение вероятности распада не оставляет возможности для наблюдения данного процесса в существующих или планируемых в ближайшее время экспериментах.

В расширенных моделях вне рамок СМ, таких как модели с хиггсовскими дублетами, а также дополнительными калибровочными бозонами, может происходить дополнительный обмен скалярными, псевдоска-

лярными и аксиальными векторными токами за счет вклада новых частиц в петлевые процессы. Это может привести к существенному увеличению вероятности распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . В частности, в минимальном суперсимметричном расширении СМ (МССМ) с несохранением  $R$ -четности (RPV), вероятность такого распада может достигнуть  $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{\text{RPV МССМ}} \simeq 3.5 \times 10^{-7} \left( \frac{\tilde{\chi}'_{22k} \tilde{\chi}'_{21k}}{0.004} \right) \leq 3.5 \cdot 10^{-7}$  [5], где  $\tilde{\chi}'_{ijk}$  — константы связи, стоящие в данной модели при вершине перехода между лептоном поколения  $i$ , кварком верхнего типа поколения  $j$  и кварком нижнего типа  $k$ -го поколения (или их суперпартнерами). По другим оценкам для той же модели, связывающим распад  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с  $D^0$ - $\bar{D}^0$ -смешиванием, вероятность этого распада оценивается величиной  $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{\text{RPV МССМ}} \simeq 4.8 \times 10^{-9} \left( 300 \text{ ГэВ}/m_{\tilde{d}_k} \right) \leq 10^{-8}$ , где  $m_{\tilde{d}_k}$  — масса суперсимметричного партнера  $d$ -кварка [6]. В сценариях новой физики, основанных на модели Рэндалл–Сундрума с закрученными дополнительными измерениями, вероятность данного распада достигает значений порядка  $10^{-10}$  [7]. Поэтому экспериментальное обнаружение таких процессов с неожиданно большими вероятностями распада означает существование FCNC на древесном уровне вне рамок СМ [4]. Это делает изучение данного распада особенно интересным с точки зрения поиска новой физики вне пределов СМ.

Экспериментальные поиски  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  проводились в адрон-адронных, электрон-позитронных, а также в соударениях лептонов или адронов с ядрами. Таблица иллюстрирует временную эволюцию верхнего предела и тип исследовавшихся взаимодействий.

В качестве наглядного примера общей схемы анализа  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  вначале более подробно рассмотрим то, как этот анализ был проведен в эксперименте по протон-ядерным взаимодействиям HERA-B, а затем кратко опишем специфику и основные характеристики последующих измерений в адрон-адронных взаимодействиях на примере эксперимента LHCb.

### 2. Эксперимент HERA-B

Поиск распадов  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  был проведен [14] на данных, содержащих  $\sim 5 \cdot 10^7$  событий протон-ядерных

**Эволюция экспериментального ограничения на вероятность распада  $B(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ .  
Значения ограничений соответствуют 90%-му уровню доверительной вероятности**

$B(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	Тип взаимодействия	Энергия	Эксперимент	Год	Работа
$< 1.1 \times 10^{-8}$	$pp$	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	LHCb	2012	[8]
$< 5.4 \times 10^{-7}$	$pp$	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	CMS	2012	[9]
$[0.6, 8.1] \times 10^{-7}$	$e^+e^-$	$\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$	BaBar	2012	[10]
$< 2.1 \times 10^{-7}$	$p\bar{p}$	$\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ	CDF	2010	[11]
$< 1.4 \times 10^{-7}$	$e^+e^-$	$\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$	Belle	2010	[12]
$< 1.3 \times 10^{-6}$	$e^+e^-$	$\Upsilon(4S)$	BaBar	2004	[13]
$< 2.0 \times 10^{-6}$	$p$ -W, Ti, C	920 ГэВ	HERA-B	2004	[14]
$< 2.5 \times 10^{-6}$	$p\bar{p}$	$\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ	CDF	2003	[15]
$< 1.56 \times 10^{-5}$	$p$ -Au, Be	800 ГэВ	E789	2000	[16]
$< 5.2 \times 10^{-6}$	$\pi^-$ -Pt, C	500 ГэВ	E791	1999	[17]
$< 4.1 \times 10^{-6}$	$\pi^-$ -Cu, W	350 ГэВ	BEATRICE	1997	[18]
$< 4.2 \times 10^{-6}$	$p$ -Si	800 ГэВ	E771	1996	[19]
$< 3.4 \times 10^{-5}$	$e^+e^-$	$\Upsilon(4S)$	CLEO	1996	[20]
$< 7.6 \times 10^{-6}$	$\pi^-$ -Cu, W	350 ГэВ	BEATRICE	1995	[21]
$< 4.4 \times 10^{-5}$	$\pi^-$ -эмульсия	600 ГэВ	E653	1995	[22]
$< 3.1 \times 10^{-5}$	$p$ -Pt	800 ГэВ	E789	1994	[23]
$< 7.0 \times 10^{-5}$	$e^+e^-$	$\sqrt{s} = 10$ ГэВ	ARGUS	1988	[24]
$< 1.1 \times 10^{-5}$	$\pi^\pm$ -W	255 ГэВ	E615	1986	[25]
$< 3.4 \times 10^{-4}$	$\mu^+$ -N	280 ГэВ	EMC	1985	[26]

взаимодействий при импульсе протонов 920 ГэВ/с, что соответствует энергии протон-нуклонного взаимодействия в системе центра масс (с.ц.м.),  $\sqrt{s} = 41.6$  ГэВ.

Детектор HERA-B представлял собой универсальный широкоапертурный магнитный спектрометр, работавший с использованием внутренней мишени протонного пучка с импульсом 920 ГэВ/с накопительного комплекса HERA в лаборатории DESY в Гамбурге (Германия). Спектрометр и триггерная система были разработаны для реконструкции в реальном времени  $J/\psi$ -мезонов, распадающихся на лептонные пары. В качестве мишени использовались две станции, отстоящие друг от друга на 40 мм. Каждая станция состояла из четырех проволочек различного материала, которые вводились в гало пучка. Положение проволочек дистанционно изменялось для поддержания постоянной скорости счета в пределах от 1 до 40 МГц [27]. Вершинный детектор [28], расположенный по направлению пучка протонов, состоял из восьми плоских станций с полным числом микрополосковых силиконовых детекторов, равным 64. Расстояние между полосками составляло около 50 мкм.

Основная система регистрации треков частиц [29] была расположена за широкоапертурным магнитом с интегралом магнитного поля, равным 2.13 Т·м. Внешний трекер состоял из пропорциональных дрейфовых камер гексагонального сечения, которые позволяли достичь пространственного разрешения около 350 мкм.

Идентификация частиц эксперимента HERA-B обеспечивалась детектором регистрации колец черенковского излучения (RICH) [30], электромагнитным калориметром (ECAL) [31] и мюонным детектором

(MUON) [32]. Детектор RICH обеспечивал разделение пионов, каонов и протонов в широком диапазоне импульсов частиц. Электромагнитный калориметр типа «шашлык» состоял из трех зон с различным размером ячейки и был оптимизирован для хорошего энергетического разрешения и улучшения идентификации электронов по отношению к адронам. Мюонная система состояла из четырех плоскостей обычных газовых трубочных двухслойных камер, расположенных между поглотителями из армированного бетона и железа. Две последние плоскости были оборудованы также чувствительными элементами, которые осуществляли катодное считывание и использовались для создания претриггера.

Дилептонный триггер инициализировался либо мюонной, либо электронной системой претриггера. Многоуровневая система триггеров выделяла либо пару мюонов с суммарным поперечным импульсом более 700 МэВ/с, либо пару электронов с поперечной энергией более 1 ГэВ [33].

Данные, использованные в настоящей работе, были получены в сеансах, проведенных на детекторе в период с октября 2002 по март 2003 г. За этот период было записано на магнитные ленты около  $164 \cdot 10^6$  событий с дилептонным триггером. В эксперименте использовались мишени из углерода, титана и вольфрама. Более подробное описание детектора, триггера и условий набора данных в эксперименте HERA-B можно найти в работе [14].

Кандидаты димюонных распадов  $D^0$  и  $J/\psi$ -мезонов, содержащиеся в рассматриваемом образце данных ана-

лизировались совместно. К обоим каналам применялись одни и те же общие критерии отбора.

Ожидаемое среднее число сигнальных событий в детекторе  $\langle N_{D^0} \rangle$  определялось по формуле

$$\langle N_{D^0} \rangle = N_{J/\psi} \cdot \left[ \frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \right] \cdot \left[ \frac{a_{D^0} \epsilon_{D^0}}{a_{J/\psi}} \right] \cdot \left[ \frac{\sigma_{D^0}^{pA}}{\sigma_{J/\psi}^{pA}} \right], \quad (1)$$

где  $N_{J/\psi}$  — число зарегистрированных событий распада  $J/\psi$ -мезона в мюонном канале,  $\mathcal{B}$  — относительная вероятность распада,  $a_{D^0}$  и  $a_{J/\psi}$  — полная эффективность экспериментальной установки для  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  при применении общих для обоих каналов ограничений,  $\epsilon_{D^0}$  — эффективность ограничений, применяемых только к событиям  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , а  $\sigma_{D^0}^{pA}$  и  $\sigma_{J/\psi}^{pA}$  — поперечные сечения образования  $D^0$  и  $J/\psi$ -мезонов на ядре мишени.

Использование распада  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в качестве нормировочного приводит к тому, что при оценке ожидаемого числа сигнальных событий величина светимости и значительная часть систематических неопределенностей, связанных с триггерованием и идентификацией мюонов, сокращаются.

Основной вклад в фон к каналу распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  вносят пары мюонов от распадов  $\pi^\pm$  или  $K^\pm$  на лету, случайно образующие вторичную вершину, отделенную от первичной вершины, в которой произошло протон-ядерное ( $pA$ ) взаимодействие. Требования отбора, применяемые в анализе, были нацелены на то, чтобы минимизировать этот фон, сохраняя при этом высокую эффективность для распадов  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Для анализа отбирались события, содержащие хотя бы одну реконструированную первичную вершину  $pA$ -взаимодействия, но не более чем одну первичную вершину на мишень. Треки мюонных кандидатов были отобраны, используя минимальные требования на вероятность мюонной гипотезы, вычисляемую на основании информации в мюонном детекторе, качестве восстановленного трека ( $\chi_{tr}^2/\text{ст.св.}$ ), и функции правдоподобия каонной гипотезы трека, определяемой на основе информации от детектора колец черенковского излучения.

В анализе рассматривались две области инвариантной массы, отвечающие положению  $J/\psi$  и  $D^0$ -мезона соответственно. Критерии отбора подразделялись на две части: общие (качественные) ограничения, применяемые как к области  $D^0$ -мезона, так и к области  $J/\psi$ -мезона, и ограничения по времени жизни, применяемые только к димюонным кандидатам от потенциального распада  $D^0$ -мезона. Общие ограничения включали ограничение на максимальную множественность треков в событии (влияющую на качество работы систем идентификации частиц), качество треков и вероятность мюонной гипотезы трека. Дополнительно было введено ограничение на минимальный поперечный импульс мюонных треков  $p_T^\mu > 0.7$  ГэВ/с, связанное с эффективным подавлением мюонов с меньшим поперечным импульсом в триггере второго уровня. После применения критериев отбора, общих для  $D^0$  и  $J/\psi$ -кан-

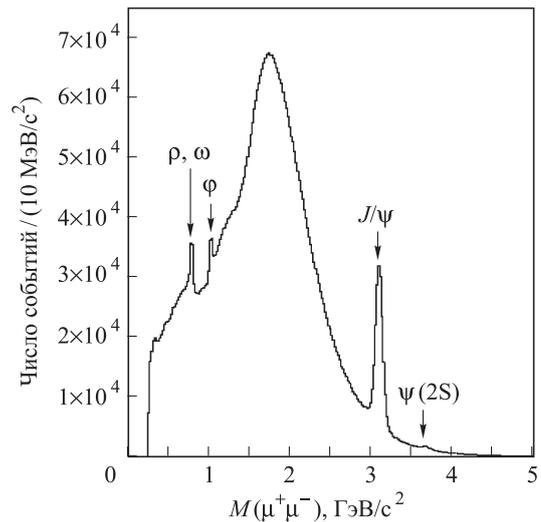


Рис. 1. Спектр инвариантной массы пар мюонов в области  $D^0$  после применения критериев отбора, общих для  $D^0$  и  $J/\psi$ -кандидатов

дидатов, всего в анализе осталось  $\sim 46\,000$  распадов  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (рис. 1).

Вторая группа критериев отбора была нацелена на выделение возможных  $D^0$ -мезонов по их относительно большому времени жизни. Ограничения накладывались на три величины: разделение между первичной и вторичной вершинами в продольном направлении  $\Delta z/\sigma(\Delta z)$ , которая сравнивает расстояние вдоль направления пучка ( $\Delta z$ ) между первичной и вторичной вершинами с погрешностью этого расстояния ( $\sigma(\Delta z)$ ), собственное время жизни димюонного  $D^0$ -кандидата, и прицельный параметр димюона по отношению к первичной вершине, определяемый как расстояние между первичной вершиной и точкой пересечения направления движения димюона с поперечной плоскостью при  $z$ -координате первичной вершины. Для одновременного выбора всех трех ограничений по времени жизни применялась трехмерная «слепая»<sup>1</sup> оптимизация. При этом максимизировалось отношение эффективности детектора для  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  распада (определяемой методом моделирования Монте-Карло (МК)) к величине «экспериментальной чувствительности» [34]. Последняя величина определяется как средний верхний предел на число сигнальных событий с 90% уровнем доверительной вероятности, получаемый для статистического ансамбля экспериментов с данным ожидаемым уровнем фона, в предположении отсутствия вклада от сигнала.

После применения всех требований отбора в области инвариантной массы  $D^0$ -кандидатов ( $1.59 \div 2.15$  ГэВ/с<sup>2</sup>) осталось 31 событие, как показано на рис. 2. Сигнальная область ( $1.815 \div 1.915$  ГэВ/с<sup>2</sup>) содержит всего 3 события.

При помощи МК моделирования было проверено, что форма фона не была бы существенно изменена неправильно идентифицированными распадами очаро-

<sup>1</sup> Метод так называемого «слепого» анализа требует исключать из рассмотрения данные в сигнальной области при выборе критериев отбора во избежание влияния на критерии отбора статистических флуктуаций малого числа событий в сигнальной области.

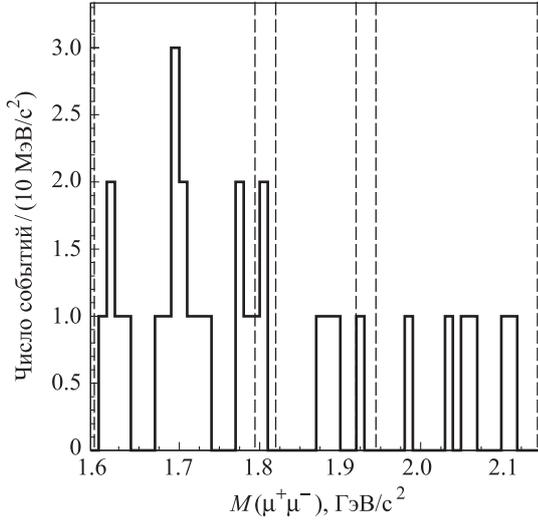


Рис. 2. Спектр инвариантной массы пар мюонов в области  $D^0$  после применения всех ограничений. Контрольные интервалы и сигнальная область выделены штриховыми линиями

ванных частиц. Также было проверено, что применение по отдельности каждого из трех ограничений по времени жизни не меняет форму массового распределения. При помощи интерполяции контрольных интервалов инвариантной массы ( $1.59 \div 1.79$  и  $1.94 \div 2.14$   $\text{ГэВ}/c^2$ ) была получена оценка ожидаемого среднего числа фоновых событий в сигнальной области, составившая  $6.0 \pm 1.2$ .

Необходимые значения сечений рождения  $D^0$  и  $J/\psi$ -мезонов, а также параметр зависимости сечения от атомного номера были взяты из предшествующих измерений [35–38], выполненных при энергии протонного пучка 800  $\text{ГэВ}$ . Так как рассматриваемая область энергий находится далеко от порогов рождения  $D^0$  и  $J/\psi$ -мезонов, было предположено, что отношение сечений рождения  $\sigma_{D^0}^{pA}/\sigma_{J/\psi}^{pA}$ , входящее в формулу (1), несущественно меняется при переходе от энергии пучка 800 к 920  $\text{ГэВ}$ . В предположении степенной зависимости сечения рождения от атомного веса  $A$ ,  $\sigma_{D^0(J/\psi)}^{pA} = \sigma_{D^0(J/\psi)}^{pN} \times A^{\alpha_{D^0(J/\psi)}}$ , данные, набранные на разных мишенях, были объединены в единую выборку. При этом формула (1) принимает вид

$$\langle N_{D^0} \rangle = \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \sum_i N_{J/\psi}^i A_i^{(\alpha_{D^0} - \alpha_{J/\psi})} \times \frac{a_{D^0} \epsilon_{D^0}}{a_{J/\psi}} \cdot \frac{\sigma_{D^0}^{pN}}{\sigma_{J/\psi}^{pN} \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}, \quad (2)$$

где суммирование проводится по всем материалам мишени.

С учетом выражения (2), систематических погрешностей и оценки статистической флуктуации фона при помощи метода [39] был найден верхний предел для относительной ширины искомого распада, составивший

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 2.0 \cdot 10^{-6} @ 90\% \text{ C.L.}$$

(C.L. обозначает уровень доверительной вероятности результата), что улучшило существовавшее на момент

публикации мировое значение верхнего предела на данный распад.

## 2. Эксперимент LHCb

В эксперименте LHCb на коллайдере LHC поиск распада  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  проводился на данных, соответствующих интегральной светимости  $0.9 \text{ фбн}^{-1}$ , набранных в 2011 г. при энергии протон-протонных взаимодействий  $\sqrt{s} = 7$   $\text{ТэВ}$ .

Детектор LHCb [40] представляет собой универсальный широкоапертурный одноплечевой магнитный спектрометр, работающий на Большом адронном коллайдере в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). Установка предназначена для изучения частиц, содержащих  $c$ - и  $b$ -кварки, и перекрывает угол захвата в единицах псевдобыстроты  $2 < \eta < 5$ . Спектрометр состоит из высокоточной трековой системы, которая включает в себя микрополосковый кремниевый детектор, расположенный вокруг точки взаимодействия, микрополосковый кремниевый детектор большой площади, расположенный перед дипольным магнитом с интегральным полем 4 Т·м, и тремя станциями трековой системы, размещенными после магнита. Созданная комбинированная трековая система позволяет достичь разрешения по импульсу в диапазоне от 0.4% для треков с импульсом 5  $\text{ГэВ}/c$  до 0.6% для треков с импульсом 100  $\text{ГэВ}/c$ , а также разрешения по прицельному параметру порядка 20  $\mu\text{м}$  для треков с большим поперечным импульсом. Отличительной особенностью эксперимента LHCb является хорошая идентификация частиц. Выделение заряженных адронов основывается на информации, полученной от двух детекторов колец черенковского излучения. Фотоны, электроны и адроны идентифицируются с помощью калориметрической системы, которая выполнена на основе четырех подсистем: сцинтилляционный детектор, предливниевый детектор, электромагнитный и адронный калориметры. Для регистрации мюонов используется мюонная система, реализованная на основе многопроволочных пропорциональных камер, расположенных между поглотителями из железа.

Для анализа использовался образец событий, меченных реконструированным распадом возбужденного состояния очарованного мезона  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \pi^+$ , образовавшегося непосредственно в вершине первичного протон-протонного взаимодействия.

Число сигнальных событий нормировалось на число распадов в канале  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^+$ , обладающих теми же кинематическими характеристиками, что и сигнал, следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= \\ &= \frac{N_{D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \pi^+}}{N_{D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^+}} \frac{\epsilon_{\mu\mu}}{\epsilon_{\pi\pi}} \cdot \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \\ &= \alpha \cdot N_{D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \pi^+}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha$  — «коэффициент чувствительности к одиночному (сигнальному) событию» (single-event sensitivity), а  $\epsilon_{\pi\pi(\mu\mu)}$  — полная эффективность триггера и селекции распадов  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \pi^+$  и  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^+$  соответственно.

Вначале применялись критерии отбора, общие как для сигнального, так и для канала, используемого в качестве нормировки. После такой предварительной селекции фон в основном состоял из двух вкладов — гладкой комбинаторной компоненты и компоненты, содержащей пики в спектре инвариантной массы. Источником комбинаторной компоненты были реальные мюоны от полуплеетонных распадов прелестных и очарованных адронов. Вторая (негладкая) компонента возникала из-за двух- и трехчастичных распадов  $D^0$ -мезонов, в которых дочерние адроны были неправильно идентифицированы в качестве мюонов. Для подавления первой компоненты использовалась многопараметрическая селекция, в то время как для последней компоненты применялись жесткие ограничения на идентификацию частиц.

Полученное после применения всех требований отбора число распадов нормировочной моды  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi^+$  составило  $1710 \pm 47$ . Такое относительно небольшое число распадов в нормировочном канале объясняется предварительным скалированием порядка 0.15% частоты соответствующего типа событий, применявшимся на уровне триггера.

Для  $D^0$ -кандидатов, оставшихся после применения всех требований отбора, был построен двумерный спектр в переменных массы  $D^0$ -мезона,  $M(\mu^+\mu^-)$  и разности масс  $D^{*+}$  и  $D^0$ -кандидата  $\Delta M \equiv M(\mu^+\mu^-\pi^+) - M(\mu^+\mu^-)$ . Затем для оценки возможного числа сигнальных событий полученное двумерное распределение подгонялось модифицированным методом максимального правдоподобия [8].

Форма распределения и число событий-кандидатов распада  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  оказалось в хорошем согласии с ожидаемым числом событий от фоновых процессов ( $p$ -значения гипотезы, отвечающей вкладу только лишь фона, равно 0.4). Верхний предел, вычисленный асимптотическим методом [41, 42] составил

$$B(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.3(1.1) \cdot 10^{-8} @ 95(90)\% \text{ C.L.} \quad (4)$$

Данный анализ улучшил предыдущее измерение вероятности распада  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  [12] более чем в 10 раз. Полученное значение остается на несколько порядков выше предсказания СМ.

### Заключение

В статье рассмотрен прогресс за последние годы в поиске FCNC-распада  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  в экспериментах по исследованию различных типов (протон-ядерных и адрон-адронных) взаимодействий. Описаны общие и характерные черты экспериментальных методик и специфика анализируемых данных. В течение последних 10 лет экспериментальное ограничение на верхний предел для относительной ширины данного распада было снижено приблизительно на три порядка, по-прежнему оставляя большой интервал между предсказаниями СМ и существующим экспериментальным ограничением для дальнейших поисков новой физики вне пределов СМ.

Авторы благодарны проф. А. В. Борисову за обсуждения и помощь в подготовке статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-91523-ЦЕРН\_a).

### Список литературы

1. *Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L.* // Phys. Rev. D. 1970. **2**. P. 1285.
2. *Gorn M.* // Phys. Rev. D. 1979. **20**. P. 2380.
3. *Pakvasa S.* // Chin. J. Phys. 1994. **32**. P. 1163.
4. *Burdman G., Golowich E., Hewett J.L., Pakvasa S.* // Phys. Rev. D. 2002. **66**. P. 014009; arXiv: hep-ph/0112235.
5. *Burdman G., Shipsey I.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. **53**. P. 431; arXiv: hep-ph/0310076.
6. *Golowich E., Hewett J., Pakvasa S., Petrov A.A.* // Phys. Rev. D. 2009. **79**. P. 114030; arXiv: 0903.2830.
7. *Paul A., Puente A. de La, Bigi I.I.* // arXiv: 1212.4849.
8. *Bonivento W.* et al. (LHCb Collaboration) // Proc. 6 of the 47th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories. La Thuile (Italy), March 2012. LHCb-CONF-2012-005.
9. CMS Collaboration // CMS-PAS-BPH-11-017. 2012.
10. *Lees J.P.* et al. (BaBar Collaboration) // Phys. Rev. D. 2012. **86**. P. 032001.
11. *Aaltonen T.* et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. 2010. **82**. P. 091105; FERMILAB-PUB-10-337-E; arXiv: 1008.5077.
12. *Petric M.* et al. (Belle Collaboration) // Phys. Rev. D. 2010. **81**. P. 091102; arXiv: 1003.2345.
13. *Auber B.* et al. (BaBar Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2004. **93**. P. 191801.
14. *Abt I.* et al. (HERA-B Collaboration) // Phys. Lett. B. 2004. **596**. P. 173.
15. *Acosta D.* et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. 2003. **68**. P. 091101R.
16. *Pripstein D.* et al. (E789 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2000. **61**. P. 032005.
17. *Aitala E.M.* et al. (E791 Collaboration) // Phys. Lett. B. 1999. **462**. P. 401.
18. *Adamovic M.I.* et al. (BEATRICE Collaborartion) // Phys. Lett. B. 1997. **408**. P. 469.
19. *Alexopoulos T.* et al. (E771 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1996. **77**. P. 2380.
20. *Freyberger A.* et al. (CLEO Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1996. **76**. P. 3065; 1996. **77**. P. 2147.
21. *Adamovic M.I.* et al. (BEATRICE Collaborartion) // Phys. Lett. B. 1995. **353**. P. 563.
22. *Kodama K.* et al. (E653 Collaboration) // Phys. Lett. B. 1995. **345**. P. 85.
23. *Mishra C.S.* et al. (E789 Collaboration) // Phys. Rev. D. 1994. **50**. P. R9.
24. *Albrecht H.* et al. (ARGUS Collaboration) // Phys. Lett. B. 1988. **209**. P. 380.
25. *Louis W.C.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 1027.
26. *Auber J.J.* et al. (EMC Collaboration) // Phys. Lett. B. 1985. **155**. P. 461.
27. *Ehret K.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2000. **446**. P. 190.
28. *Bauer C.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. **501**. P. 39.
29. *Albrecht H.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. **555**. P. 310.
30. *Arino I.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2000. **bf 453**. P. 289.
31. *Zoccoli A.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2000. **446**. P. 246.
32. *Arefev A.* et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. **48**. P. 1059.
33. *Balagura V.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2002. **494**. P. 526.
34. *Feldman G.J., Cousins R.D.* // Phys. Rev. D. 1998. **57**. P. 3873.

35. *Ammar R.* et al. (LEBC-MPS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1988 **61**. P. 2185.
36. *Kodama K.* et al. (E653 Collaboration) // Phys. Lett. B. 1991. **263**. P. 573.
37. *Schub M.H.* et al. (E789 Collaboration) // Phys. Rev. D. 1995. **52**. P. 1307.
38. *Alexopoulos T.* et al. (E771 Collaboration) // Phys. Rev. D. 1997. **55**. P. 3927.
39. *Hill G.C.* // Phys. Rev. D. 2003. **67**. P. 118101.
40. *Alves Jr. A.A.* et al. (LHCb Collaboration) // J. Instrum. (JINST) 2008. **3**. S08005.
41. *Moneta L.* et al. // Proc. 13th Intern. Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT2010). February 22–27, 2010, Jaipur (India). **057**; arXiv: 1009.1003.
42. *Cowan G., Cranmer K., Gross E., Vitells O.* // Eur. Phys. J. C. 2011. **71**. P. 1554; arXiv: 1007.1727.

**Searches for rare decay  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$**

**D. Yu. Goloubkov<sup>a</sup>, V. Yu. Egorychev<sup>b</sup>, Yu. M. Zaitsev**

*A. I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, Bol. Cheremushkinskaya 25, Moscow 117218, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup> dimgol@mail.desy.de, <sup>b</sup> victor.egorychev@cern.ch.*

Studies of rare charm decays allow to check the Standard Model and search for New Physics. We review the progress made over past 10 years in the searches for Flavour Changing Neutral Current decay  $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  by experiments with proton-nucleus and proton-proton collisions.

*Keywords:* rare decays, flavour-changing neutral currents, FCNC, charmed mesons.

*PACS:* 12.15.Mm, 13.20.Fc, 14.40.Lb, 11.30.Hv, 12.60.-i.

*Received 31 May 2013.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2013).

**Сведения об авторах**

1. Голубков Дмитрий Юрьевич — науч. сотрудник; e-mail: dimgol@mail.desy.de.
2. Егорычев Виктор Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, нач. отделения; тел.: (499) 127-08-35, e-mail: victor.egorychev@cern.ch.
3. Зайцев Юрий Михайлович — доктор физ.-мат. наук; нач. лаборатории; тел.: (499) 789-66-75, e-mail: zaitsev@itep.ru.