

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТЭВАТРОНЕ

С. П. Денисов¹, А. А. Шукин

Институт физики высоких энергий НИЦ «Курчатовский институт», Протвино

Обсуждаются наиболее важные результаты по поиску бозона Хиггса, изучению свойств t -кварка, измерению массы W -бозона, исследованию мезонных и барионных состояний с b -кварками, поиску «новой физики» за пределами Стандартной модели, полученные сотрудничествами D0 и CDF в 2011–2012 гг. Проводится их сравнение с результатами экспериментов на LHC.

The most important results obtained by the D0 and CDF collaborations in 2011–2012 on a search for the Higgs boson, studying properties of the t -quark, measuring the W -boson mass, studying meson and baryon states with the b -quarks, and a search for «New Physics» beyond the Standard Model are discussed. A comparison with the experimental results from the LHC is given.

PACS: 16.65.Na; 14.20.Mr; 14.40.Nd; 14.70.Fm; 14.80.-j

ВВЕДЕНИЕ

На 3-х Черенковских чтениях нами были представлены результаты [1], полученные в 2009–2010 гг. в эксперименте D0 на протон-антипротонном коллайдере тэватрон (Фермилаб) при энергии 1,96 ТэВ в с.ц.м. Как известно, 30 сентября 2011 г. тэватрон был остановлен. К этому времени на установках D0 [2] и CDF [3], которые представляют собой многоцелевые спектрометры с соленоидальным магнитом, окруженным герметичной калориметрией и мюонными детекторами, была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости 11 фб^{-1} . В 2011–2012 гг. сотрудничества D0 и CDF продолжили активную работу по анализу зарегистрированных событий. При этом основными направлениями исследований были поиск бозона Хиггса, изучение характеристик t -кварка и частиц с b -кварками, измерение массы W -бозона, проверка Стандартной модели (СМ) и поиск новых частиц и явлений, не предсказываемых СМ. Ниже приведены некоторые наиболее интересные результаты этих исследований, полученные до середины 2012 г.

¹E-mail: Sergey.Denisov@ihep.ru

1. ПОИСК БОЗОНА ХИГГСА

Поиск бозона Хиггса H , отвечающего в СМ за образование масс других фундаментальных частиц, всегда был одной из основных задач экспериментов на тэватроне. Нижний предел на массу m_H бозона Хиггса был установлен в опытах на e^+e^- -коллайдере LEP. Он составляет $114,4 \text{ ГэВ}/c^2$ [4] на уровне достоверности $CL = 95\%$. Эксперименты, выполненные на ЛНС в 2011 г., показали, что m_H скорее всего находится между 116 и $127 \text{ ГэВ}/c^2$ [5, 6]. Если это так, то на тэватроне бозон Хиггса должен рождаться совместно с W - и Z -бозонами и распадаться, главным образом, на b - и \bar{b} -кварки [7, 8].

В 2012 г. в экспериментах D0 и CDF был проведен поиск таких событий в интервале m_H от 100 до $150 \text{ ГэВ}/c^2$. Их сигнатурой является наличие в конечном состоянии заряженных лептонов и/или недостающей поперечной энергии от распадов W и Z и адронных струй от распадов b - и \bar{b} -кварков. Процедуры отбора и моделирования событий и полученные результаты описаны в работе [9]. На рис. 1, взятом из работы [9], показаны вероятности того, что наблюдаемые и ожидаемые события при данном значении m_H являются фоном. Из рисунка следует, что в экспериментах D0 и CDF наблюдается заметный избыток событий по сравнению с ожидаемым фоном. Основная доля этих событий находится в интервале масс 120 – $135 \text{ ГэВ}/c^2$, а наибольшее локальное превышение, соответствующее $3,3$ стандартным отклонениям, приходится на $m_H = 135 \text{ ГэВ}/c^2$. Глобальная значимость превышения в интервале $115 < m_H < 150 \text{ ГэВ}/c^2$ с учетом разрешения по массе $\sim 15\%$ составляет $3,1\sigma$. Приведенные результаты интерпретируются как указание на образование новой частицы, рождающейся ассоциативно с W и Z и распадающейся на пару $b\bar{b}$, характеристики которой совпадают с ожидаемыми для бозона Хиггса.

В эксперименте ATLAS также наблюдается значительное превышение событий над СМ фоном в интервале масс 122 – $131 \text{ ГэВ}/c^2$ со значимостью $5,9\sigma$ [10]. Глобальная значимость превышения для всего исследованного интервала 110 – $600 \text{ ГэВ}/c^2$ равна $5,1\sigma$. Полученные на установке ATLAS результаты интерпретируются сотрудничеством как указание на открытие новой частицы с массой $(126,0 \pm 0,4 (\text{стат.}) \pm$

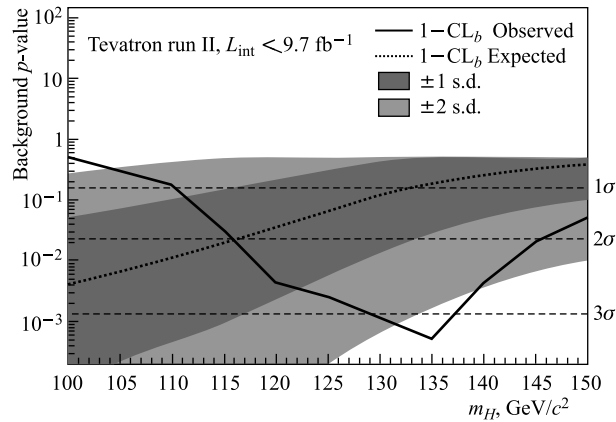


Рис. 1. Вероятность $p(m_H) = 1 - CL_b$ того, что наблюдаемое и ожидаемое числа событий являются фоном

+0,4 (сист.) ГэВ/ c^2 , свойства которой близки к свойствам бозона Хиггса. В эксперименте CMS также наблюдается рождение новой частицы со свойствами бозона Хиггса и массой $(125,3 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 0,5 \text{ (сист.)})$ ГэВ/ c^2 [11]. Локальная значимость результата — $5,8\sigma$, глобальная — $4,6$ ($4,5$) σ для интервала масс 115–130 (110–145) ГэВ/ c^2 .

Поскольку используется практически вся имеющаяся статистика, полученная на установках D0 и CDF, дальнейшее уточнение результатов по поиску бозона Хиггса возможно только за счет совершенствования программ обработки и анализа данных. И эта работа ведется. В экспериментах ATLAS и CMS набор статистики будет продолжаться еще несколько месяцев, и в ближайшее время можно ожидать новых, статистически более обеспеченных результатов с этих установок.

Как уже отмечалось, эксперименты на тэватроне чувствительны, в первую очередь, к распадам $H \rightarrow b\bar{b}$, в то время как полученные в экспериментах ATLAS и CMS результаты определяются главным образом регистрацией распадов $H \rightarrow \gamma\gamma, ZZ^*$ и WW^* [10, 11]. Таким образом, в экспериментах на тэватроне определяется константа связи бозона Хиггса с b -кварками, а на ЛHC — с γ, W и Z , так что исследования на тэватроне и ЛHC в определенной степени дополняют друг друга.

2. ФИЗИКА t -КВАРКА

2.1. Парное рождение t -кварков. Топ-кварк — последний кварк SM — был открыт в экспериментах CDF [12] и D0 [13] в 1995 г. Его масса оказалась близкой к 170 ГэВ/ c^2 . При такой массе в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при энергии 1,96 ТэВ в с.ц.м. происходит в основном парное рождение $t\bar{t}$ в результате аннигиляции кварков (81 %) или слияния глюонов (19 %) [14, 15] (рис. 2). $t\bar{t}$ -кварк распадается почти исключительно на $W + b$ ($W + \bar{b}$), распады которых в свою очередь приводят к появлению в конечном состоянии пар $e\bar{e}$, $e\mu$, $\mu\mu$ с вероятностью $\sim 4\%$, $e +$ струи и $\mu +$ струи с вероятностью $\sim 30\%$ и только адронных струй с вероятностью $\sim 46\%$. Остальные каналы распада содержат τ -лептон.

Сечения рождения $t\bar{t}$, измеренные в эксперименте D0 для различных каналов их распада, хорошо согласуются между собой [1]. Усредненное по всем каналам распада сечение составляет $\sigma = 7,56_{-0,56}^{+0,63}$ пб [16] для массы t -кварка 172,5 ГэВ/ c^2 (указанные ошибки включают как статистические, так и систематические погрешности). Оно не противоречит вычислениям по КХД в NLO-приближении: $\sigma = 6,41_{-0,42}^{+0,61}$ пб [17] и $\sigma = 7,46_{-0,67}^{+0,48}$ пб [18] и согласуется с результатом эксперимента CDF [19]. Приведенные результаты получены на статистике, соответствующей примерно половине набранной интегральной светимости. Таким образом, при обработке всего массива зарегистрированных событий статистическая погрешность сечений $\sigma(t\bar{t})$ может быть заметно уменьшена.

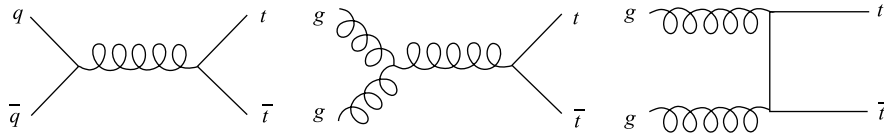


Рис. 2. Примеры диаграмм парного рождения t -кварков в протон-антипротонных взаимодействиях

2.2. Одиночное рождение t -кварка. Одиночное рождение t -кварка было зарегистрировано в экспериментах на тэватроне в 2009 г. [20,21]. Оно происходит за счет электрослабого взаимодействия. Фейнмановские диаграммы, соответствующие образованию t -кварка в s -, t - и tW -каналах, показаны на рис.3. Расчеты сечений для различных каналов, выполненные в рамках КХД в NLO-приближении для массы t -кварка $m_t = 172,5 \text{ ГэВ}/c^2$, дали следующие результаты [22]: $\sigma_s = (1,04 \pm 0,04)$, $\sigma_t = (2,26 \pm 0,12)$ и $\sigma_{tW} = (0,28 \pm 0,06)$ пб. Таким образом, сечение для tW -канала ожидается малым по сравнению с s - и t -каналами.

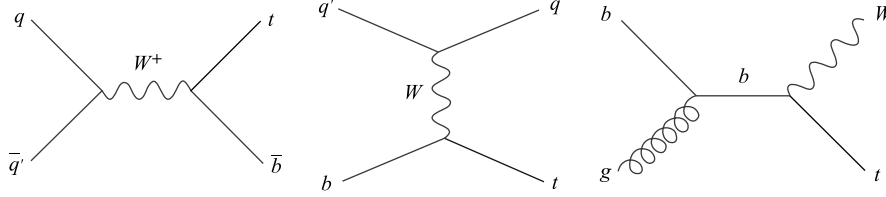


Рис. 3. Диаграммы одиночного образования t -кварка

Результаты измерения сечений одиночного рождения t -кварка в экспериментах D0 и CDF для различных конечных состояний хорошо согласуются между собой. Их усредненные значения собраны в таблице. Они не противоречат приведенным выше теоретическим оценкам.

Результаты измерения сечений одиночного рождения t -кварка (в пикобарнах) в различных каналах в экспериментах D0 и CDF [19, 23, 24]

Сечение	D0 ($5,4 \text{ фб}^{-1}$)	CDF ($7,5 \text{ фб}^{-1}$)
σ_t	$2,86^{+0,69}_{-0,63}$	$1,49^{+0,47}_{-0,42}$
σ_s	$0,68^{+0,38}_{-0,35}$	$1,81^{+0,63}_{-0,58}$
σ_{s+t}	$3,43^{+0,73}_{-0,74}$	$3,04^{+0,57}_{-0,53}$

Полученные данные позволили установить прямые ограничения на элемент матрицы СКМ: $|V_{tb}| > 0,81$ (CL = 95 %) и $|V_{tb}| > 0,78$ (CL = 95 %) или $0,96 \pm 0,09$ (стат.+сист.) $\pm 0,05$ (теор.) в экспериментах D0 и CDF соответственно. Приведенные в данном разделе результаты основаны на обработке статистики, соответствующей интегральной светимости $5,4 \text{ фб}^{-1}$ (D0) и $7,5 \text{ фб}^{-1}$ (CDF). Таким образом, есть еще резерв для уменьшения погрешностей сечений.

2.3. Масса и разность масс t - и \bar{t} -кварков. Масса t -кварка является фундаментальной константой теории, которая определяется из опыта. Она может быть использована, в частности, для тестирования внутренней согласованности СМ путем проверки соотношений между параметрами теории, в которые входит m_t (см. ниже).

История измерения массы t -кварка на тэватроне изложена в работе [25]. Ее значения, найденные в экспериментах D0 и CDF для различных конечных состояний, хорошо согласуются между собой. Наиболее точное значение m_t , полученное в результате объединения данных D0 и CDF [25], равно

$$m_t = (173,18 \pm 0,56 \text{ (стат.)} \pm 0,75 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}/c^2 \quad \text{или} \quad m_t = (173,18 \pm 0,94) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Таким образом, относительная ошибка в определении m_t составляет всего 0,54 %, что значительно меньше погрешностей измерения масс других кварков СМ. В определенной степени это связано с тем обстоятельством, что время жизни t -кварков много меньше времени их адронизации (см. ниже), и, не успев образовать связанные состояния, они распадаются независимо. Отметим также, что статистическая ошибка стала меньше систематической, и она может быть еще уменьшена, так как пока обработано немногим более половины статистики ($\sim 5,8 \text{ фб}^{-1}$). Систематическая погрешность также может быть уменьшена за счет совершенствования процедуры обработки данных, и суммарная погрешность оценки m_t на уровне 0,7 ГэВ/ c^2 , по-видимому, вполне достижима.

Объединение предварительных результатов экспериментов ATLAS и CMS по измерению массы t -кварка для различных конечных состояний при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ привело к величине [26]

$$m_t = (173,3 + 0,5 \text{ (стат.)} \pm 1,3 \text{ (сист.)}) \text{ ГэВ}/c^2,$$

которая хорошо согласуется с приведенным выше результатом, полученным на тэватроне.

Малость времени жизни t - и \bar{t} -кварков позволяет независимо измерить их массы и впервые реализовать уникальную возможность проверки СРТ-теоремы на кварковом уровне. СРТ-теорема устанавливает инвариантность законов Природы относительно одновременной замены частица \leftrightarrow античастица, инверсии координат (зеркального отражения пространства) и обращения времени. Она следует из самых общих принципов квантовой теории поля. Согласно этой теореме массы частиц и античастиц должны быть строго одинаковы. СРТ-теорема неоднократно проверялась с очень высокой точностью [27]. Ее проверка путем сравнения масс t - и \bar{t} -кварков дала следующие результаты:

$$\text{D0 [28]: } \Delta m_{t\bar{t}} = (0,84 \pm 1,87) \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$\text{CDF [29]: } \Delta m_{t\bar{t}} = (-3,3 \pm 1,7) \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$\text{CMS [30]: } \Delta m_{t\bar{t}} = (-0,44 \pm 0,53) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Таким образом, пока справедливость СРТ-теоремы подтверждается и на кварковом уровне.

2.4. Время жизни t -кварка. Время жизни τ любой частицы, связанное с шириной массового спектра Γ соотношением $\tau = \hbar/\Gamma$, является ее важнейшей характеристикой. СМ в NLO-приближении дает следующую оценку ширины массового спектра t -кварка: $\Gamma_t = 1,33 \text{ ГэВ}/c^2$ [31, 32], что соответствует $\tau_t = 5 \cdot 10^{-25} \text{ с}$.

Первое экспериментальное ограничение на время жизни t -кварка было получено в эксперименте CDF путем измерения его пробега при помощи кремниевого микрострипового детектора: $\tau_t < 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ [33]. Для определения τ_t по ширине массового спектра t -кварка разрешение экспериментальной установки по массе должно быть значительно меньше 1,3 ГэВ/ c^2 , но на современных установках оно заметно хуже. Тем не менее, в эксперименте CDF были получены следующие ограничения на величину τ_t [34]: $\tau_t < 7,6 \text{ ГэВ}$ при уровне достоверности $\text{CL} = 95 \%$ или $0,3 < \Gamma_t < 4,4 \text{ ГэВ}$ ($\text{CL} = 68 \%$).

В эксперименте D0 для оценки Γ_t использовалось измеренное сечение одиночного рождения t -кварка через слияние W -бозона и b -кварка (рис. 3). Сечение такого процесса должно быть пропорционально $\Gamma_t(t \rightarrow Wb)$. В качестве коэффициента пропорциональности использовалось теоретическое отношение $\Gamma_t(t \rightarrow Wb)/\sigma(t\text{-канал})$, рассчитанное

по СМ. Таким методом с поправкой на вероятность распада ($t \rightarrow Wb$) было получено [32]: $\Gamma_t = (2,0 \pm 0,4)$ ГэВ или $\tau_t = 3,3_{-0,7}^{+0,9} \cdot 10^{-25}$ с, что не противоречит предсказаниям СМ. За столь малое время жизни t -кварк успевает пролететь всего $\sim 0,01$ фм, что на 2 порядка величины меньше размеров протона. То есть на тэватроне $t\bar{t}$ -кварки, как правило, рождаются и умирают внутри протона (антипротона), не успев образовать мезонные или барионные связанные состояния между собой или с другими кварками.

2.5. Асимметрия «вперед-назад» в образовании t - и \bar{t} -кварков. Асимметрия вылета кварков «вперед-назад» характеризуется величиной

$$A_{\text{FB}} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)},$$

где $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$ — разность быстрот t - и \bar{t} -кварков.

Расчеты по КХД в NLO-приближении дают для A_{FB} величину 6,6%. Последний результат эксперимента CDF [34] $A_{\text{FB}} = (16,2 \pm 4,7)\%$ (указанная ошибка — статистическая), полученный при анализе конечных состояний e/μ + струи на статистике $8,7 \text{ фб}^{-1}$, отличается от теоретического значения на 2 стандартных отклонения. В этом же эксперименте наблюдается зависимость A_{FB} от эффективной массы $t\bar{t}$ (рис. 4).

В эксперименте D0 для конечных состояний «заряженный лептон + по крайней мере 4 струи» получено значение [35] $A_{\text{FB}} = (19,7 \pm 6,5)\%$, которое также отличается от предсказаний СМ на 2σ . Усредненное по данным CDF и D0 значение асимметрии равно

$$A_{\text{FB}}(\text{D0} + \text{CDF}) = (17,4 \pm 3,8)\%.$$

Оно почти на 3σ превышает теоретическую величину.

В эксперименте D0 асимметрия «вперед-назад» в образовании $t\bar{t}$ определялась также только по быстрой лептона в области быстрот $y_l < 1,5$, и для нее получено значение $A_{\text{FB}}^l = (15,2 \pm 4,0)\%$, которое на $3,3\sigma$ отличается от расчетной величины 2,1%. В эксперименте D0 не наблюдается зависимость A_{FB} от $M_{t\bar{t}}$.

Таким образом, в экспериментах на тэватроне по измерению асимметрии образования t - и \bar{t} -кварков «вперед-назад» наблюдается противоречие $\sim 3\sigma$ с предсказаниями СМ, причина которого пока не ясна.

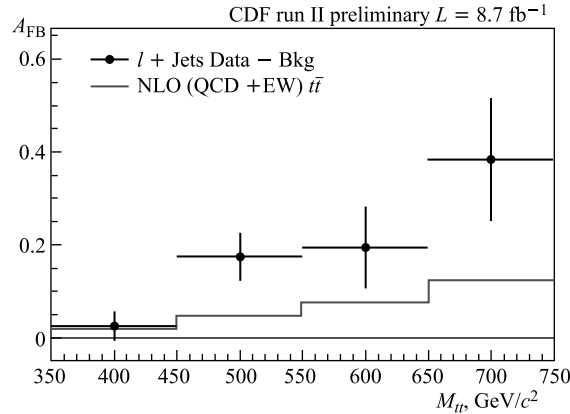


Рис. 4. Зависимость асимметрии A_{FB} от эффективной массы пары $t\bar{t}$

3. МАССА W -БОЗОНА

Масса W -бозона m_W является одним из основных параметров СМ. Через радиационные поправки Δr она зависит от m_t и m_H :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}} \frac{1}{\sin\theta_W\sqrt{1-\Delta r}}.$$

Таким образом, зная m_t и m_W , можно получить ограничения на m_H . Проблема состоит в том, что Δr зависит от m_t квадратично, а от m_H — логарифмически, и для одинакового вклада в погрешность массы бозона Хиггса относительная ошибка m_W должна быть примерно в 200 раз меньше соответствующей погрешности m_t .

Наиболее точные данные по массе W -бозона получены в экспериментах D0 и CDF путем регистрации распадов $W \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$) и сравнения измеренных распределений по поперечным импульсу и массе лептона l и по недостающим поперечным энергии или импульсу с расчетами методом Монте-Карло, в которых масса W является параметром. Для проверки и настройки программ Монте-Карло этот подход использовался также для соответствующих распределений распада $Z \rightarrow l^+l^-$ (масса Z -бозона известна с точностью 2,1 МэВ/ c^2 из экспериментов на LEP [27]).

Последние данные, полученные в экспериментах D0 и CDF на статистике, соответствующей интегральной светимости 2,2 фб $^{-1}$ (CDF) и 4,4 фб $^{-1}$ (D0), позволили определить m_W с полной ошибкой 16 МэВ/ c^2 [36]:

$$m_W = (80387 \pm 16) \text{ МэВ}/c^2.$$

С учетом результатов экспериментов на LEP-2 ($m_W = 80376 \pm 33$) мировое среднее значение m_W составляет:

$$m_W = (80385 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2.$$

Эта величина приводит к следующей оценке массы бозона Хиггса, полученной путем глобального фитирования параметров СМ [37]:

$$m_H = 94^{+29}_{-24} \text{ ГэВ}/c^2 \text{ (CL} = 68 \text{ \%)},$$

которая не противоречит экспериментальным результатам, приведенным в разд. 2. Указанные ошибки определяются в основном погрешностями в измерении m_W . Можно надеяться, что дальнейшая обработка данных, в первую очередь в эксперименте CDF, в котором обработано только около 20 % статистики, и уменьшение систематических неопределенностей позволит довести ошибку в массе W -бозона до величины, меньшей 10 МэВ/ c^2 .

4. ФИЗИКА b -КВАРКОВ

В $p\bar{p}$ -взаимодействиях на тэватроне рождается около миллиарда пар $b\bar{b}$ -кварков в сутки, что позволило выполнить детальные исследования мезонных и барионных состояний с b -кварками, включая измерения их масс и времен жизни, изучение осцилляций B_s -мезонов и нарушения СР-инвариантности в их распадах, поиск редких распадов. Полученные результаты представлены в более 100 публикациях. Ниже рассматриваются наиболее важные из них.

погрешности, связанные с возможной асимметрией установки. В эксперименте на статистике, соответствующей интегральной светимости 9 фб^{-1} , получено значение [41]

$$A_{\text{sl}}^b = (-0,787 \pm 0,172 \text{ (стат.)} \pm 0,093 \text{ (сист.)}) \%,$$

которое на 3,9 стандартных отклонения отличается от близкого к нулю предсказания СМ $A_{\text{sl}}^b(\text{СМ}) = -0,028_{-0,006}^{+0,005} \%$.

Отличие асимметрии A_{sl}^b от нуля интерпретируется как нарушение СР-инвариантности при смешивании. Этот результат не противоречит другим измерениям нарушения СР-инвариантности при смешивании и в распадах нейтральных B -мезонов.

Большая величина A_{sl}^b может указывать на существование «новой физики», в рамках которой, возможно, удастся объяснить наблюдаемую асимметрию вещества и антивещества во Вселенной. Отрицательное значение A_{sl}^b как раз показывает, что вероятность образования вещества (μ^-) больше, чем антивещества (μ^+).

4.3. Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Распад B_s^0 -мезона на пару мюонов идет через нейтральный ток с изменением аромата кварка. В СМ такие процессы запрещены в первом порядке, и поэтому указанный распад имеет очень малую вероятность $\text{BR} = (3,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ [42]. Но различные расширения СМ, например МССМ, дают значительно большие значения BR [43], и, таким образом, измерение вероятности данного распада может дать указание на существование «новой физики» за пределами СМ.

В эксперименте CDF на полной статистике 11 фб^{-1} для $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ получены значения [44] $\text{BR} = (1,3_{-0,7}^{+0,9}) \cdot 10^{-8}$ или $\text{BR} < 4,6 \cdot 10^{-9}$ (95 % CL). Эксперимент D0 дал следующий результат [45]: $\text{BR} < 5,1 \cdot 10^{-8}$ (95 % CL). Эксперимент CDF полностью исчерпал имеющиеся данные. Результат D0 основан на обработке статистики, соответствующей $6,1 \text{ фб}^{-1}$, и поэтому он может быть еще улучшен. Тем не менее ясно, что в экспериментах на тэватроне вряд ли удастся достичь до уровня BR , который предсказывается СМ.

5. НОВАЯ ФИЗИКА

Несмотря на то, что пока нет явных (со значимостью $\gg 3\sigma$) противоречий между экспериментальными результатами и предсказаниями СМ, есть основания полагать, что СМ есть лишь «низкоэнергетическое» приближение к более общей теории частиц. Существует целый ряд теоретических подходов к расширению СМ. Поиск их проявлений — одна из основных задач исследований на тэватроне.

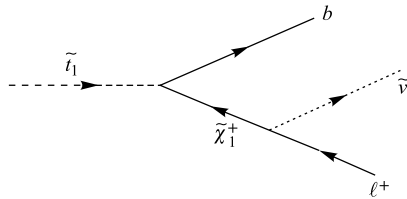


Рис. 6. Диаграмма трехчастичного распада скалярного t -кварка

5.1. Поиск парного образования скалярных t -кварков. Суперсимметрия — одно из наиболее популярных расширений СМ. В этой теории каждому фермиону СМ сопоставляется суперсимметричный бозон, а каждому бозону СМ — суперсимметричный фермион. При определенных значениях параметров теории и при условии сохранения R -четности легчайший скалярный t -кварк может быть достаточно легким и рождаться на тэватроне парами через слияние глюонов или аннигиляцию кварков.

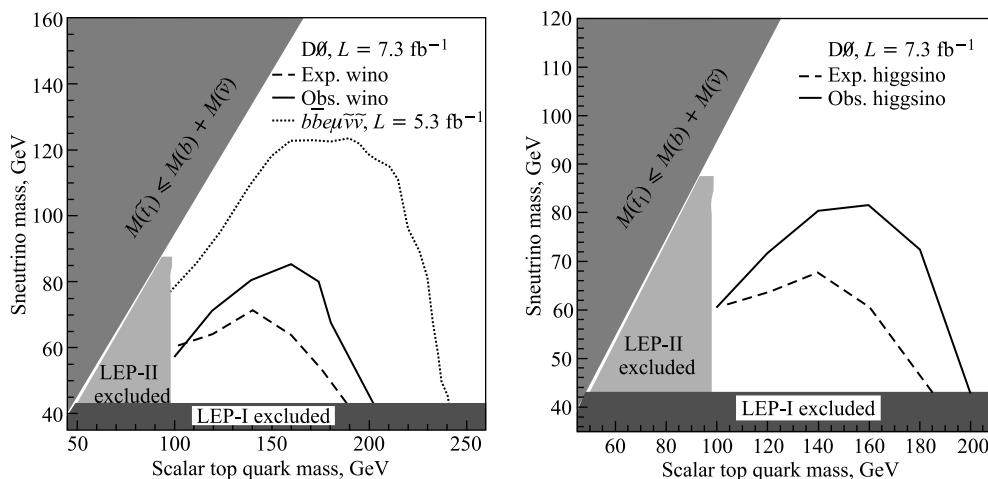


Рис. 7. Ограничения на массу скалярного t -кварка при $CL = 95\%$ в зависимости от массы sneutrino для хиггсино- и виноподобных чарджино

В эксперименте D0 [46] был проведен поиск парного рождения скалярных t -кварков, распадающихся в основном через виртуальное чарджино, которое может быть хиггсино- или виноподобным (рис. 6). Таким образом, в конечном состоянии должен присутствовать заряженный лептон и наблюдаться недостающая поперечная энергия. Ограничения на массу скалярного t -кварка, полученные в эксперименте, показаны на рис. 7.

5.2. Поиск универсальных дополнительных измерений. Существование дополнительных пространственных измерений, предсказываемых некоторыми расширениями СМ, могло бы решить некоторые проблемы СМ, в частности, проблему иерархии. В моделях с универсальными дополнительными измерениями (UED) эти измерения доступны для всех полей СМ. В UED частицам СМ сопоставляется набор частиц Калуцы–Клейна (КК). Легчайшая КК-частица должна быть стабильной, что делает ее кандидатом на роль «темной материи» во Вселенной.

В эксперименте D0 [47] был проведен поиск КК-частиц в предположении, что существует только одно универсальное дополнительное измерение (модель mUED). КК-частицы рождаются, как правило, парами и распадаются каскадно (рис. 8).

Таким образом, в конечном состоянии может наблюдаться до четырех лептонов и недостающая поперечная энергия. Однако поперечный импульс некоторых лептонов может оказаться ниже порога регистрации. Поэтому в настоящей работе требовалось наличие в конечном состоянии лишь двух мюонов одного знака и недостающей поперечной энергии. На рис. 9 показаны полученные ограничения на сечения образования КК-частиц в зависимости от обратного радиуса компактификации дополнительного измерения R^{-1} .

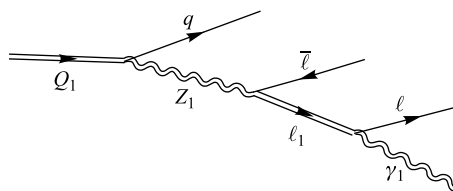


Рис. 8. Диаграмма каскадного распада КК-частиц

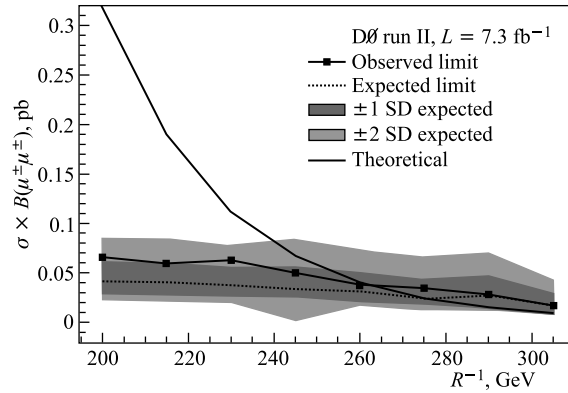


Рис. 9. Ограничения на сечения образования КК-частиц ($CL = 95\%$) в зависимости от обратного радиуса компактификации дополнительного измерения R^{-1}

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошел почти год с момента остановки тэватрона. Все это время сотрудничества D0 и CDF вели активную обработку набранной статистики и получили много новых важных результатов. Наиболее интересными среди них являются: наблюдение со значимостью $\sim 3\sigma$ хиггсоподобной частицы, распадающейся на пару $b\bar{b}$, прецизионное определение фундаментальных констант СМ — масс W -бозона и t -кварка, измерение пространственной асимметрии в рождении t - и \bar{t} -кварков и зарядовой асимметрии в образовании мюонных пар $\mu^-\mu^-$ и $\mu^+\mu^+$. Последние два результата более чем на 3 стандартных отклонения отличаются от предсказаний СМ. По целому ряду направлений исследований обработано лишь 20–30% накопленной за время работы тэватрона информации, и нет сомнения, что в ближайшее время сотрудничества D0 и CDF порадуют физиков интересными открытиями.

Авторы благодарны Д. С. Денисову, А. К. Лиходеду и Д. А. Стояновой, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд полезных замечаний, и Т. З. Гуровой за подготовку доклада к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов С. П., Шукин А. А. // III Черенковские чтения: новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц (Москва, ФИАН, 6 апреля 2010 г.): Сб. ст. М.: ФИАН, 2010. С. 9.
2. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 565. P. 463.
3. Abulencia A. et al. (CDF Collab.) // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. P. 2457.
4. Stange A., Marciano W., Willenbrock S. // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 1354–1362; ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab. and the LEP Working Group for Higgs boson searches // Phys. Lett. B. 2003. V. 565. P. 61.
5. ATLAS Collab. // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 032003.
6. CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 26.

7. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 151803.
8. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Ibid. P. 151804.
9. Aaltonen T. et al. (CDF and D0 Collab.) // Ibid. P. 071804.
10. ATLAS Collab. // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1.
11. CMS Collab. // Ibid. P. 30.
12. Abe F. et al. (CDF Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2626.
13. Abachi S. et al. (D0 Collab.) // Ibid. P. 2632.
14. Frixione S., Webber B. R. The MCNLO 3.4 Event Generator. arXiv:0812.0770.
15. Pumplín J. et al. // JHEP. 2002. V. 0207. P. 012.
16. Schwanenberger C. (for the D0 Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
17. Ahrens V. et al. // JHEP. 2010. V. 9. P. 097; Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2010. V. 48. P. 205.
18. Moch S., Uwer P. // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 034003;
Langenfeld U. et al. // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 054009;
Aliev M. et al. // Comp. Phys. Commun. 2011. V. 182. P. 1034.
19. Corbo M. (for the CDF Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
20. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 092002.
21. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Ibid. P. 092001.
22. Kidonakis N. // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 114012.
23. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 112001.
24. Peters R. P. (for CDF and D0 Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
25. Aaltonen T. et al. (CDF and D0 Collab.). arXiv:1207.1069.
26. ATLAS and CMS Collab. Combination of ATLAS and CMS Results on the Mass of the Top Quark Using up to 4.9 fb^{-1} of Data. ATLAS-CONF-2012-095, CMS PAS TOP-12-001. 2012.
27. Nakamura K. et al. Review of Particle Physics // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2010. V. 37. P. 075021.
28. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 052005.
29. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 152001.
30. CMS Collab. arXiv:1204.2807, CMS-TOP-11-019. 2012.
31. Jezabek M., Kuhn J. H. // Nucl. Phys. B. 1989. V. 314. P. 1.
32. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 091104.
33. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.). FERMILAB Conf. Note 9104. 2006.
34. Youngdo Oh (for CDF Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
35. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 112005.
36. CDF and D0 Collab. arXiv:1204.0042.v2 [hep-ex]. 2012.
37. Kotwal A. (for the CDF Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
38. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 102001.
39. Gorelov I. V. (for the CDF Collab.). Доклад на 36-й Междунар. конф. ICHEP-2012, Мельбурн, июль 2012 г.
40. LHCb Collab. arXiv:1205.3452.v2 [hep-ex].

41. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 052007.*
42. *Buras A. J. et al. // JHEP. 2010. V. 10. P. 009.*
43. *Hamzaoni C., Toharia M. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 095005;*
Choudhury S. R., Gaur N. // Phys. Lett. 2000. V. 84. P. 228.
44. CDF Collab. web-site: www-cdf.fnal.gov
45. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Lett. B. 2010. V. 693. P. 539.*
46. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 578.*
47. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 131802.*