

ТОП-КВАРК ОТ ТЭВАТРОНА ДО LHC

Е. В. Храмов, В. А. Бедняков, Н. А. Русакович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. Н. Тоноян

Университет Бергена, Норвегия

ВВЕДЕНИЕ	217
ПЕРВЫЕ ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ t -КВАРКА	218
СИГНАТУРЫ РАСПАДА $t\bar{t}$ -ПАРЫ	219
ОТКРЫТИЕ ТОП-КВАРКА НА ТЭВАТРОНЕ	220
МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ t -КВАРКА НА ТЭВАТРОНЕ	225
ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ t -КВАРКА НА LHC	228
ФИЗИКА t -КВАРКА НА РАННЕЙ СТАДИИ РАБОТЫ LHC	236
ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА t -КВАРКА НА УСТАНОВКЕ ATLAS	237
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	239
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	240

ТОП-КВАРК ОТ ТЭВАТРОНА ДО LHC

Е. В. Храмов, В. А. Бедняков, Н. А. Русакович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. Н. Тоноян

Университет Бергена, Норвегия

Изложена история обнаружения в 1995 г. самой тяжелой элементарной частицы — t -кварка на ускорителе тэватрон с помощью установки CDF. Описаны основные каналы регистрации t -кварка и методы определения его массы. Обсуждается важность и стратегия измерения массы t -кварка в различных каналах распада $t\bar{t}$ -пары в с.п.м. на протон-протонном коллайдере LHC с энергией 14 ТэВ, начало работы которого ожидается в ближайшем будущем. Описаны исследования по физике t -кварка на самой ранней стадии работы ускорителя.

The history of discovering of the heaviest elementary particle — top-quark with CDF experiment at the tevatron collider in 1995 is stated. Main production channels and methods of top-quark mass measurement are described. The importance and strategics of the top-quark mass measurement in different decay channels of $t\bar{t}$ pair at proton–proton collider LHC with $\sqrt{s} = 14$ TeV, whose operation is expected to start in the nearest future, are discussed. Also, investigations in the early period of collider operation are described.

PACS: 14.65.На

ВВЕДЕНИЕ

Современной теорией элементарных частиц является Стандартная модель (СМ), которая основана на группе калибровочных симметрий $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. До настоящего времени она успешно описывает практически всю физику электрослабых взаимодействий и квантовую хромодинамику. Фермионы — элементарные частицы со спином $1/2$ — в СМ делятся на две группы: кварки и лептоны (табл. 1).

Топ-кварк был открыт в 1995 г. в экспериментах CDF и D0 на протон-антипротонном коллайдере — тэватроне (FNAL, США) [1]. Основные исследования, проведенные до настоящего времени, касались изучения кинематических свойств рождения t -кварка, определения его массы, возможных каналов распада, сечения рождения пары, а также электрического заряда.

Как видно из табл. 1, t -кварк — самый тяжелый из всех кварков. Кроме большой массы, он еще имеет очень малое время жизни ($\tau_t \sim 1/\Gamma_t \sim 0,5 \cdot 10^{-24}$ с) и, в отличие от других кварков, распадается настолько быстро,

что не успевают адронизоваться. По крайней мере, еще не зарегистрировано никаких адронов или связанных адронных состояний, содержащих t -кварк.

Таблица 1. Три поколения кварков и лептонов, их заряды, массы и третьи компоненты слабого изоспина (I_3) [25, 34]

Поколение	Кварки			Лептоны			I_3
	Символ	Заряд	Масса, МэВ/ c^2	Символ	Заряд	Масса, МэВ/ c^2	
1	u	+2/3	1,5–4	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$	+1/2
1	d	-1/3	4–8	e^-	-1	0,51	-1/2
2	c	+2/3	$(1,15-1,35) \cdot 10^3$	ν_μ	0	$< 0,19$	+1/2
2	s	-1/3	80–130	μ^-	-1	106	-1/2
3	t	+2/3	$(171,4 \pm 1,2 \pm 1,8) \cdot 10^3$	ν_τ	0	$< 0,18$	+1/2
3	b	-1/3	$(4,1-4,4) \cdot 10^3$	τ^-	-1	1777	-1/2

Эти специфические свойства t -кварка сильно затрудняют его изучение, поскольку, помимо существующих методов, выработанных для исследования остальных кварков, надо находить и использовать новые подходы и методы.

1. ПЕРВЫЕ ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ t -КВАРКА

Сразу же после открытия b -кварка в 1977 г. — кварка третьего поколения с зарядом $-1/3$ возникли гипотезы существования его партнера по слабому изоспиновому дублету — t -кварка. Первые предсказания массы t -кварка (см. рис. 1) были в области 20 ГэВ/ c^2 [2–4]. Возможность исследования в этой области масс появилась через два года на e^+e^- -коллайдере PETRA с максимальной энергией 46,8 ГэВ (DESY, Германия) [5–9]. Сразу в нескольких экспериментах, проведенных в 1979–1984 гг., его не обнаружили, но установили нижний предел для массы 23 ГэВ/ c^2 . Следующая попытка была сделана также на e^+e^- -коллайдере TRISTAN (Япония) с максимальной энергией 61,4 ГэВ. В результате сбора данных 1987–1990 гг. никаких доказательств существования t -кварка обнаружено не было, и нижний предел массы составил 30,2 ГэВ/ c^2 [10, 11]. В 1989 г. начали работать e^+e^- -ускорители LEP (CERN) и SLC (США) с энергией ~ 90 ГэВ. Искали события распада Z^0 -бозона на $t\bar{t}$ -кварковую пару. Но, опять же, был установлен только нижний предел массы в 45,8 ГэВ/ c^2 [12–15]. Также в середине 1980-х гг. проводились поиски t -кварка на адронном коллайдере $Spp\bar{S}$ с энергиями от 546 ГэВ в начале работы до 630 ГэВ. Поиски проводились в канале распада рождающегося W -бозона $p\bar{p} \rightarrow W^\pm \rightarrow t\bar{b}/\bar{t}b$. В результате был определен нижний предел массы 69 ГэВ/ c^2 [16]. В 1988 г. начались поиски t -кварка на установке CDF на адронном коллайдере тэватроне с энергией в с. п. м. 1,8 ГэВ.

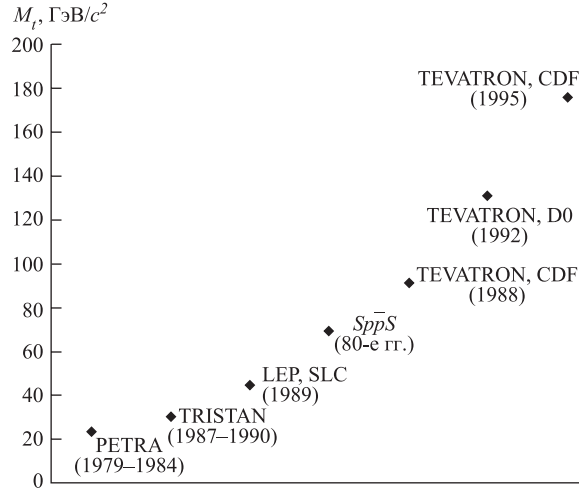


Рис. 1. Значения нижних пределов инвариантной массы t -кварка, определенных в различных экспериментах

Первоначально предполагалось, что масса t -кварка меньше суммарной массы W -бозона и b -кварка. Но позже, после установления нижнего предела сечения рождения tt -пары, был подсчитан нижний предел массы t -кварка, и он оказался выше суммарной массы W -бозона и b -кварка: $M_{\text{top}} > M_W + M_b = 91 \text{ ГэВ}/c^2$ [17,18]. В 1992 г. на этом же коллайдере начала работать установка D0, и был поставлен нижний предел $131 \text{ ГэВ}/c^2$ [19]. В 1995 г. глобальный фит данных в рамках СМ указал на значение $M_{\text{top}} \approx 178 \text{ ГэВ}/c^2$ [20].

2. СИГНАТУРЫ РАСПАДА $t\bar{t}$ -ПАРЫ

Так как величина элемента матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) $|V_{tb}| \sim 1$, то почти 100 % распадов t -кварка приходятся на моду $W + b$ -кварк. Ширина этого канала распада t -кварка имеет вид [42]

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = |V_{tb}|^2 \frac{G_F M_{\text{top}}^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{M_{\text{top}}^2}\right)^2 \times \left(1 + 2\frac{M_W^2}{M_{\text{top}}^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right], \quad (1)$$

где M_W — это масса W -бозона; G_F — постоянная Ферми; M_{top} — масса t -кварка; α_s — постоянная сильного взаимодействия. Таким образом, пространственно-временная картина (т.е. сигнатура) распада образующейся

в pp ($p\bar{p}$)-столкновениях $t\bar{t}$ -пары в значительной степени определяется распадами двух W -бозонов, которые, в свою очередь, могут распасться как по лептонному каналу (т.е. $W \rightarrow l\nu$), который с учетом вклада τ -лептонной пары составляет примерно 33 % всех распадов, так и по адронному каналу

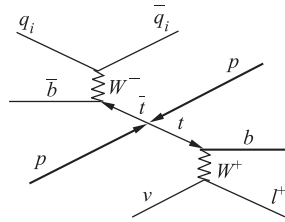


Рис. 2. Лептон-струйный канал распада $t\bar{t}$ -пары. При этом только электрон и мюон принимаются как лептоны

(т.е. $W \rightarrow qq'$), отвечающему ~ 67 % всех распадов $t\bar{t}$ -пары. Мода распада $t\bar{t}$ -пары, в которой один из W -бозонов распался по лептонному каналу, а другой по адронному $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(jj)$, называется «лептон-струйной» (см. рис. 10). Она составляет $\sim 43,5$ % от всех распадов $t\bar{t}$ -пар. Продуктами распада по этому каналу являются $b\bar{b}$ -кварковая пара, один заряженный лептон и пара легких кварков (т.е. кварков с массой меньше массы b -кварка). Порядка 46,2 % всех $t\bar{t}$ -пар распадается по мультиструйному каналу: $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(jj)(jj)$, когда оба W -бозона дают кварк-антикварковую пару. Остальные 10,3 % распадов приходятся на дилептонный канал, когда оба

W -бозона распадаются по лептонному каналу. В результате имеются два заряженных лептона и $b\bar{b}$ -кварковая пара: $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(l^-\bar{\nu})$ [41] (см. табл. 2).

Таблица 2. Вероятности и каналы распадов $t\bar{t}$ -пары [41]

Канал распада	Вероятность, %
$pp \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(jj)$	43,5
$pp \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(jj)(jj)$	46,2
$pp \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(l^-\bar{\nu})$	10,3

3. ОТКРЫТИЕ ТОП-КВАРКА НА ТЭВАТРОНЕ

В связи с тем, что масса t -кварка оказалась больше суммы масс W -бозона и b -кварка, необходимо было менять стратегию поиска t -кварков, так как использованные ранее критерии отбора, ориентированные на другие конечные состояния от распада t -кварков, уже не подходили [36]. Для этого на установке CDF была проведена модернизация — добавлен кремниевый вершинный детектор SVX II, триггер к которому был сделан сотрудниками ОИЯИ [43–47], что позволило достичь точности восстановления вторичных вершин b -адронов порядка 130 мкм (см. рис. 3).

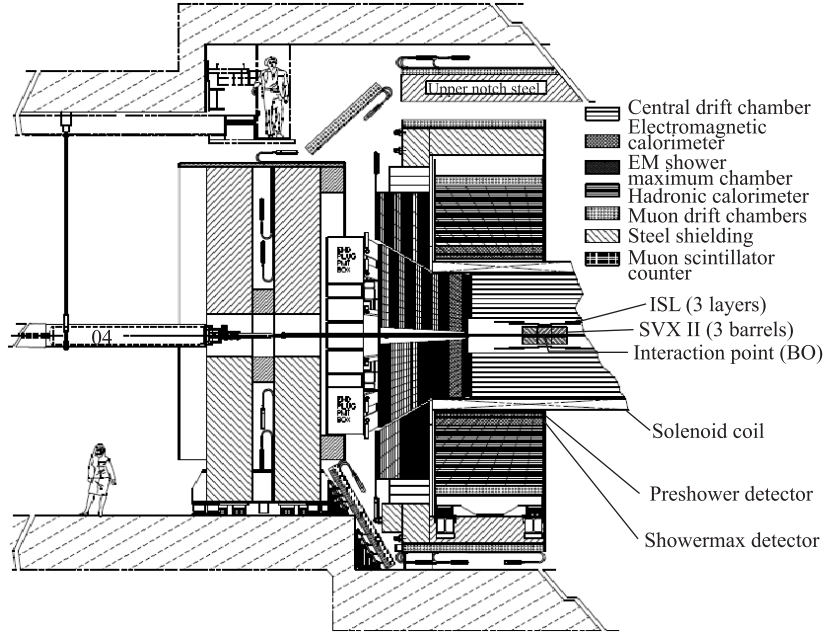


Рис. 3. Установка CDF II [34]

Для выделения дилептонного канала распада $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(l^-\bar{\nu})$ и максимального подавления соответствующих ему фоновых событий были выбраны новые критерии отбора событий:

1. В дилептонном событии должны присутствовать два противоположно заряженных лептона с поперечными импульсами $p_T > 20$ ГэВ/с.
2. Должен быть один изолированный электрон с $E_T > 20$ ГэВ или один изолированный мюон с $p_T > 20$ ГэВ/с в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 1,0$.
3. Необходимо иметь две адронные струи с $p_T > 10$ ГэВ/с в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 2,4$.
4. Потерянная поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию $E_T^{\text{miss}} > 25$ ГэВ.
5. Если $E_T^{\text{miss}} < 50$ ГэВ, то азимутальный угол между E_T^{miss} и ближайшим лептоном или адронной струей должен быть меньше 20° .
6. Отбрасываются также события с e^+e^- - или $\mu^+\mu^-$ -парой, когда инвариантная масса этой пары удовлетворяет условию $75 < M_{ll} < 105$ ГэВ/с².

Третий критерий в этом списке, например, позволил уменьшить фон в четыре раза, сохранив при этом 84 % «сигнальных» событий с массой $M_{\text{top}} =$

160 ГэВ/ c^2 . Пятый критерий редуцирует вклад фоновых событий от распада Z -бозона $Z \rightarrow \tau\tau$. Ни одного дилептонного события с e^+e^- - или $\mu^+\mu^-$ -парой не было выделено по этим критериям и только два события с $e\mu$ -парой.

Лептон-струйный канал $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(jj)$ в эксперименте CDF выделяли по следующим критериям:

1. В лептон-струйном событии должен быть один изолированный лептон с $p_T > 20$ ГэВ/ c^2 в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 1,0$.
2. Потерянная поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию $E_T^{\text{miss}} > 20$ ГэВ.
3. Отбрасываются события с e^+e^- - или $\mu^+\mu^-$ -парой, когда инвариантная масса пары находится в интервале $70 < M_{ll} < 110$ ГэВ/ c^2 .
4. В событии присутствует некоторое количество адронных струй N_{jet} с $E_T \geq 15$ ГэВ в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 2,0$.

Эти критерии позволяют выделить W -бозон, распавшийся по лептонному каналу в сопровождении нескольких адронных струй. Отношение сигнала к фону в значительной степени увеличивается при $N_{\text{jet}} \geq 3$. В данном случае основной фоновый вклад дают события, содержащие W -бозон и адронные струи. Эти фоновые события подавляются почти в 400 раз, при этом остается $\sim 75\%$ от общего числа лептон-струйных $t\bar{t}$ -событий. Таким образом, как видно из табл. 3, дальнейший анализ проводился с 52 лептон-струйными событиями, оставшимися после применения критериев отбора, содержащими W -бозон и три и более адронные струи.

Таблица 3. Количество событий, прошедших критерии отбора лептон-струйного канала, с изолированным электроном, изолированным мюоном и их сумма при разной множественности адронных струй. В последней колонке — предсказания Монте-Карло-программы VECBOS [36, 48]

Кол-во адронных струй N_{jet}	Электрон	Мюон	Электрон и мюон	VECBOS
0	10663	6264	16927	...
1	1058	655	1713	$1571 \pm_{227}^{285}$
2	191	90	281	$267 \pm_{57}^{80}$
3	30	13	43	$39 \pm_{10}^{12}$
≥ 4	7	2	9	$7 \pm_{2,2}^{3,2}$

Далее, для лептон-струйных событий необходимо было определить, какие из трех и более адронных струй в событии были инициированы b - или \bar{b} -кварком, т.е. сделать b -«мечение» (b -tagging). Было применено два типа b -мечения. Первый — SLT (soft lepton tag), эффективность которого со-

ставляла $(16 \pm 2)\%$. Этот метод подразумевает, что внутри адронной струи, инициированной b - или \bar{b} -кварком, должен находиться заряженный лептон от распада b - или c -кварка ($b \rightarrow l + \nu + X$ или $b \rightarrow c \rightarrow l + \nu + X$, $l = e$ или μ). Нижний предел поперечного импульса лептона внутри струи $p_T > 2$ ГэВ/с (рис. 4). Лептоны, прошедшие первый и второй критерии отбора для дилептонного канала, при этом не рассматривались.

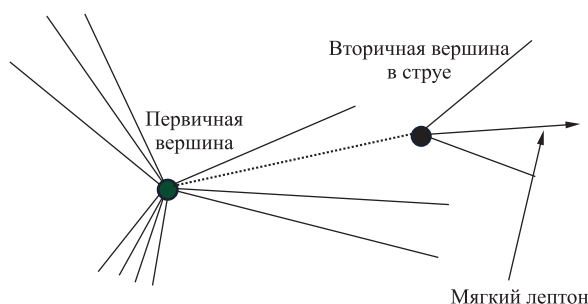


Рис. 4. Иллюстрация SLT-метода b -мечения (направление первичных сталкивающихся протонов перпендикулярно плоскости рисунка)

Второй метод b -мечения — SVX (secondary vertex tag) — это метод, эффективность которого составляла $(22 \pm 6)\%$, основан на том, что образовавшийся при адронизации b -кварка B -мезон, перед тем как распасться, успевает пройти некоторое расстояние L_{xy} (рис. 5) от вершины взаимодействия. Применение этого метода начиналось с рассмотрения адронных струй

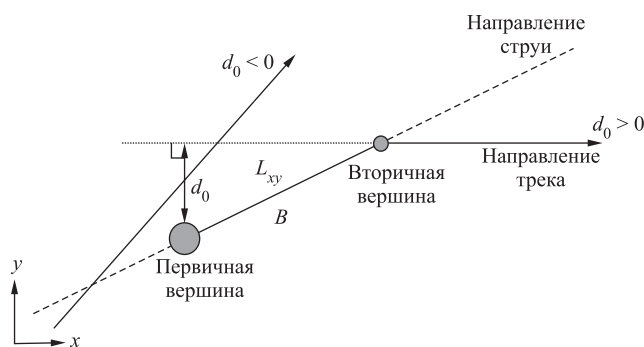


Рис. 5. Иллюстрация SVX-метода b -мечения (направление первичных сталкивающихся протонов перпендикулярно плоскости рисунка)

с $E_T > 15$ ГэВ и $|\eta| < 2,0$, затем для треков в этих струях с $p_T > 2$ ГэВ/с находился прицельный параметр d_0 , и если $|d_0|/\sigma_{d_0} \geq 3$, то этот трек использовался в алгоритме определения вершины струи. Далее, для этих треков

определялось расстояние от вершины этого трека до оси пучка L_{xy} и погрешность $\sigma_{L_{xy}}$ (≈ 130 мкм). В результате адронные струи с $|L_{xy}|/\sigma_{L_{xy}} \geq 3$ считались струями, образованными b - или \bar{b} -кварками, т. е. b -струями.

Таким образом, из 52 лептон-струйных событий, прошедших критерии отбора с количеством адронных струй ≥ 3 , только 7 было с SLT-мечением и 6 с SVX-мечением, три из этих 13 событий имели как SLT-, так и SVX-мечение (см. табл. 4). Таким образом, с учетом событий с b -мечением с помощью обоих методов было выделено 10 лептон-струйных событий.

Таблица 4. Количество теоретически ожидаемых $t\bar{t}$ -событий N_{expect} и наблюдаемых событий с ожидаемым фоном [36]

Количество событий, масса t -кварка	Дилептонные события	SVX-мечение	SLT-мечение
$N_{\text{expect}}, M_{\text{top}}=120 \text{ ГэВ}/c^2$	$3,7 \pm 0,6$	$7,7 \pm 2,5$	$6,3 \pm 1,3$
$N_{\text{expect}}, M_{\text{top}}=140 \text{ ГэВ}/c^2$	$2,2 \pm 0,2$	$4,8 \pm 1,7$	$3,5 \pm 0,7$
$N_{\text{expect}}, M_{\text{top}}=160 \text{ ГэВ}/c^2$	$1,3 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,9$	$1,9 \pm 0,3$
$N_{\text{expect}}, M_{\text{top}}=180 \text{ ГэВ}/c^2$	$0,68 \pm 0,06$	$1,4 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,2$
Суммарный фон	$0,56 \pm_{0,13}^{0,25}$	$2,3 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,3$
Кол-во наблюдаемых событий	2	6	7

После применения дополнительного критерия на присутствие четвертой адронной струи с поперечной энергией свыше 8 ГэВ в интервале псевдобыстрот от $-2,4$ до $+2,4$ из этих 10 лептон-струйных событий осталось 7, распределение которых дано на рис. 6, *a* (сплошная линия). Пунктирная линия показывает суммарный ожидаемый вклад смоделированного фона и $t\bar{t}$ -пары в предположении, что масса t -кварка равна $175 \text{ ГэВ}/c^2$. Точечная линия — распределение фоновых событий от W -бозонов в сопровождении нескольких струй. Результаты фитирования 7 лептон-струйных событий методом наименьшего χ^2 дали значение массы t -кварка $174 \text{ ГэВ}/c^2$ со статистической погрешностью $\pm 10 \text{ ГэВ}/c^2$ и систематической $\pm 12 \text{ ГэВ}/c^2$.

После этого была проведена некоторая модернизация вершинного детектора, что позволило улучшить его характеристики [1]. Были улучшены также методы b -мечения. Теперь в SVX-методе вместо требования количества треков в струе $N_{\text{tracks}} \geq 2$, стало $N_{\text{tracks}} \geq 3$, что увеличило эффективность почти в два раза: с $(22 \pm 6)\%$ до $(42 \pm 5)\%$. В SLT-методе для мюонов интервал псевдобыстрот был увеличен с $|\eta| = 0,6$ до $|\eta| = 1$, что подняло эффективность с $(16 \pm 2)\%$ до $(20 \pm 2)\%$. Таким образом, число лептон-струйных событий, содержащих в конечном состоянии W -бозон и не менее четырех адронных струй, прошедших критерии отбора, увеличилось до 88, из которых критерии по b -мечению прошли только 19 событий, их фити-

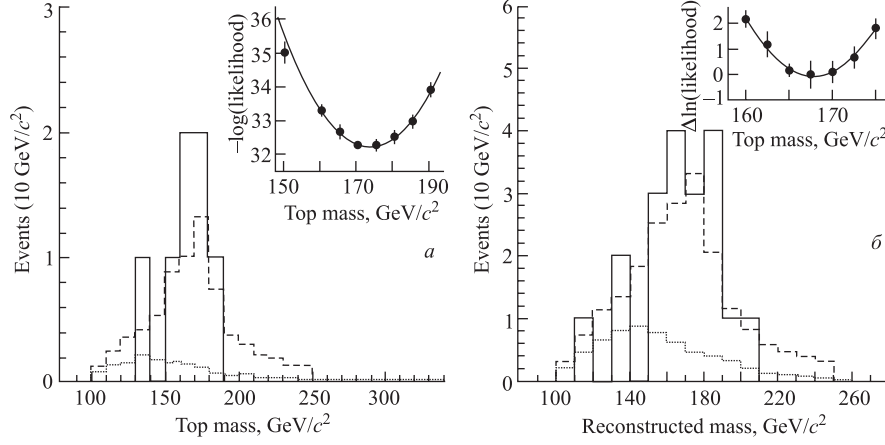


Рис. 6. *а*) Определение массы t -кварка. Сплошная линия — экспериментальные данные (7 событий), штриховая линия — смоделированный фон и ожидаемый вклад $t\bar{t}$ -пар в предположении, что масса t -кварка $175 \text{ ГэВ}/c^2$; точечная линия — распределение фона от W -бозона и струй фона; *б*) сплошная линия — экспериментальные данные (19 событий с W -бозоном и 4 (не менее) адронными струями); штриховая линия — сумма смоделированного фона и ожидаемого вклада $t\bar{t}$ -пар в предположении, что масса t -кварка $175 \text{ ГэВ}/c^2$; точечная линия — распределение фона [1, 36]

рование методом наименьшего χ^2 дало массу t -кварка $M_{\text{top}} = 176 \text{ ГэВ}/c^2$ со статистической погрешностью $\pm 8 \text{ ГэВ}/c^2$ и систематической $\pm 10 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 6, *б*).

4. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ t -КВАРКА НА ТЭВАТРОНЕ

На тэватроне массу t -кварка измеряли двумя основными способами. Одним из них является «шаблонный» («template») метод [21, 22], основанный на сравнении реальных экспериментальных данных с «шаблонными» данными, которые заранее были сгенерированы при различных значениях массы t -кварка (рис. 7). Это сравнение осуществляется путем нахождения минимума χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{l, \text{jets}} \frac{[\hat{p}_T - p_T]^2}{\sigma_{p_T}^2} + \sum_{i=x, y} \frac{[\hat{U}_i - U_i]^2}{\sigma_{U_i}^2} + \frac{(M_{lv} - M_W)^2}{\sigma_{M_W}^2} + \frac{(M_{jj} - M_W)^2}{\sigma_{M_W}^2} + \frac{(M_{lvj} - M_{\text{top}})^2}{\sigma_{M_{\text{top}}}^2} + \frac{(M_{jjj} - M_{\text{top}})^2}{\sigma_{M_{\text{top}}}^2}, \quad (2)$$

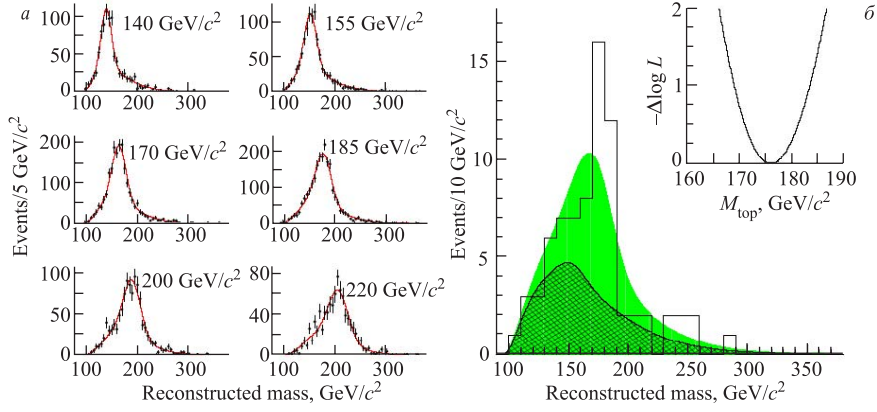


Рис. 7. *а)* Распределения инвариантных масс t -кварка, полученные с помощью Монте-Карло-генератора для шести различных значений массы t -кварка. *б)* Распределение восстановленного t -кварка CDF Run I (гистограмма), фон — заштрихованная область [34]

где первое суммирование проводится по поперечным импульсам изолированного лептона и всех адронных струй с $E_T > 8$ ГэВ и $|\eta| < 2,4$; второе суммирование идет по значениям векторных сумм энергий в вершинах калориметра с вычтенными значениями энергий изолированного лептона и всех адронных струй с $E_T > 8$ ГэВ и $|\eta| < 2,4$. Далее используется $\sigma_{M_W} = 2,1$ ГэВ/ c^2 и $\sigma_{M_{top}} = 2,5$ ГэВ/ c^2 . События со значениями $\chi^2 > 10$ отбрасывались.

Вторым способом определения массы t -кварка является метод матричного элемента [23]. Он основан на том, что матричный элемент дифференциального сечения рождения $t\bar{t}$ -пары зависит от величины массы t -кварка. Поскольку для вычисления весов события использовались матричные элементы лидирующего порядка, то рассматривались только события ровно с четырьмя адронными струями. Этот критерий на адронные струи минимизирует поправки высшего порядка. Вероятность рождения $t\bar{t}$ -события $P(x, M_{top})$ при измеренном наборе переменных x (восемь пространственных углов для адронных струй, трехимпульс лептона и четыре уравнения, учитывающие сохранение энергии и импульса) для данной массы t -кварка определяется сверткой дифференциального сечения с функциями распределения партонов и функцией перехода $W(y, x)$, отображающей измеренные величины x в величины y на партонном уровне:

$$P(x, M_{top}) = \frac{1}{\sigma_{tot}} \int dy dq_1 dq_2 \frac{d\sigma(y, M_{top})}{dy} f(q_1) f(q_2) W(y, x), \quad (3)$$

где $f(q_i)$ — функции распределения партонов с долей импульса q_i ; $1/\sigma_{tot}$ — нормировка на суммарное сечение. После вычисления $P(x, M_{top})$ для 24 ком-

бинаций всех адронных струй с учетом решений для p_z -компоненты трехимпульса нейтрино вычислялось среднее значение $P(x, M_{\text{top}})$. Затем по методу Монте-Карло вычислялась вероятность фоновое события $P_{\text{bkg}}(x)$ для выделенного набора переменных x .

Если логарифм вероятности оказывался очень малым (меньше 11), то событие отбрасывалось. В противном случае рассчитывался логарифм функции правдоподобия для данной массы t -кварка:

$$-\ln L(M_{\text{top}}) = -\sum_{i=1}^N \ln [c_1 P_{t\bar{t}}(x_i, M_{\text{top}}) + c_2 P_{\text{bkg}}(x_i)] + Nc_1 \int A(x) P_{t\bar{t}}(x, M_{\text{top}}) dx + Nc_2 \int A(x) P_{\text{bkg}}(x) dx \quad (4)$$

и строилось распределение для полученных значений вероятности в зависимости от массы t -кварка. По минимуму в этом распределении окончательно определялась масса t -кварка (рис. 8).

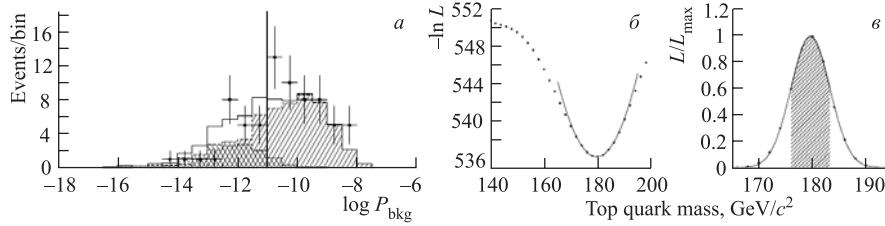


Рис. 8. *а)* Распределение логарифма вероятности фона $P_{\text{bkg}}(x)$ (см. (3)) для 71 события эксперимента D0 (сплошная линия). *б)* Распределение функции правдоподобия $-\ln L$ (4), нормированной на максимальное значение, в зависимости от массы t -кварка [34]. *в)* Распределение $t\bar{t}$ -пар и W + jets-событий, полученное с помощью Монте-Карло-генератора (заштрихованная область)

В общем, самые точные результаты были получены в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пары. Данные (на 26 июля 2006 г.) измерения массы t -кварка на тэватроне в различных каналах распада $t\bar{t}$ -пары (со статистическими и систематическими погрешностями соответственно) таковы [24]:

$$\text{CDF: } M_{\text{top}}^{\text{all-}j} = (174 \pm 2,2 \pm 4,8) \text{ ГэВ}/c^2; \quad M_{\text{top}}^{l+j} = (170,9 \pm 1,6 \pm 2,0) \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$M_{\text{top}}^{di-l} = (164,5 \pm 3,9 \pm 3,9) \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$\text{D0: } M_{\text{top}}^{l+j} = (170,3 \pm 2,5 \pm 3,8) \text{ ГэВ}/c^2; \quad M_{\text{top}}^{di-l} = (178,1 \pm 6,7 \pm 4,8) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Усредненное по обоим экспериментам и по всем каналам распада значение массы [25, 40]:

$$M_{\text{top}} = 171,4 \pm 1,2 \text{ (stat.)} \pm 1,8 \text{ (syst.) ГэВ}/c^2.$$

5. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ t -КВАРКА НА ЛНС

Одной из основных задач, на решение которых нацелен большой адронный коллайдер (ЛНС), является, безусловно, максимально точное определение массы t -кварка. Прецизионное значение величины этой массы крайне важно для более точного установления области допустимых значений массы бозона Хиггса в СМ, поиск которого является первостепенной целью экспериментов на ЛНС. Кроме того, необходимы более точные измерения сечений рождения кварковых $t\bar{t}$ -пар при различных энергиях, поскольку события, содержащие $t\bar{t}$ -пары, будут фоновыми для других, в том числе и поисковых, задач экспериментов ATLAS и CMS. Помимо этого на ЛНС планируется измерение $|V_{tb}|$ -элемента СКМ-матрицы, электрического заряда t -кварка, его спина и других поляризационных характеристик, вероятностей различных, в том числе и редких (с несохранением аромата нейтральных токов) каналов распада t -кварка, поиск новой физики за пределами Стандартной модели и т. д. Поскольку теоретическое предсказание сечения рождения $t\bar{t}$ -пары при энергии ЛНС (14 ТэВ в с. ц. м.) велико и составляет 833 пб [26], то естественно, что основные исследования в области топ-физики начнутся и будут проводиться на начальной стадии работы ускорителя ЛНС.

5.1. Лептон-струйный канал распада $t\bar{t}$ -пары на ЛНС. Основными фоновыми событиями для лептон-струйного канала распада $t\bar{t}$ -пары на ЛНС, составляющего 30 % от всех $t\bar{t}$ -событий, являются прямое рождение $b\bar{b}$ -кварковой пары, прямое образование W - и Z -бозонов в сопровождении адронных струй (W +jets и Z +jets) с последующим лептонным распадом W - и Z -бозонов. Фон этот велик — отношение сигнала к фону без учета каких-либо критериев отбора составляет 10^{-4} (табл. 5).

Таблица 5. Сечение рождения $t\bar{t}$ -пары с распадом по лептон-струйному каналу и сечения фоновых событий при энергии 14 ТэВ [37]

Процесс	σ , пб
Сигнал, $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}(l^+\nu)(q\bar{q})$	~ 250
$pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l\nu$ +адронные струи	$2,2 \cdot 10^6$
$pp \rightarrow W$ + jets $\rightarrow l\nu$ +адронные струи	$7,8 \cdot 10^3$
$pp \rightarrow Z$ + jets $\rightarrow l^+l^-$ +адронные струи	$1,2 \cdot 10^3$
$pp \rightarrow WW \rightarrow l\nu$ +адронные струи	17,1
$pp \rightarrow WZ \rightarrow l\nu$ +адронные струи	3,4
$pp \rightarrow ZZ$ + jets $\rightarrow l^+l^-$ +адронные струи	9,2

Для выделения этого канала распада $t\bar{t}$ -пары коллаборация ATLAS будет применять следующие стандартные критерии отбора событий:

1. В событии должен присутствовать один изолированный лептон с $p_T > 20$ ГэВ/ c и в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$.

2. Потерянная поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию $E_T^{\text{miss}} > 20$ ГэВ.

3. В событии необходимо присутствие четырех адронных струй с $p_T > 40$ ГэВ/ c в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$, две из которых должны иметь b -мечение (т. е. соответствовать B -мезонам).

После применения этих критериев отбора отношение сигнала к фону становится на уровне 30.

Одним из методов определения массы t -кварка в данном канале является определение массы именно того t -кварка (назовем его струйным t -кварком), W -бозон от распада которого распадается на кварк-антикварковую пару [27]. Возможны два варианта восстановления из данных этого (струйного) W -бозона. Первый — если в анализируемом событии только две легкие (от u -, d -, s - или c -кварков) адронные струи, то это событие проходит отбор (т. е. считается содержащим струйный W -бозон), если инвариантная масса обеих струй находится в пределах $M_{jj} \pm 5\sigma_{jj}$, где $M_{jj} = (79,6 \pm 0,4)$ ГэВ/ c^2 , $\sigma_{jj} = (8,8 \pm 0,5)$ ГэВ/ c^2 . Второй случай отвечает наличию более двух легких струй в анализируемом событии. Тогда выбирается та пара струй, которая дает минимум χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{(M_{jj}(\alpha_1, \alpha_2) - M_W)^2}{\Gamma_W^2} + \left(\frac{E_{j_1}(1 - \alpha_1)}{\sigma_{j_1}} \right)^2 + \left(\frac{E_{j_2}(1 - \alpha_2)}{\sigma_{j_2}} \right)^2, \quad (5)$$

где α_1 и α_2 — некоторые коэффициенты перемасштабирования. Событие отбрасывается, если инвариантная масса восстановленного таким образом W -бозона выходит за пределы 2σ , т. е. когда $|M_W - 80,4| \geq 2\sigma$.

Далее, с помощью выбранного отмеченными выше способами струйного W -бозона необходимо восстановить из данных массу начального t -кварка. Для этого надо правильно выделить тот b -кварк, который образовался от распада искомого t -кварка вместе с данным струйным W -бозоном. Поскольку в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пары присутствуют два b -кварка (точнее, неразличимые в данном случае \bar{b} - и b -кварк), то из двух этих b -кварков выбирается (т. е. считается образованным от распада t -кварка вместе со струйным W -бозоном) тот, который соответствует наибольшему значению поперечного импульса восстановленного t -кварка. На рис. 9, *a* для интегральной светимости ЛНС 10 фм^{-1} показано распределение (правильно) восстановленных таким способом масс t -кварка (1); 2 — это распределение восстановленной массы t -кварка при неправильно выбранном W -бозоне и 3 — распределение, отвечающее неправильному выбору W -бозона или b -кварка. Точность этого метода определения массы t -кварка можно оценить из наблюдения, что при моделировании анализированных выше лептон-струйных событий была зало-

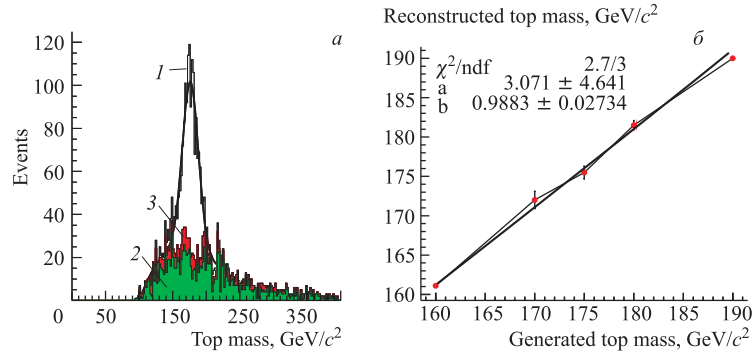


Рис. 9. *а*) Распределение массы восстановленного струйного t -кварка при статистике 10 фб^{-1} (1); 2 — распределение восстановленной массы t -кварка при неправильно выбранном W -бозоне; 3 — распределение, отвечающее неправильному выбору W -бозона или b -кварка. *б*) Зависимость восстановленной массы t -кварка от заложенной при моделировании массы t -кварка после полного моделирования установки [27]

жена масса t -кварка $175 \text{ ГэВ}/c^2$, а восстановленная в результате анализа масса равна $(176,1 \pm 0,6) \text{ ГэВ}/c^2$.

На рис. 9, *б* показана зависимость восстановленной массы t -кварка от заложенной при моделировании (сгенерированной) массы t -кварка после учета в процедуре анализа полного моделирования установки. Следует отметить хорошую линейность данного метода. Из рис. 10 видно, что для лептон-струйного канала распада $t\bar{t}$ -пары основной фон вклад $W + 4\text{-jets}$ пренебрежимо мал и слабо влияет на «измеренные» значения массы t -кварка и среднеквадратичного отклонения σ . Действительно, без учета фона (только сигнал) получено $M_{\text{top}} = (176,1 \pm 0,6) \text{ ГэВ}/c^2$ и $\sigma = (11,9 \pm 0,7) \text{ ГэВ}/c^2$, тогда как учет этого фона (сигнал+фон) дает $M_{\text{top}} = (176,2 \pm 0,6) \text{ ГэВ}/c^2$ и $\sigma = (12,1 \pm 0,7) \text{ ГэВ}/c^2$.

Следующий метод определения массы t -кварка предполагает, что в $t\bar{t}$ -событии с лептон-струйным каналом распада этой $t\bar{t}$ -пары струйный (т. е. с адронным распадом W -бозона) t -кварк имеет поперечный импульс больше $200 \text{ ГэВ}/c$ [37]. Такой топологии события отвечают только 2% всех $t\bar{t}$ -пар, образованных в протон-протонных столкновениях. Другой топологической особенностью является то, что t -кварки (на самом деле, t - и \bar{t} -кварки) рождаются противоположно направленными, и три адронные струи (две от W -бозона и одна от b -кварка) от распада t -кварка с поперечным импульсом больше $200 \text{ ГэВ}/c$ имеют тенденцию перекрываться в калориметре. Критерии отбора лептон-струйного канала при этом немного меняются. Теперь поперечный импульс изолированного лептона (от распада другого, лептонного

t -кварка) должен быть больше 30 ГэВ/ c и потерянная в событии поперечная энергия (энергия нейтрино) также должна превышать 30 ГэВ/ c . С учетом этих критериев отбора в год при низкой светимости ЛНС ($10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) следует ожидать примерно 15000 событий такой топологии. Затем в каждом из таких событий находят две легкие адронные струи, которые имеют наибольший поперечный импульс и инвариантная масса которых удовлетворяет условию на массу W -бозона в виде $|M_{jj} - M_W| \leq 20 \text{ ГэВ}/c^2$. Далее, эти две адронные струи (от распада W -бозона) объединяются с топологически ближайшим b -кварком и восстанавливается кандидат в струйный t -кварк. Если поперечный импульс восстановленного таким образом t -кварка оказывается меньше 235 ГэВ/ c , то событие отбрасывается как не соответствующее предположению о большом поперечном импульсе начального струйного t -кварка. Общая эффективность всех критериев составляет 2%, т.е. после их наложения на все $t\bar{t}$ -события остается примерно 3600 событий в год при низкой светимости ЛНС. В результате описанной процедуры определяется также направление вылета из вершины взаимодействия восстановленного t -кварка. В дальнейшем собираются инвариантные массы всех вершин (tower) в пределах конуса с $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ вокруг направления вылета t -кварка, при этом значение ΔR варьируется от 0,8 до 1,8 с шагом 0,1 по полярному углу $\Delta\eta$ и азимутальному $\Delta\phi$. Эта инвариантная масса всех вершин дается формулой

$$m_{\text{clust}}^2(\Delta R) = (E^2 - p^2) = \left(\sum_{i=1}^{n(\Delta R)} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n(\Delta R)} p_i \right)^2, \quad (6)$$

где E_i — суммарная энергия в калориметре для i -й вершины, а p_i — ее трехимпульс. Однако собранная инвариантная масса каждой вершины при данной величине ΔR $m_{\text{clust}}^{\text{top}}(\Delta R)$ растет с увеличением ΔR (рис. 11, а, звездочки) из-за вклада так называемой «подкладки» (Underlying Event — UE), которая представляет собой поперечную энергию, выделившуюся в калориметре в каждом событии. Среднее значение по всему интервалу быстрот на одну вершину оказалось равным 42,5 МэВ. Данную величину вычитали из каждой

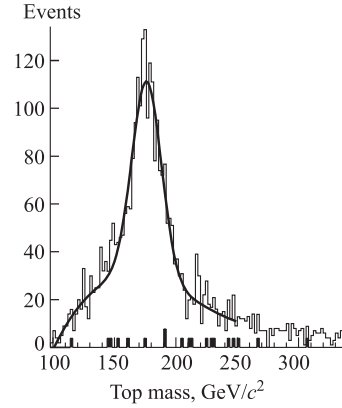


Рис. 10. Распределения инвариантной массы t -кварка (восстановленной по лептон-струйному каналу распада $t\bar{t}$ -пары) и фоновых ($W+4$ -jets) событий с W -бозоном и 4 адронными струями (черная гистограмма) [27]

вершины при восстановлении массы t -кварка для данного ΔR , и, как видно из рис. 11, *б* (кружки), собранная таким образом (предварительная) масса t -кварка практически не зависит от ΔR , и для $\Delta R = 1,4$ значение этой массы равно $133 \text{ ГэВ}/c^2$ с погрешностью $\pm 0,2\%$. Таким же образом была проведена перекалибровка инвариантной массы вершин для W -бозона, в результате чего масса восстановленного t -кварка осталась практически независимой от ΔR и равной $173,8 \text{ ГэВ}/c^2$ с погрешностью $\pm 0,3\%$ (рис. 11, *б*).

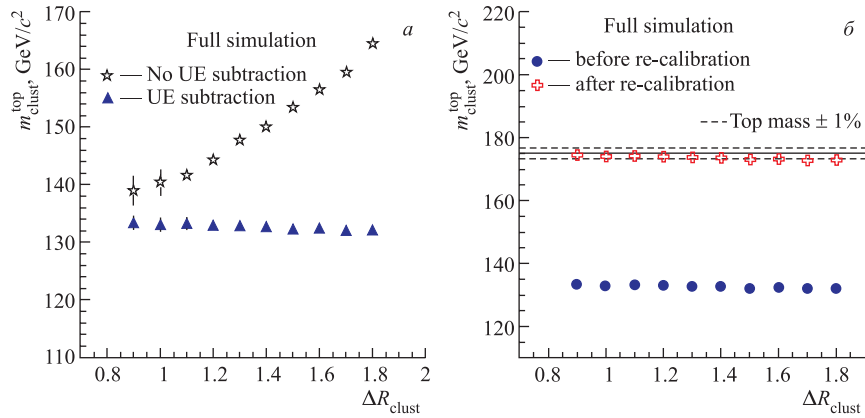


Рис. 11. *а*) Результат фитирования инвариантной массы $m_{\text{clust}}^{\text{top}}$ до и после вычитания UE в зависимости от ΔR . *б*) Результат фитирования инвариантной массы $m_{\text{clust}}^{\text{top}}$ после вычитания UE до и после перекалибровки как функция ΔR [27]

В табл. 6 приведены систематические и статистические погрешности определения массы t -кварка обоими описанными выше способами. Наименьшие значения суммарной статистической и систематической погрешности соответствует методу определения массы по адронному (или струйному) t -кварку.

Еще один способ определения массы t -кварка в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пар основан на том, что b -кварк от лептонного t -кварка может распасться также на J/ψ -частицу с последующим распадом последней на мюонную пару [37, 39]. При этом инвариантная масса распадающегося таким путем t -кварка будет скоррелирована с инвариантной массой системы « J/ψ +изолированный лептон» (рис. 12).

Чтобы подавить комбинаторный фон, можно использовать тот факт, что заряженный лептон в b -струе от адронного t -кварка должен быть того же знака, что и изолированный лептон (от лептонного t -кварка). Данный канал имеет относительную вероятность на уровне $5,2 \cdot 10^{-5}$, поэтому этот способ определения массы t -кварка будет применим только при высокой светимости ЛНС ($10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), когда ожидается образование примерно 2700 J/ψ -частиц в год в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пар. Чтобы выделить

Таблица 6. Сравнение систематических и статистических погрешностей определения массы t -кварка по восстановленному адронному t -кварку и по адронному t -кварку с высоким поперечным импульсом в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пар [37]

Источник погрешности	Адронный t -кварк, $\delta M_{\text{top}}, \text{ГэВ}/c^2$	Адронный t -кварк с высоким p_T , $\delta M_{\text{top}}, \text{ГэВ}/c^2$
Масштабирование энергии легких адронных струй (1%)	0,2	—
Масштабирование энергии b -струй (1%)	0,7	—
Фрагментация b -кварка	0,1	0,3
Излучение в начальном состоянии	0,1	0,1
Излучение в конечном состоянии	1,0	0,1
Комбинаторный фон	0,1	—
Перемасштабирование массы	—	0,9
УЕ ($\pm 10\%$)	—	1,3
Общая погрешность	1,3	1,6
Статистическая погрешность	0,05	0,2

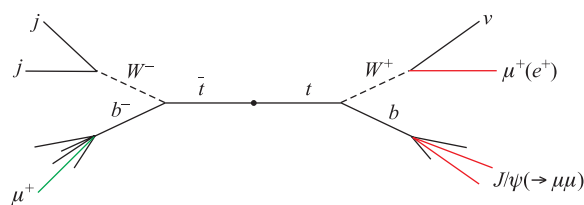


Рис. 12. Схема распада $t\bar{t}$ -пары по лептон-струйному каналу с образованием J/ψ -частицы

именно этот J/ψ -канал, необходимо присутствие изолированного лептона с $p_T > 30 \text{ ГэВ}/c$ и $|\eta| < 2,4$, трех неизолрированных мюонов с $p_T > 3 \text{ ГэВ}/c$ и $|\eta| < 2,4$, а также чтобы инвариантная масса двух из них (с противоположными зарядами) была сравнима с массой J/ψ -частицы. После применения этих критериев отбора останется около 430 событий в год (при высокой светимости ЛНС), однако при этом фон от других событий становится пренебрежимо малым. Основным остается фон от неправильных комбинаций J/ψ с изолированным лептоном. На рис. 13, а показано распределение инвариантной массы правильной комбинации системы « J/ψ +изолированный лептон».

Среднее значение инвариантной массы системы « J/ψ +изолированный лептон» составляет $68,1 \text{ ГэВ}/c^2$ с шириной пика $22,4 \text{ ГэВ}/c^2$ и статистической погрешностью $\pm 0,5 \text{ ГэВ}/c^2$ (заложенная в генератор анализируемых событий масса t -кварка при этом равна $175 \text{ ГэВ}/c^2$).

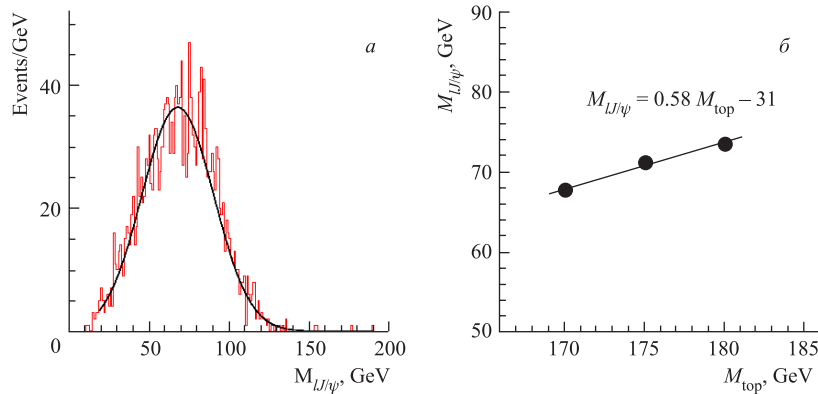


Рис. 13. *а)* Распределение инвариантной массы правильной комбинации системы « J/ψ +изолированный лептон» при заложенной в генератор событий массе t -кварка $175 \text{ ГэВ}/c^2$. *б)* Зависимость инвариантной массы системы « J/ψ + изолированный лептон» от заложенной в генератор событий массы t -кварка [38, 39]

На рис. 13, *б)* показана линейная зависимость инвариантной массы системы « J/ψ +изолированный лептон» от заложенной в генератор исследуемых событий массы t -кварка. Таким образом, за пять лет работы ЛHC при высокой светимости с помощью данного метода будет достигнута статистическая неопределенность в измерении массы t -кварка на уровне $0,8\text{--}0,9 \text{ ГэВ}/c^2$.

5.2. Дилептонный канал распада $t\bar{t}$ -пары на ЛHC. Дилептонный канал распада $t\bar{t}$ -пары составляет $\sim 5\%$ от всех $t\bar{t}$ -событий, всего ожидается около 400 тыс. событий в год при низкой светимости ЛHC [35, 37]. После применения следующих критериев отбора для данного канала:

- 1) в событии должно быть два противоположно заряженных изолированных лептона с $p_T > 20 \text{ ГэВ}/c$ и $|\eta| < 2,5$;
- 2) потерянная поперечная энергия удовлетворяет условию $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ ГэВ}$;
- 3) две адронные струи должны быть идентифицированы как инициированные b -кварками с $p_T > 25 \text{ ГэВ}/c$ и $|\eta| < 2,5$.

Остается примерно 80 тыс. дилептонных $t\bar{t}$ -событий при отношении сигнала к фону на уровне 10. Основной проблемой восстановления массы t -кварка по данному каналу является наличие двух неидентифицируемых нейтрино от распадов обоих t -кварков. При помощи решения шести уравнений

относительно трех импульсов обоих нейтрино при известных значениях масс W -бозона и t -кварка можно определить так называемый вес каждого решения как функцию варьируемой массы t -кварка. Если решений получается несколько, то решение с наибольшим весом считается отвечающим «правильной» массе t -кварка.

На рис. 14 показаны значения весов решений при различных предположениях о массе t -кварка. Та масса t -кварка, что соответствует максимальному значению веса, и считается в данном методе реально измеренной массой t -кварка. При этом эффективность метода составляет 6,5 %, статистическая погрешность 0,04 ГэВ/ c^2 и суммарная систематическая погрешность 1,7 ГэВ/ c^2 .

5.3. Мультиструйный канал распада $t\bar{t}$ -пары на ЛНС. Сечение мультиструйного канала распада $t\bar{t}$ -пары на ЛНС составляет 370 пб, т. е. при

низкой светимости ЛНС ожидается порядка четырех миллионов таких событий [35, 37]. Главным достоинством данного канала является то, что в нем отсутствуют большие потери поперечного импульса, но существенным недостатком является так называемый квантовохромодинамический (КХД) или чисто адронный фон. Без наложения каких-либо кинематических критериев отбора событий отношение сигнала к фону составляет порядка 10^{-8} . Если потребовать, чтобы 1) в событии было 6 или более адронных струй с $p_T > 40$ ГэВ/ c и $|\eta| < 3,0$; 2) из этих струй две или более были бы инициированы b -кварками с $|\eta| < 2,5$, то отношение сигнала к фону становится уже 1/19. Отбирая пары легких адронных струй для восстановления W -бозонов по методу наименьшего χ^2 (см. выше), можно добиться увеличения отношения сигнала к фону до 1/3. Далее, выбирая правильные комбинации W -бозона и b -кварка, после применения критерия на

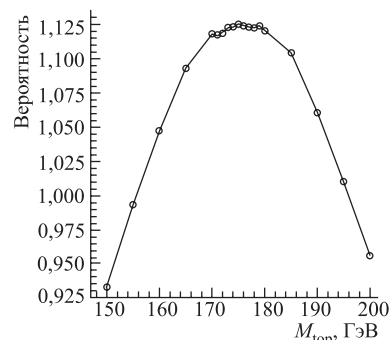


Рис. 14. Значения весов решений при различных предположениях о массе t -кварка, когда последняя восстановлена в дилептонном канале распада $t\bar{t}$ -пары [27]

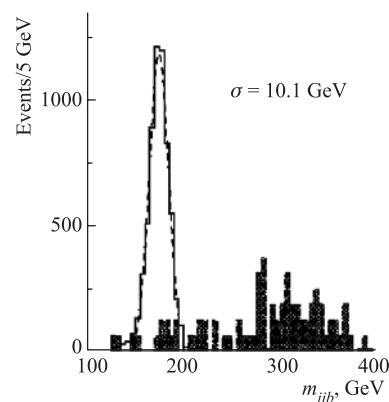


Рис. 15. Распределение восстановленной инвариантной массы t -кварка в мультиструйном канале распада $t\bar{t}$ -пары и КХД-фона [27]

восстановленную массу t -кварка в пределах от 130 до 200 $\text{ГэВ}/c^2$ можно получить отношение сигнала к фону, равное 6. И наконец, условие, что поперечный импульс восстановленной пары $t\bar{t}$ -кварков был больше 200 $\text{ГэВ}/c$, оставляет около 3300 событий в год при низкой светимости ЛНС, но увеличивает отношение сигнала к фону до 18.

На рис. 15 показано распределение инвариантной массы t -кварка и КХД-фона. Эффективность определения массы t -кварка по мультиструйному каналу составляет 0,08 %, при этом статистическая погрешность 0,18 $\text{ГэВ}/c^2$, а суммарная систематическая погрешность 3 $\text{ГэВ}/c^2$.

6. ФИЗИКА t -КВАРКА НА РАННЕЙ СТАДИИ РАБОТЫ ЛНС

Считается, что самым лучшим каналом для исследования топ-физики в начале работы ЛНС является лептон-струйный канал распада $t\bar{t}$ -пары [28, 29, 39]. В продуктах распада $t\bar{t}$ -пары по данному каналу, во-первых, содержится

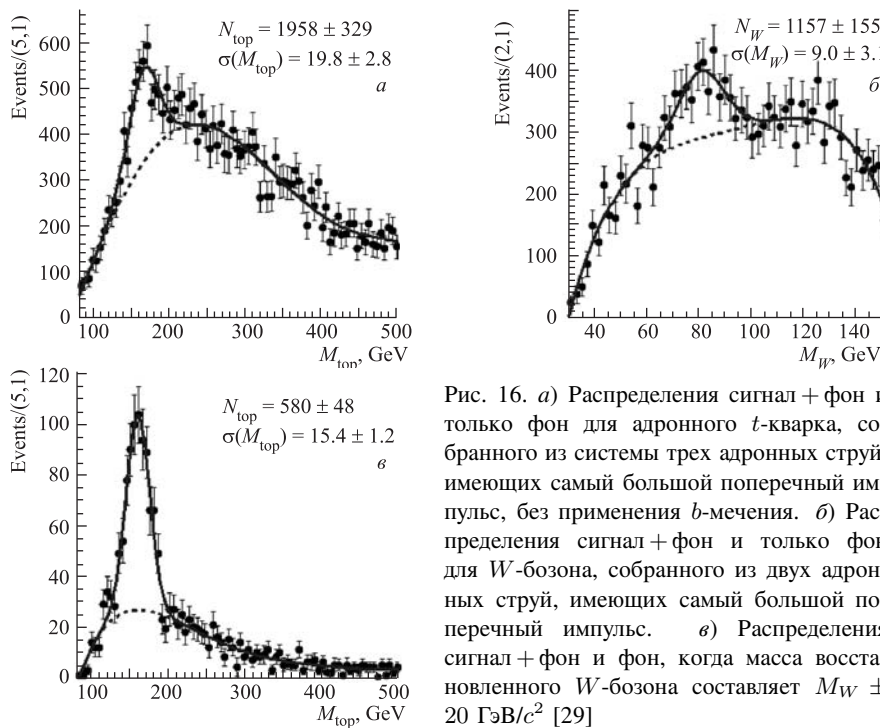


Рис. 16. а) Распределения сигнал + фон и только фон для адронного t -кварка, собранного из системы трех адронных струй, имеющих самый большой поперечный импульс, без применения b -мечения. б) Распределения сигнал + фон и только фон для W -бозона, собранного из двух адронных струй, имеющих самый большой поперечный импульс. е) Распределения сигнал + фон и фон, когда масса восстановленного W -бозона составляет $M_W \pm 20 \text{ ГэВ}/c^2$ [29]

изолированный лептон, что является полезным для опробования алгоритмов идентификации лептонов и измерения их кинематических параметров. Во-

вторых, имеются две адронные струи от легких кварков, из которых можно восстановить инвариантную массу W -бозона, что полезно для калибровки калориметра. И, в-третьих, для отработки процедуры b -мечения важно присутствие двух адронных струй, инициированных b -кварком. Наличие потерянной поперечной энергии, обусловленной нейтрино, также важная характеристика лептон-струйного канала распада $t\bar{t}$ -пары.

Кроме того, данный канал будет удобным для восстановления адронного t -кварка без применения специальной процедуры идентификации b -струй, т. е. без b -мечения. Так, на рис. 16, *a* показаны распределения сигнал + фон, а также только фона для адронного t -кварка, собранного из системы трех адронных струй, имеющих самый большой поперечный импульс, без применения b -мечения. На рис. 16, *б* показано распределение сигнал + фон, а также только фона для W -бозона, собранного из двух адронных струй, имеющих самый большой поперечный импульс. Если применить критерий отбора для этого W -бозона, т. е. отбрасывать те события, в которых его восстановленная масса не попадает в область $M_W \pm 20$ ГэВ/ c^2 , то получится более узкий пик в области массы t -кварка в распределении сигнал+фон (рис. 16, *в*).

7. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА t -КВАРКА НА УСТАНОВКЕ ATLAS

В эксперименте D0 на протон-антипротонном коллайдере тэватрон с энергией в с.ц.м. 1,8 ТэВ была сделана первая попытка прямого измерения электрического заряда t -кварка. Он оказался равным $Q_{\text{top}} = +2e/3$ на уровне значимости 92 % [30]. Заряд t -кварка определяется посредством измерения заряда — «инициатора» b -струи. Для этого есть, по крайней мере, два способа.

Метод взвешивания [31], который заключается в определении взвешенной суммы зарядов всех адронов в данной b -струе:

$$Q_{b\text{-jet}} = \frac{\sum_i^N q_i |\mathbf{j} \cdot \mathbf{p}_i|^k}{\sum_i^N |\mathbf{j} \cdot \mathbf{p}_i|^k}, \quad (7)$$

где N — количество адронов в b -струе; q_i и p_i — заряд и импульс i -го адрона; \mathbf{j} — направление оси b -струи; k — добавочный экспоненциальный коэффициент. Данный способ применялся на установке D0 при определении заряда b -струи в семнадцати лептон-струйных событиях. Добавочный экспоненциальный коэффициент k определялся при помощи моделирования установки ATLAS [30].

Метод полуплептонного распада B -мезона основан на определении заряда b -струи посредством определения заряда неизолированного лептона (продукт распада B -мезона) внутри этой струи:

$$b \rightarrow c, u + l^- + \bar{\nu}, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c}, \bar{u} + l^+ + \nu,$$

т. е. в b -струе, инициированной b -кварком, должны присутствовать отрицательно заряженные лептоны, а в \bar{b} -струе, инициированной \bar{b} -кварком, — наоборот, положительно заряженные лептоны. Но из-за осцилляций B^0 -мезонов в \bar{B}^0 -мезоны, а также полуплептонного распада D -мезона внутри b -струи, в b -струе появляется лептон со знаком заряда, противоположным знаку заряда лептона от распада B -мезона.

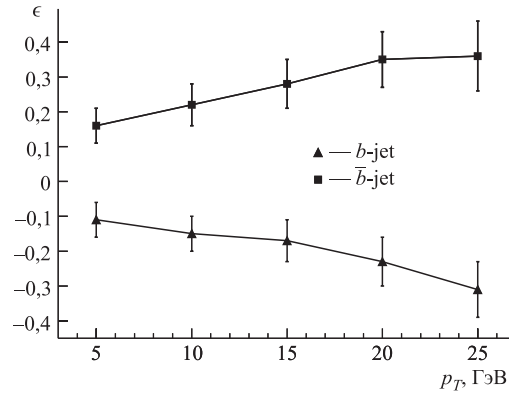


Рис. 17. Зависимость величины переменной ϵ и ее статистической погрешности от критерия на поперечный импульс p_T неизолированного мюона внутри b - или \bar{b} -струи, восстановленных в лептон-струйном канале распада $t\bar{t}$ -пары (знак ϵ всегда отрицательный для t -кварка и положительный для экзотического кварка)

В работе [32] исследована возможность восстановления заряда t -кварка методом полуплептонного распада B -мезона в лептон-струйных событиях на ЛНС с помощью установки ATLAS. Кроме того, одной из целей этого исследования было рассмотрение гипотезы существования экзотического тяжелого кварка с зарядом, не равным заряду t -кварка ($Q \neq +2/3$). Было сделано предположение, что экзотический тяжелый кварк и t -кварк отличаются только зарядом, т. е. $Q_{\text{exot}} = -4/3$. Основной модой распада экзотического тяжелого кварка является распад на b -кварк и W^- -бозон, в то время как t -кварк распадается на b -кварк и W^+ -бозон:

$$\begin{aligned} t^{+2/3} &\rightarrow b^{-1/3} + W^{+1}, & Q_{\text{exot}}^{-4/3} &\rightarrow b^{-1/3} + W^{-1}, \\ \bar{t}^{-2/3} &\rightarrow \bar{b}^{+1/3} + W^{-1}, & \bar{Q}_{\text{exot}}^{+4/3} &\rightarrow \bar{b}^{+1/3} + W^{+1}. \end{aligned}$$

Для того чтобы проверить гипотезу об «экзотическом» тяжелом кварке, была введена переменная ϵ :

$$\epsilon = \frac{N(l^+) - N(l^-)}{N(l^+) + N(l^-)}, \quad (8)$$

где $N(l^-)$ — количество b -струй с отрицательно заряженным лептоном внутри, а $N(l^+)$ — количество b -струй с положительно заряженным лептоном внутри.

Хотя величина переменной ϵ зависит от типа генератора Монте-Карло (метод адронизации и т. д.), но его знак всегда отрицательный для $t\bar{t}$ -событий и всегда положительный для $Q_{\text{exot}}\bar{Q}_{\text{exot}}$ -событий (рис. 17). Анализ 300 тыс. лептон-струйных событий позволил сделать вывод о том, что после нескольких дней работы ЛНС можно будет подтвердить или опровергнуть гипотезу об экзотическом тяжелом кварке на уровне 5σ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование свойств самой тяжелой из элементарных частиц — t -кварка, несомненно, имеет фундаментальное значение как для проверки Стандартной модели физики частиц, так и для установления важных характеристик различных современных моделей новой физики, таких, например, как суперсимметрия (SUSY). Считается, что если бы t -кварк не оказался столь тяжелым, то SUSY, по крайней мере, в ее минимальной версии — MSSM, имела бы уже серьезные проблемы, обусловленные ненаблюдением на LEP II легкого SUSY-бозона Хиггса.

Одна из главнейших, первоочередных задач физики t -кварка — это прецизионное определение его массы. С другой стороны, необходимо быть уверенным в том, что заряд частицы, обладающей массой t -кварка, в точности соответствует ожидаемому заряду t -кварка в Стандартной модели (т. е. равен $2/3$ заряда протона). Такая информация будет важной и независимой проверкой Стандартной модели.

В настоящее время единственным источником данных, позволяющим напрямую исследовать свойства t -кварка, является протон-антипротонный коллайдер тэватрон. Трудно переоценить важность работы этого ускорителя для современной физики частиц высоких энергий. На нем коллаборации CDF и D0 уже получили наиболее точные значения для массы t -кварка, и уже сделаны первые успешные попытки определения заряда t -кварка. Однако имеющаяся статистика и доступная область энергий тэватрона все же еще недостаточна для достижения необходимого уровня точности в определении характеристик этого кварка.

Изучение физики t -кварка в целом затрагивает такие области и проблемы, как b -физика, физика лептонов, восстановление адронных струй и восстано-

вление потерянной поперечной энергии, которые также применяются в таких исследованиях, как, например, суперсимметрия [33].

Как известно, вся физическая общественность ожидает в ближайшем будущем начала работы большого адронного коллайдера LHC в ЦЕРН. Беспрецедентная научная программа в области фундаментальной физики ждет своего выполнения на этом коллайдере. Одной из первоочередных задач будет именно прецизионное определение свойств t -кварков. На этом пути благодаря уникальной статистике (недаром LHC считают фабрикой t -кварков) будет наиболее точно измерена масса t -кварка, определен его заряд, и другие его важные характеристики. Данная информация будет использоваться (в качестве нормировок, калибровок, контролируемого фона и т. п.) при последующих исследованиях в широком спектре таких важнейших фундаментальных задач, как поиск бозонов Хиггса, поиск и исследование суперсимметрии, дополнительных размерностей, черных дыр и т. п.

Итак, изучение свойств t -кварка на LHC имеет первостепенное значение: во-первых, эти исследования позволят наиболее точно установить параметры Стандартной модели. Во-вторых, t -кварк обещает стать одним из главных средств поиска новой физики, и, в-третьих, в силу огромного количества события с t -кварками будут представлять собой основной фон для последующих фундаментальных исследований на LHC. Все это объясняет особый интерес к физике t -кварка в преддверии запуска LHC.

В настоящей работе затронуты далеко не все вопросы, касающиеся исследований в области физики t -кварка. Мы кратко остановились на истории обнаружения t -кварка, более подробно изложили процедуру его открытия и первого прямого измерения его массы на установке CDF (FNAL) в 1995 г., рассмотрели основные каналы и методы обнаружения t -кварка. Далее мы обсудили способы более точного, прецизионного, измерения массы t -кварка в различных каналах распада $t\bar{t}$ -пары на протон-протонном коллайдере LHC с энергией в с.ц.м. 14 ТэВ. Мы также кратко обсудили некоторые возможности исследований в области топ-физики на начальной стадии работы ускорителя LHC.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abe F. et al.* Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 2626.
2. *Pakvasa S., Sugawara H.* // *Phys. Lett. B.* 1979. V. 82. P. 105.
3. *Preparata G.* // *Ibid.* P. 398.
4. *Mahanthappa K. T., Sher M. A.* // *Ibid.* V. 86. P. 294.
5. *Behrend H. J. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 144. P. 297.

6. *Bartel W. et al.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 99. P. 277.
7. *Adeva B. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 152. P. 439.
8. *Berger C. et al.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 86. P. 413.
9. *Althoff M. et al.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 138. P. 441.
10. *Sagawa H. et al.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 60. P. 93.
11. *Abe F. et al.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 234. P. 382.
12. *Decamp D. et al.* // Ibid. V. 236. P. 511.
13. *Abreu P. et al.* // Ibid. V. 242. P. 536.
14. *Akrawy M. Z. et al.* // Ibid. V. 236. P. 364.
15. *Abrams S. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 63. P. 2447.
16. *Akesson T. et al.* // Z. Phys. C. 1990. Bd. 46. S. 179.
17. *Abe F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 447.
18. *Abe F. et al.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 3921.
19. *Abachi S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2138.
20. *Olshevski A.* Precision Test of the Standard Model, Electroweak Review Writeup // Europhysics Conf. HEP. Brussels, 1995.
21. *Affolder T. et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 032002.
22. *Affolder T. et al.* // Ibid. V. 63. P. 032003.
23. *Abazov V. M. et al.* // Nature. 2004. V. 429. P. 638.
24. *CDF Collab. official web page.*
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/top.html>
25. *The Tevatron Electroweak Working Group.* Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. hep-ex/0608032. 2006.
26. *Bonciani R. et al.* // Nucl. Phys. B. 1998. V. 529. P. 424.
27. *Etienvre A. I.* http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/Conferences/2006/Top-06_Etienvre.pdf; Report at TOP-2006. Coimbra, Portugal.
28. *Barisonzi M.* Top Physics at ATLAS. hep-ex/05008008. 2005.
29. *Pallin D.* Top at the LHC. Report at TOP-2006. Coimbra, Portugal.
30. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.)* Experimental Discrimination between Charge $2e/3$ Top Quark and Charge $4e/3$ Exotic Quark Production Scenarios. hep-ex/0608044. 2007.
31. *Barate R. et al. (ALEPH Collab.)* // Phys. Lett. B. 1998. V. 426. P. 217.
32. *Bednyakov V. et al.* Measurement of the Charge of the Top Quark at the ATLAS Detector. ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-2006-048. 2006.
33. *Bednyakov V. et al.* Search for Gluinos with ATLAS at LHC. hep-ex/0608060. 2006.
34. *Wagner W.* Top Quark Physics in Hadron Collisions. hep-ph/0507207. 2005.

35. *The ATLAS Collab.* ATLAS Technical Design. Report 15. V. II. CERN-LHCC 99-015. 1999.
36. *Abe F. et al.* Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 225.
37. *Borjanovic I. et al.* Investigation of Top Mass Measurements with the ATLAS Detector at LHC. hep-ex/0403021 v1. 2004.
38. *Beaudette F.* Top Physics Prospects at LHC. hep-ex/0506056. 2005.
39. *Weiser C.* Top Physics at the LHC. hep-ex/0506024. 2005.
40. *Whiteson D.* Precision Measurements of the Top Quark Mass at the Tevatron. hep-ex/0605106. 2006.
41. *Balantekin A. B.* Review of Particle Physics (PDG) // *Nucl. Part. Phys.* 2006. V. 33. P. 1.
42. *Ježabek M., Kuhn J. H.* QCD Corrections to Semileptonic Decays of Heavy Quarks // *Nucl. Phys. B.* 1989. V. 314. P. 1.
43. *Budagov J. A., Glagolev V. V., Suslov I. A.* Review of the Top Quark Mass Measurements at the CDF in $p\bar{p}$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *ЭЧАЯ.* 2007. Т. 38, ВЫП. 3. С. 734–770.
44. *Ashmanskas W. et al.* The CDF Silicon Vertex Tracker // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 518. P. 532–536.
45. *Ashmanskas W. et al.* CDF Silicon Vertex Tracker: Tevatron Run II Preliminary Results // *Письма в ЭЧАЯ.* 2002. № 5[114]. С. 12–22.
46. *Ashmanskas W. et al.* The CDF Silicon Vertex Tracker // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 477. P. 451–455.
47. *Ashmanskas W. et al.* The CDF Silicon Vertex Tracker: Online Precision Tracking of the CDF Silicon Vertex Tracker // *Nuovo Cim. A.* 1999. V. 112, No. 11. P. 1239–1243.
48. *Berends F. A. et al.* On the Production of a W and Jets at Hadron Colliders // *Nucl. Phys. B.* 1991. V. 357. P. 32–64.