



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-79

ОЭФ

В.Ф. Образцов¹, С.Р. Слабоспицкий², О.П. Ющенко³

**ПОИСК АНОМАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
t-КВАРКОВ НА КОЛЛАЙДЕРЕ LEP-2**

Направлено в ЯФ

¹E-mail: OBRAZTSOVmx.ihep.su

²E-mail: SLABOSPITSKYmx.ihep.su

³E-mail: YUSHCHENKO@mx.ihep.su

Протвино 1997

Аннотация

Образцов В.Ф., Слабоспицкий С.Р., Ющенко О.П. Поиск аномального взаимодействия t -кварков на коллайдере LEP-2: Препринт ИФВЭ 97-79. – Протвино, 1997. – 11 с., 5 рис., библиогр.: 10.

В работе показано, что поиск событий $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$ ($\bar{q} = \bar{c}, \bar{u}$) на коллайдере LEP-2 позволит улучшить современные ограничения на константы аномального взаимодействия t -кварков за счет нейтральных токов с нарушением аромата.

Abstract

Obraztsov V.F., Slabospitsky S.R., Yuschenko O.P. Search for Anomalous Top-Quark Interaction at LEP-2 Collider: IHEP Preprint 97-79. – Protvino, 1997. – p. 11, figs. 5, refs.: 10.

We show, that search for $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$ ($\bar{q} = \bar{c}, \bar{u}$) events at LEP-2 collider provide to improve significantly the moder constraints on coupling constants if anomalous t -quark interaction via flavor-changing neutral currents.

Введение

Открытие t -кварков на коллайдере FNAL [1] открывает новые экспериментальные возможности в поисках выхода за рамки стандартной модели (СМ). Одним из направлений таких исследований является поиск редких распадов t -кварка. В частности, весьма интересным является поиск распадов топ кварков за счет нейтральных токов с нарушением аромата (FCNC-распады) [2]:

$$t \rightarrow \gamma(g, Z) + c(u). \quad (1)$$

В СМ на древесном уровне отсутствуют вершины, отвечающие таким FCNC-распадам. Только учет “петлевых” вкладов делает возможными процессы (1), что приводит к очень небольшим вероятностям таких распадов [3]:

$$\text{Br}(t \rightarrow (\gamma, g, Z) + c(u)) < 10^{-10}. \quad (2)$$

Во многих расширениях СМ происходит аномально большое усиление таких процессов. Поэтому наблюдение FCNC-распадов t -кварка явным образом свидетельствовало бы о нарушении предсказаний СМ (см. работы [2,4,5,6]).

Поиск распадов (1) проводился сотрудничеством CDF на коллайдере FNAL в $\bar{p}p$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ в реакции рождения топ кварков

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{t}tX. \quad (3)$$

Этим сотрудничеством получены следующие верхние ограничения на вероятности распадов $t \rightarrow \gamma c(u)$ и $t \rightarrow Zc(u)$ [7]:

$$\text{Br}(t \rightarrow c\gamma) + \text{Br}(t \rightarrow u\gamma) < 3.2\% \quad (95\% \text{ CL}), \quad (4)$$

$$\text{Br}(t \rightarrow cZ) + \text{Br}(t \rightarrow uZ) < 33\% \quad (95\% \text{ CL}). \quad (5)$$

Такие “слабые” ограничения (в $\sim 10^8$ раз превышающие предсказания СМ [3]) естественно объясняются небольшой набранной статистикой событий с рождением

t -кварков ($N_{\bar{t}t} \sim 10^2$). В будущем сеансе коллайдера FNAL ожидается существенное увеличение статистики ($N_{\bar{t}t} \sim 10^3 \div 10^4$ [8]), что позволит улучшить оценки (4) и (5) (см. подробнее работы [5,8]).

В нашей работе мы обсудим возможности получения аналогичных ограничений на константы аномального взаимодействия t -кварка из данных e^+e^- -коллайдера LEP-2. А именно, мы рассмотрим процесс одиночного образования t -кварка в результате FCNC-взаимодействий

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^*(Z^*) \rightarrow t \bar{c}(\bar{u}). \quad (6)$$

Заметим, что такой процесс (6) рассматривался ранее (см., например, [9]). Однако в этих работах изучалось проявление такого аномального взаимодействия при энергиях будущего e^+e^- -коллайдера ($\sqrt{s} \sim 500$ ГэВ), а детальное исследование реакции (6) при энергиях LEP-2 коллайдера не проводилось.

Начиная с лета 1997 г., e^+e^- -коллайдер LEP-2 работает при энергии $\sqrt{s} = 184$ ГэВ. При такой полной энергии e^+e^- -аннигиляции кинематически возможно образование одиночных t -кварков в реакции (6). Следовательно, поиск таких процессов становится вполне разумной задачей.

В нашей работе мы рассматриваем следующую задачу: какие ограничения на аномальные константы FCNC-взаимодействий t -кварка можно извлечь из данных коллайдера LEP-2? Мы покажем, что при планируемой светимости $\mathcal{L}_{e^+e^-} \sim 100$ пкб $^{-1}$ возможно существенно улучшить современные ограничения на величины аномальных констант, следующие из оценок (4) и (5).

Статья организована следующим образом. Аномальное FCNC-взаимодействие t -кварков рассматривается в разделе 1. Оценки выходов t -кварков и ограничения на аномальные константы приводятся в разделе 2. Дифференциальные распределения по энергии и углам вылета конечных частиц в реакции (6) рассматриваются в разделе 3. Основные результаты и выводы приведены в заключении.

1. Вершины $\gamma\bar{t}c$ и $Z\bar{t}c$

Приведем явный вид аномальных вершин нейтральных токов с нарушением аромата $V_0\bar{t}c$ и $V_0\bar{t}u$, где V_0 обозначает фотон или Z -бозон. Для определенности мы рассмотрим взаимодействие $V_0\bar{t}c$. Переход t -кварка в u -кварк описывается аналогично.

Следуя работе [4], вершины нейтральных токов $t \rightarrow c\gamma$ и $t \rightarrow cZ$ запишем в виде

$$\Gamma_\mu^\gamma = \kappa_\gamma \frac{ee_q}{\Lambda} \sigma_{\mu\nu} (g_1 P_l + g_2 P_r) q^\nu, \quad (7)$$

$$\Gamma_\mu^Z = \kappa_Z \frac{e}{\sin 2\vartheta_W} \gamma_\mu (z_1 P_l + z_2 P_r), \quad (8)$$

Λ — масштабный параметр, отвечающий новой физике; e — электрический заряд; $e_q = 2/3$ — заряд t -кварка; ϑ_W — угол Вайнберга; $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$; $P_{\frac{1}{r}} =$

$\frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$; κ_γ и κ_z — аномальные константы для тока с фотоном (κ_γ) и Z -бозоном (κ_z) соответственно; g_1, g_2, z_1, z_2 — относительные значения “левых” и “правых” компонент, причем

$$g_1^2 + g_2^2 = 1, \quad z_1^2 + z_2^2 = 1. \quad (9)$$

Мы полагали, что $\text{Im}\kappa_{\text{gamma}} = \text{Im}\kappa_z = \text{Im}g_i = \text{Im}z_i = 0$ (см. работы [4,5]).

Так как во всех выражениях масштабный параметр Λ входит в комбинации $\gamma_i \Lambda$, то для определенности мы полагаем, что

$$\Lambda = m_t.$$

Используя выражения для вершин (7) и (8), для ширин соответствующих распадов, имеем (см. также [5])

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \kappa_\gamma^2 \frac{\alpha e_q^2}{4} \left(\frac{m_t^2}{\Lambda^2} \right) m_t, \quad (10)$$

$$\Gamma(t \rightarrow cZ) = \kappa_z^2 \frac{\alpha}{8 \sin^2 2\vartheta_W M_Z^2} m_t^3 \left(1 - \frac{M_Z^2}{m_t^2} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{M_Z^2}{m_t^2} \right), \quad (11)$$

где α — постоянная тонкой структуры, M_Z — масса Z -бозона.

В выражениях (10) и (11) мы полагали массу легкого кварка (c или u) равной нулю, $m_c = m_u = 0$, что вполне допустимо, так как $m_q \ll m_t$. Во всех вычислениях мы полагали также, что

$$m_t = 175 \text{ ГэВ}, \quad (12)$$

что согласуется с последними экспериментальными данными [10]:

$$\begin{aligned} D\emptyset \quad m_t &= 173.3 \pm 5.6 (stat.) \pm 6.2 (syst.) \text{ ГэВ}/c^2, \\ CDF \quad m_t &= 175.9 \pm 4.8 (stat.) \pm 4.9 (syst.) \text{ ГэВ}/c^2. \end{aligned}$$

С помощью выражений (10) и (11) из экспериментальных ограничений (4) и (5) легко получить ограничения на соответствующие аномальные константы κ_γ и κ_z (при $m_t = 175 \text{ ГэВ}$):

$$\kappa_\gamma^2 < 0.176 \quad \text{при} \quad \Lambda = m_t, \quad (13)$$

$$\kappa_z^2 < 0.533. \quad (14)$$

2. Рождение $t\bar{q}$ в e^+e^- -аннигиляции

Используя выражения для аномальных вершин (7) и (8), легко получить выражение, описывающее полное сечение реакции рождения t - и $\bar{c}(\bar{u})$ -кварков в реакции (6) (при $m_c = 0$),

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{c}) &= \frac{\pi\alpha^2}{s} \left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2 \left[\frac{m_t^2 \kappa_\gamma^2 s}{\Lambda^2 m_t^2} \left(1 + \frac{2m_t^2}{s}\right) + \right. \\ &+ \left. \frac{\kappa_z^2 (1 + a_w^2) (2 + \frac{m_t^2}{s})}{4 \sin^4 2\vartheta_W (1 - \frac{M_Z^2}{s})^2} + 3 \left(\frac{m_t}{\Lambda}\right) \frac{a_w \kappa_\gamma \kappa_z (g_1 z_1 + g_2 z_2)}{\sin^2 2\vartheta_W (1 - \frac{M_Z^2}{s})} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где $a_w = 1 - 4 \sin^2 \vartheta_W$, остальные параметры определены выше. В этом выражении первое слагаемое ($\sim \kappa_\gamma^2$) отвечает аннигиляции через фотон, второе ($\sim \kappa_z^2$) — аннигиляции через Z бозон— и третье ($\sim \kappa_\gamma \kappa_z$) — интерференции этих двух вкладов.

Как и следовало ожидать, поведение сечения одиночного образования t -кварков носит явно пороговый характер (см. (15)):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{c}) \propto \left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2.$$

Поэтому при вычислении сечения процесса (6) в околопороговой области (т.е. при $\sqrt{s} \simeq m_t$) необходимо учитывать конечные ширины t -кварков и W -бозона. Другими словами, при энергии $\sqrt{s} \simeq m_t$ следует учитывать рождение виртуального t^* -кварка с последующим его распадом на виртуальный W^* -бозон:

$$e^+ e^- \rightarrow \bar{c}(\bar{u}) t^* (\rightarrow b W^* (\rightarrow l\nu(q\bar{q}'))). \quad (16)$$

Выражение для матричного элемента такого процесса довольно громоздкое и мы его не приводим.

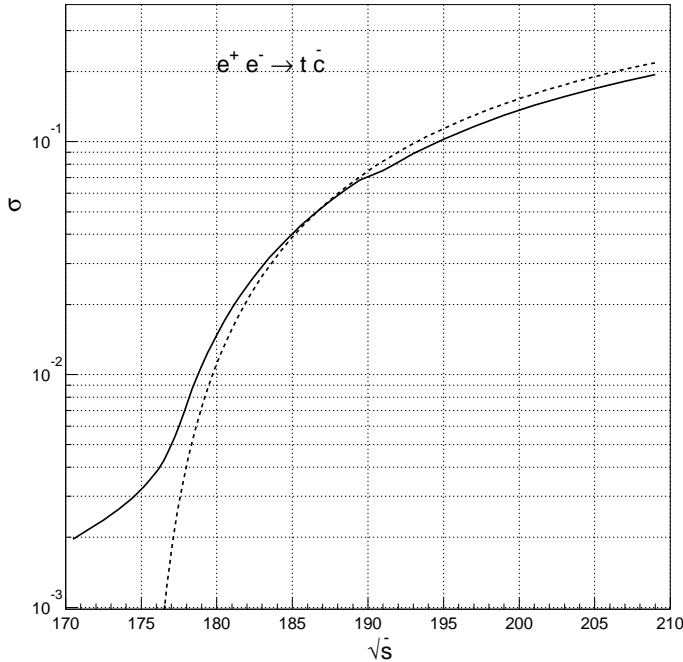


Рис. 1. Сечение реакции e^+e^- -аннигиляции при энергии LEP-2 коллайдера в пару $t\bar{c}(\bar{u})$ в реакции (6) — сплошная кривая, и в реакции (16) — штриховая кривая. При вычислениях использовались значения аномальных констант из (13) и (14). \sqrt{s} — в ГэВ, сечение — в пикобарнах.

На рис. 1 приведено поведение сечений процессов (6) и (16) в зависимости от \sqrt{s} . Как видно из этого рисунка, эффект конечных ширин t -кварка и W -бозона проявляется при $\sqrt{s} \leq m_t$. При более высоких энергиях e^+e^- -аннигиляции различие в сечениях становится несущественным. Так как мы исследуем процесс (6) при $\sqrt{s} \geq 184$ ГэВ, то основные особенности реакции одиночного рождения t -кварков за счет FCNC-взаимодействий можно понять из анализа выражения (15) для сечения процесса (6).

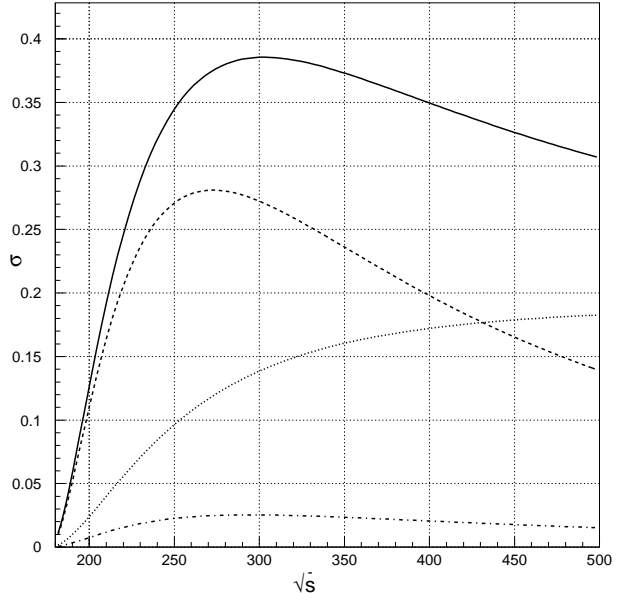
3. Полное сечение рождения $t\bar{c}$ в e^+e^- -аннигиляции и ограничения на величины аномальных констант

На рис. 2 представлено поведение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ в зависимости от \sqrt{s} . Отдельно представлены вклады, отвечающие обмену виртуальным Z -бозоном, виртуальным фотоном, и их интерференция. Приведенные оценки сечения получены при значениях аномальных констант (κ_γ и κ_z), отвечающих их “верхним” значениям (см. (13) и (14)). Как видно из этого рисунка, при таком выборе значений констант подавляющий вклад в сечение процесса (6) при $\sqrt{s} \leq 400$ ГэВ вносит обмен с виртуальным Z^* -бозоном. Отметим разное энергетическое поведение вкладов с обменом фотоном и Z -бозоном. Из-за аномального взаимодействия с фотоном ($\sim \sigma^{\mu\nu}$) этот вклад не падает с ростом полной энергии взаимодействий. Действительно, из выражения (15) следует, что

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^*) \propto \left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2,$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^*) \propto \frac{1}{s} \left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2.$$

Рис. 2. Поведение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ в зависимости от \sqrt{s} (сплошная кривая). Штриховая, пунктирная и штрихпунктирная кривые отвечают вкладам аннигиляции через фотон, Z -бозон и их интерференции.



При энергии $\sqrt{s} = 184$ ГэВ, что соответствует энергии работы коллайдера LEP-2 в текущем сеансе, величина сечения реакции (6) (просуммированная по t и \bar{t} , а также по u - и \bar{u} -кваркам) равна

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{c} + t\bar{u} + \bar{t}c + \bar{t}u) = 0,15 \text{ пкб}, \quad (17)$$

что при полной светимости, $\mathcal{L}_{int} = 70 \text{ пкб}^{-1}$ отвечает следующему числу событий с одиночным образованием t -кварков:

$$\begin{aligned} N_t &= 10,5, \\ N_h(W \rightarrow 2jet) &= 7,1, \\ N_l(W \rightarrow e^\pm\nu + \mu^\pm\nu) &= 2,3. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь N_h и N_l обозначают число событий с распадами топ-кварка по чисто адронному и лептонному ($e + \mu$)-каналам. Эти, а также все последующие оценки получены в предположении 100%-ой эффективности регистрации адронных струй и лептонов. Мы также пренебрегали возможным вкладом от фоновых событий.

Рассмотрим теперь, какие ограничения “сверху” на значения аномальных констант κ_γ и κ_z можно ожидать из данных LEP-2. Для этого, в частности, необходимо потребовать максимально большого отрицательного вклада интерференционного члена в сечение (15), что отвечает минимальному значению соответствующего сечения. Как видно из выражения (15), это достигается при следующих условиях на относительные константы g_i и z_i :

$$g_1 z_2 = g_2 z_1 < 0. \quad (19)$$

Отсюда следует, что $g_1 z_1 + g_2 z_2 = 1$. Следовательно, сечение (15) становится функцией двух параметров κ_γ и κ_z .

Учитывая различные обозначения и нормировки, используемые в литературе, полученные ограничения на аномальные константы мы представили в виде ограничений на соответствующие вероятности распадов $t \rightarrow c(u)\gamma$ и $t \rightarrow c(u)Z$. Анализ был проделан для $\sqrt{s} = 184$ ГэВ, а также для других значений полной энергии e^+e^- -аннигиляции коллайдера LEP-2 и соответствующих полных светимостей:

$$\begin{aligned} \sqrt{s} = 184 \text{ ГэВ} & \quad \mathcal{L}_{int} = 70 \text{ пкб}^{-1}, \\ \sqrt{s} = 192 \text{ ГэВ} & \quad \mathcal{L}_{int} = 200 \text{ пкб}^{-1}, \\ \sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ} & \quad \mathcal{L}_{int} = 100 \text{ пкб}^{-1}. \end{aligned}$$

Полученные ограничения (при 95%-ом уровне достоверности) на $\text{Br}(t \rightarrow c(u)\gamma)$ и $\text{Br}(t \rightarrow c(u)Z)$ представлены на рис. 3. Мы также учли возможность суммирования статистики со всех четырех экспериментов (ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL) коллайдера LEP-2. Соответствующие ограничения на этом рисунке показаны пунктирными кривыми.

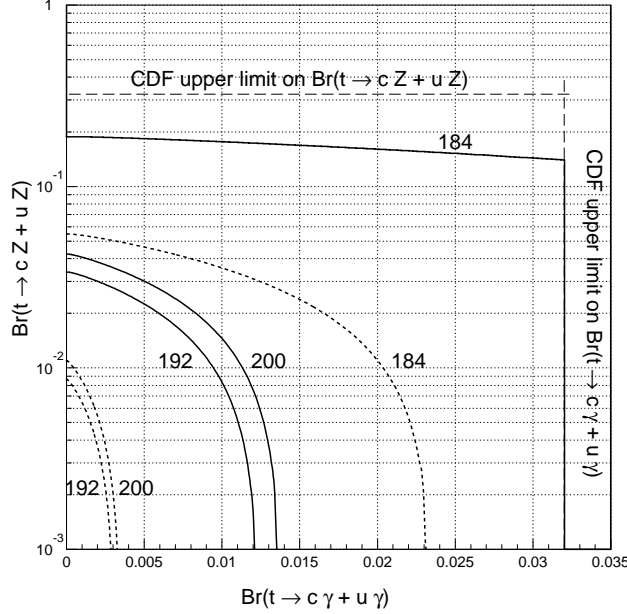


Рис. 3. Верхние ограничения (при 95%-ом уровне достоверности) на вероятности распадов $t \rightarrow (c + u)Z$ и $t \rightarrow (c + u)\gamma$ при различных значениях полной энергии и светимости e^+e^- -аннигиляции ($\sqrt{s} = 184$ ГэВ и $L = 70$ пкб $^{-1}$, $\sqrt{s} = 192$ ГэВ и $L = 200$ пкб $^{-1}$, а также $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $L = 100$ пкб $^{-1}$). Пунктирные кривые получены в предположении суммарной статистики всех четырех экспериментов на коллайдере LEP-2 (т.е. $L(184) = 280$ пкб $^{-1}$, $L(192) = 800$ пкб $^{-1}$ и $L(200) = 400$ пкб $^{-1}$).

Заметим, что так как вклад от аннигиляции через фотон довольно мал (см. рис. 2), то при $\sqrt{s} = 184$ ГэВ и полной светимости 100 пкб $^{-1}$ практически невозможно улучшить оценку (4), полученную сотрудничеством CDF. В то же время ограничения на вероятность распада t -кварка на Z -бозон могут быть улучшены в ~ 2 раза:

$$\sqrt{s} = 184 \text{ ГэВ} \Rightarrow \begin{cases} \text{Br}(t \rightarrow (c + u) \gamma) \leq 3.2\% \quad (95\% \text{ C.L.}), \\ \text{Br}(t \rightarrow (c + u) Z) \leq 18\% \quad (95\% \text{ C.L.}). \end{cases} \quad (20)$$

Увеличение полной энергии и светимости e^+e^- -аннигиляции позволит существенно улучшить современные ограничения (4) и (5) на соответствующие вероятности распада t -кварка как на Z -бозон, так и на фотон (ниже мы приводим значения при учете суммарной статистики со всех четырех экспериментов):

$$\sqrt{s} = 192(200) \text{ ГэВ} \Rightarrow \begin{cases} \text{Br}(t \rightarrow (c + u) \gamma) \leq 0.3\% \quad (95\% \text{ C.L.}), \\ \text{Br}(t \rightarrow (c + u) Z) \leq 1\% \quad (95\% \text{ C.L.}). \end{cases} \quad (21)$$

Как показывает проделанный анализ, даже в текущем сеансе e^+e^- -коллайдера LEP-2 возможно улучшить ограничения на параметры аномального FCNC-взаимодействия t -кварков.

Заметим также, что для получения оценок типа (21) в будущем сеансе коллайдера FNAL требуется довольно большая светимость, $\mathcal{L}_{FNAL} \geq 1 \div 10 \text{ фб}^{-1}$ (см. подробнее [5,8]).

4. Дифференциальные распределения

Близость к порогу рождения t -кварков при энергии LEP-2 коллайдера (т.е. $\sqrt{s} \leq 200 \text{ ГэВ}$) приводит к практически фиксированным значениям энергии конечных t , $c(u)$ -, b -кварков и W -бозона в реакции (16):

$$\begin{aligned} E_t &\simeq \frac{s+m_t^2-m_c^2}{2\sqrt{s}} \simeq m_t, \\ E_{c(u)} &\simeq \frac{s-m_t^2+m_c^2}{2\sqrt{s}} \simeq \sqrt{s} - m_t, \\ E_b &\simeq \frac{m_t^2-m_W^2+m_b^2}{2m_t}, \\ E_W &\simeq \frac{m_t^2+m_W^2-m_b^2}{2m_t}. \end{aligned} \quad (22)$$

Соответствующие дифференциальные распределения по энергии конечных частиц в реакции (16) представлены на рис. 4. Заметим, что рассматриваемое одиночное рождение t -кварков приводит к весьма характерной топологии событий, резко отличающейся от соответствующей топологии возможного фонового процесса образования пары W^+W^- -бозонов:

$$e^+ e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4jet. \quad (23)$$

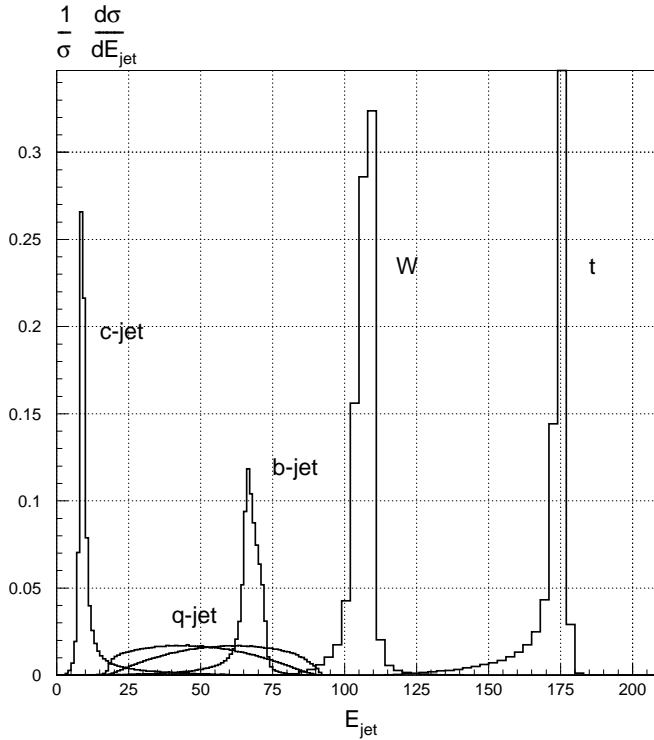


Рис. 4. Распределения по энергиям конечных частиц в реакции (16). Кривые “q-jet” отвечают струям от распада W -бозона. Энергия струй E_{jet} — в ГэВ, сечение $(1/\sigma)d\sigma/dE_{jet}$ — в ГэВ $^{-1}$.

В рассматриваемой нами реакции (16) две струи обладают практически фиксированными энергиями. Например при $\sqrt{s} = 184$ ГэВ

$$E_b \sim 70 \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad E_c \sim 10 \text{ ГэВ}.$$

Такое характерное поведение энергетических распределений очарованных и прелестных струй заметно отличается от соответствующих распределений в фоновом процессе (23)).

Подчеркнем еще раз, что распределение по энергии струй фактически определяется кинематикой процесса рождения пары $t\bar{c}(\bar{u})$ -кварков и очень слабо зависит от параметров модели FCNC-взаимодействий t -кварка.

С другой стороны, угловые распределения конечных частиц в реакции (16) существенно зависят от параметров модели. Это легко увидеть из выражения для дифференциального сечения $d\sigma/d\cos\vartheta$ для процесса (6) рождения t - и \bar{c} -кварков:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{c})}{d\cos\vartheta} = \frac{3\pi\alpha^2}{8s} \left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right)^2 \left[\chi_\gamma + \chi_z + \chi_{int}\right], \quad (24)$$

где ϑ — угол вылета t кварка по отношению к начальному электрону в с.ц.м. Слагаемые, отвечающие аннигиляции через фотон (χ_γ), Z -бозон (χ_z) и их интерференции (χ_{int}), имеют вид

$$\chi_\gamma = 2 \frac{m_t^2}{\Lambda^2} \kappa_\gamma^2 e_q^2 \frac{s}{m_t^2} \left(1 + \frac{2m_t^2}{s}\right) (1 - \lambda \cos^2 \vartheta), \quad (25)$$

$$\chi_z = \frac{\kappa_z^2}{2 \sin^4 2\vartheta_W \left(1 - \frac{M_Z^2}{s}\right)^2} \times \left[\left(1 + a_w^2\right) \left(2 + \frac{m_t^2}{s}\right) (1 + \lambda \cos^2 \vartheta) - 4a_w (z_1^2 - z_2^2) \cos \vartheta \right], \quad (26)$$

$$\chi_{int} = 4e_q \kappa_\gamma \kappa_z \left(\frac{m_t}{\Lambda}\right) \frac{a_w (g_1 z_1 + g_2 z_2) - (g_1 z_1 - g_2 z_2) \cos \vartheta}{\sin^2 2\vartheta_W \left(1 - \frac{M_Z^2}{s}\right)}, \quad (27)$$

где $\lambda = (1 - m_t^2/s)/(1 + m_t^2/s)$.

Учитывая, что при энергиях коллайдера LEP-2 параметр $\lambda \ll 1$, то из приведенных выражений для $d\sigma/d\cos\vartheta$ видно, что вклады в аннигиляцию через фотон или Z -бозон слабо зависят от $\cos\vartheta$ (см. (25) и (26)). А вот угловая зависимость интерференционного вклада ($\sim (g_1 z_1 - g_2 z_2) \cos\vartheta$) во многом определяется выбором параметров модели. Например, при $g_1 z_1 = -g_2 z_2$ такая зависимость максимальна, а при $g_1 z_1 = +g_2 z_2$ этот вклад вообще не зависит от $\cos\vartheta$ (см. (27)).

Соответствующие угловые распределения при двух выборах параметров модели

$$g_1 z_1 = -g_2 z_2 \quad \text{и} \quad g_1 z_1 = +g_2 z_2$$

представлены на рис. 5. Из этого рисунка видна явная зависимость угловых распределений от параметров модели. Это обстоятельство может помочь при получении более детальных ограничений на различные параметры аномального FCNC-взаимодействия t -кварков.

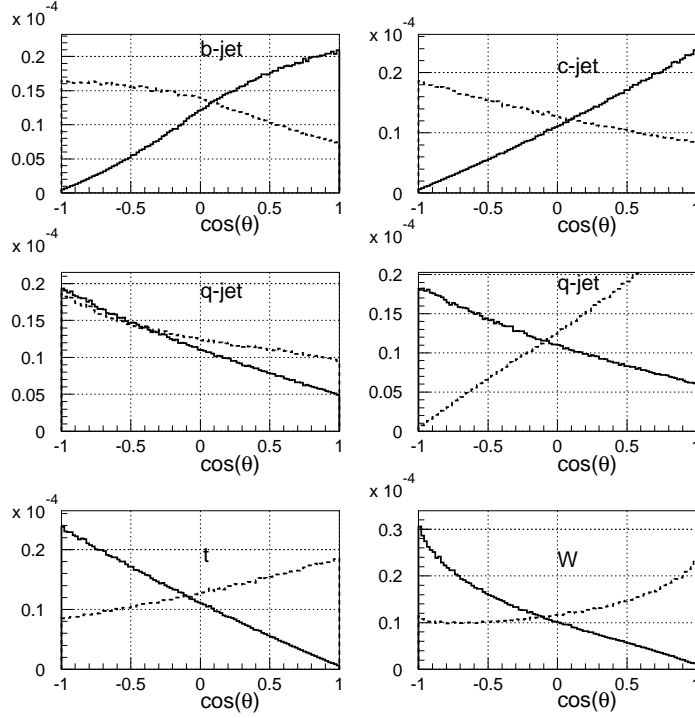


Рис. 5. Поведение угловых распределений $d\sigma/\cos\vartheta$ (в произвольных единицах) конечных частиц в реакции (16). Кривые “q-jet” отвечают струям от распада W -бозона. Кривые получены при двух выборах параметров модели. Выбору $g_1 z_2 = -g_2 z_1$ соответствуют сплошные кривые, а $g_1 z_2 = +g_2 z_1$ — пунктирные кривые.

Заключение

В настоящей работе проанализирована возможность изучения (получение ограничений) аномальных взаимодействий t -кварков в нейтральных токах с нарушением аромата при энергиях e^+e^- -коллайдера LEP-2.

Мы анализировали события только с рождением одиночных t -кварков, полностью пренебрегая возможным вкладом от фоновых процессов. Нами показано, что результаты текущего сеанса коллайдера LEP-2 при энергии $\sqrt{s} = 184$ ГэВ и при полной светимости $\mathcal{L} \simeq 70$ пкб $^{-1}$ позволят в несколько раз улучшить современные ограничения на параметры аномального FCNC-взаимодействия t -кварков. При увеличении полной энергии до $\sqrt{s} = 192(200)$ ГэВ и интегральной светимости до $\mathcal{L} \simeq 100(200)$ пкб $^{-1}$ соответствующие ограничения на аномальные константы могут быть сравнимыми с теми, что ожидают получить в будущем сеансе коллайдера FNAL.

Показано, что конечные состояния в реакции $e^+e^- \rightarrow \bar{c}t \rightarrow 4jet$ обладают характерной кинематикой: две струи имеют практически фиксированные энергии. Такая топология резко отличается от соответствующей топологии фоновых событий с рождением четырех струй. При этом такая кинематика событий практически не

зависит от параметров модели. В то же время угловые распределения конечных частиц в изученной реакции одиночного рождения t -кварков существенно зависят от выбора параметров модели. Это обстоятельство, в свою очередь, может помочь получить более детальные ограничения на значения констант аномального взаимодействия t -кварков.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Б.А. Арбузову, А.Г. Мягкову и М.М. Шапкину за полезные обсуждения.

Наша работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-15-96575).

Список литературы

- [1] *CDF Collaboration*, Abe F. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995, **74**, p. 2626;
DØ Collaboration, Abachi S. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995, **74**, p. 2632.
- [2] Parke S. FERMILAB-Pub-94/322-T, 1994.
- [3] Grzadkowski B., Gunion J.F. and Krawczyk P. // *Phys. Lett.* 1991, **B268**, p.106;
Eilam G., Hewett J.L, and Soni A. // *Phys. Rev.* 1991, **D44**, p.1473;
Luke M. and Savage M.J. // *Phys. Lett.* 1993, **B307**, p.387;
Couture G., Hamzaoui C., and König H. // *Phys. Rev.* 1995, **D52**, p.1713.
- [4] Peccei R.D. and Zhang X. // *Nucl. Phys.* 1990, **B337**, p.269.
- [5] Han T., Peccei R.D., and Zhang X. // *Nucl. Phys.* 1995, **B454**, p.527.
- [6] Arbuzov B.A. *Phys. Lett.* 1995, **B353**, p.532.
- [7] *CDF Collaboration*, Abe, F. *et al.* // FERMILAB-Pub-97/270-E, 1997.
- [8] Frey R. *et al.* FERMILAB-Conf-97/085, 1997.
- [9] Atwood D., Reina L. and Soni A. // *Phys. Rev.* 1996, **D53**, p.1199.;
- [10] *DØ Collaboration*, Abachi S. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997, **79**, p.1197;
DØ Collaboration, Abbott B. *et al.* // FERMILAB-Pub-97/172-E, 1997;
CDF Collaboration, Abe, F. *et al.* // FERMILAB-Pub-97/284-E, 1997.

Рукопись поступила 10 декабря 1997 г.

В.Ф. Образцов и др.

Поиск аномального взаимодействия t -кварков на коллайдере LEP-2.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В. Орлова

Подписано к печати 22.12.97. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1,37. Уч.-изд.л. 1,05. Тираж 150. Заказ 92. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

