

УДК 539.12; 537.8

**А. В. Бобров, А. Е. Бондарь**

Институт ядерной физики им. И. Г. Будкера СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: A.V.Bobrov@inp.nsk.su

### ИЗУЧЕНИЕ ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ПОИСКА РАСПАДА $\tau \rightarrow \mu\gamma$ НА СУПЕР- $c$ - $\tau$ ФАБРИКЕ \*

Методом Монте-Карло исследованы фоновые события для поиска распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  на Супер- $c$ - $\tau$  фабрике (при энергии в системе центра масс 3,686, 3,77 и 4,17 ГэВ). Исследованы фоновые события от распадов  $\tau^+\tau^-$  пар. Предложены критерии отбора для подавления фоновых событий и изучена зависимость фоновой ситуации от параметров детектора. Сформулированы требования к детектору, необходимые для выполнения поставленной задачи. Исследование было проведено для энергических разрешений калориметра 1,5 и 2,5 %. В анализе учитывались все основные тагирующие моды второго  $\tau$  (суммарная вероятность этих мод составляет около 90 %). Рассмотрена возможность продольной поляризации начального электронного пучка. Такая поляризация позволяет измерить параметр асимметрии распада даже на малой статистике. Итоговая чувствительность к распаду  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  на Супер- $c$ - $\tau$  фабрике составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-10}$  при  $\pi/\mu$  подавлении 1 к 30. Это значение в 5 раз лучше, чем на Супер- $B$  фабрике, несмотря на то, что статистика  $\tau^+\tau^-$  пар в данном эксперименте в 3 раза выше. Супер- $c$ - $\tau$  фабрика может успешно конкурировать в поиске распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  с Супер- $B$  фабрикой.

*Ключевые слова:* Супер Чарм Тау фабрика, несохранение лептонного аромата,  $\tau$ -лептон, распад  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ .

#### Введение

В настоящее время в ИЯФ СО РАН разработан проект Супер- $c$ - $\tau$  фабрики – установки со встречными электрон-позитронными пучками, светимость которой составляет  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , а энергия в системе центра масс – от 2 до 5 ГэВ [1]. В качестве детектора рассматривается универсальный детектор с продольным магнитным полем. Одной из задач этого проекта будет изучение рождения и распадов  $\tau$ -лептона.

На установках со встречными электрон-позитронными пучками источником  $\tau$ -лептонов является реакция  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Исходя из светимости машины, можно ожидать, что итоговая статистика будет составлять

$2,5 \cdot 10^{10}$  пар  $\tau^+\tau^-$ . Основная часть этих событий (около 75 %) будет набрана при энергии 3,686 и 3,77 ГэВ (пики  $\psi(2S)$  и  $\psi(3770)$  резонансов соответственно).

Одной из интересных задач в физике  $\tau$ -лептона является поиск распадов с несохранением лептонного аромата [2]. В качестве примера процесса, идущего с нарушением закона сохранения лептонного аромата, можно привести осцилляции нейтрино (переходы  $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$  и др.). Подобного рода осцилляции были обнаружены экспериментально [3]. Нужно отметить, что на сегодняшний день в секторе заряженных лептонов процессов, идущих с нарушением лептонного аромата, не обнаружено. В ка-

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00904-а).

Авторы выражают глубокую благодарность С. И. Эйдельману, Е. А. Кравченко, С. А. Кононову, Д. А. Епифанову, В. П. Дружинину и В. И. Тельнову за обсуждения и интерес к работе, а также за помощь в проведении исследования.

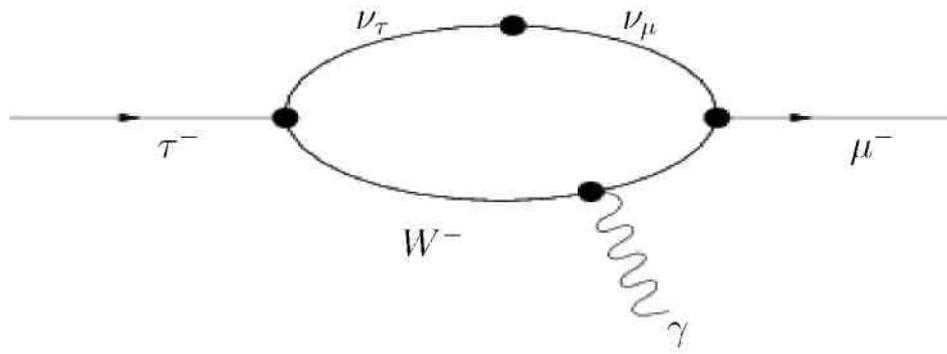


Рис. 1. Диаграмма, описывающая распад  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  за счет осцилляций нейтрино

честве примера распадов  $\tau$ , в которых нарушается лептонный аромат, можно привести следующие процессы:  $\tau^- \rightarrow e^- + \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow e^- + e^- + e^+$  и др. Обнаружение таких распадов позволило бы существенно улучшить понимание физики элементарных частиц, выходящей за рамки Стандартной модели.

Одним из распадов  $\tau$ -лептона, который может происходить из-за нарушения лептонного аромата, является  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$ . Этот процесс возможен из-за существования осцилляций нейтрино (рис. 1). Из данных по нейтринным осцилляциям можно получить следующее ограничение на вероятность распада:  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} < 10^{-54}$  [4]. Эта величина слишком мала для экспериментального наблюдения. Существуют, однако, расширения Стандартной модели, дающие предсказания в диапазоне  $10^{-8} \div 10^{-10}$  [5].

Современное экспериментальное ограничение на вероятность этого распада равно  $4,4 \cdot 10^{-8}$  [6]. В будущих экспериментах на Супер-В и Супер- $c$ - $\tau$  фабриках предполагается существенно (до уровня  $\sim 10^{-9}$ ) повысить чувствительность к распаду  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  [1; 7; 8]. Даже если новое поколение экспериментов не обнаружит распадов, идущих с несохранением лептонного аромата, информация о новых верхних пределах позволит улучшить понимание процессов, которые выходят за рамки Стандартной модели.

Основной целью данной работы является изучение фонов для процесса  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  при проведении эксперимента на Супер- $c$ - $\tau$  фабрике.

### Предварительные оценки параметров детектора

С учетом особенностей изучаемого процесса обратим внимание на следующие характеристики детектора:

- разрешение калориметра по энергии фотона в области 0,5–1,6 ГэВ;
- временное разрешение для фотонов;
- эффективность реконструкции  $\pi^0$ , когда один из фотонов очень мягкий (до 3 МэВ);
- эффективность регистрации фотонов и заряженных частиц во всем телесном угле;
- качество  $\mu/\pi$  разделения в области импульсов 0,5–1,6 ГэВ/с.

Главная особенность процесса  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  заключается в том, что для его успешного изучения нужен детектор с очень хорошими параметрами всех систем, а именно трековой системы, системы идентификации и калориметра. Задача изучения фона для  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  является важной с точки зрения поиска оптимальной конструкции детектора для Супер- $c$ - $\tau$  фабрики.

Поскольку в искомом процессе в системе покоя  $\tau$ -лептона фотон монохроматический, хорошее энергетическое разрешение калориметра позволит ограничить сигнальную область и тем самым подавить фоновые процессы.

Необходимо разделять по времени фотоны, образовавшиеся в разных столкновениях пучков. В проекте коллайдера время между столкновениями пучков равно 6 нс. Поэтому временное разрешение калориметра должно быть существенно меньше этого интервала.

Высокое качество идентификации частиц необходимо для устранения фонов, когда пион имитирует сигнальный мюон. Задача  $\mu/\pi$  разделения в области 0,5–1,6 ГэВ/с является крайне сложной. В качестве системы идентификации в проекте детектора рассматривают черенковские счетчики на фокусирующем аэрогеле [9; 10].

### Основные источники фона

Можно выделить следующие источники фона:

- распады пар  $\tau^+\tau^-$ ;
- электродинамические процессы;
- адронный континуум;
- процессы с излучением жесткого фотона начальным  $e^+$  или  $e^-$ ;
- наложение двух независимых событий процессов  $e^+e^-$  взаимодействия;
- фон от ускорителя;
- распады  $D$ -мезонов;
- распады  $\psi(2S)$  резонанса.

Сигнал могут имитировать следующие электродинамические процессы:

$$e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+\gamma,$$

$$e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+e^-e^+\gamma,$$

в случае, когда одна или несколько частиц не зарегистрированы. События адронного континуума имитируют сигнал при ошибочной идентификации частиц, например при неправильной идентификация адронов (в основном пионов) как мюонов. Излученный начальным электроном (или позитроном) жесткий фотон может имитировать сигнальный, а часть системы, образовавшейся после аннигиляции, – мюон. Из-за высокой светимости в одном столкновении пучков на Супер- $c$ - $\tau$  фабрике вероятностью совпадения нескольких независимых процессов  $e^+e^-$  взаимодействия в одном столкновении пучков полностью пренебречь нельзя. Другой существенный источник фона – это полуплептонные распады  $D$ -мезонов в процессе  $e^+e^-$  аннигиляции в  $D\bar{D}$  пару. Мюоны из распадов  $D$ -мезонов могут имитировать сигнал. При работе в пике  $\psi(2S)$  резонанса сечение  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны примерно в 30 раз больше, чем вне резонанса. Это может привести к значительному фону и к искомому процессу.

От двух последних источников фона можно полностью избавиться выбором энергии пучков. Однако изучение распадов

$\psi(2S)$  и  $D$ -мезонов является одним из пунктов программы Супер- $c$ - $\tau$  фабрики, поэтому их совмещение с изучением  $\tau$ -лептона выглядит полезным. Исходя из этого рассмотрение данных фоновых процессов представляет значительный интерес. Однако в настоящий момент изучение остальных источников фона является более приоритетной задачей, поскольку их нельзя устранить выбором энергии. В данной работе подробно рассмотрены фоны от процесса рождения пар  $\tau^+\tau^-$ , которые при любой энергии пучков являются принципиально неустранимыми, и способы их подавления.

### Существующие ограничения на вероятность распада $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$

Лучший верхний предел на вероятность распада,  $4,4 \cdot 10^{-8}$ , получен детектором BaBar [6]. Схожий предел,  $4,5 \cdot 10^{-8}$ , получен на детекторе Belle [11; 12]. Оба этих эксперимента проводились на встречных электрон-позитронных пучках с энергией в системе центра масс около 10 ГэВ.

В работе BaBar приведены следующие количественные данные: статистика рожденных пар  $\tau^+\tau^-$  –  $4,8 \cdot 10^8$ ; эффективность к сигнальным событиям –  $(6,1 \pm 0,5)\%$ ; количество ожидаемых фоновых событий из моделирования –  $3,6 \pm 0,7$ ; условиям отбора удовлетворяют 2 события. Основным источником фона являются события

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\tau^-\tau^+ \rightarrow \gamma\mu^+\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\tau^-.$$

Этот источник фона является неустранимым. Для новых поколений экспериментов, которые будут работать в том же диапазоне энергий (Супер- $B$  фабрик), суммарная статистика пар будет составлять около  $7 \cdot 10^{10}$ , а общее количество фоновых событий – 260, эффективность к сигналу – 7,3%, планируемый верхний предел –  $2,4 \cdot 10^{-9}$  [7]. Схожие параметры можно найти в работе [8]. Из сравнения этих данных видно, что увеличение статистики на 2 порядка ведет к снижению верхнего предела на порядок. Значение верхнего предела ведет себя как  $N_{\tau^+\tau^-}^{-1/2}$ . Это связано с неустранимым характером фона от событий

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\tau^-\tau^+ \rightarrow \gamma\mu^+\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\tau^-.$$

Можно показать, что фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\tau^-\tau^+$  будет несущественен при проведении эксперимента на Супер- $c$ - $\tau$  фабри-

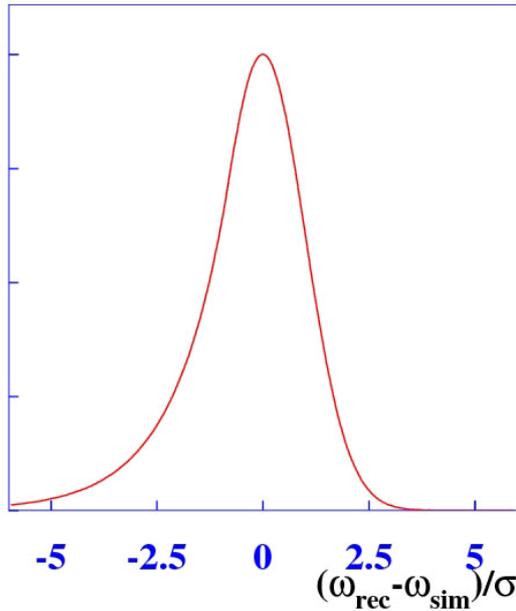


Рис. 2. Функция отклика калориметра

ке. Если энергия в системе центра масс меньше  $4m_c/\sqrt{3} = 4,1 \text{ ГэВ}/c^2$ , спектры сигнального и фонового фотонов не пересекаются. Поэтому Супер- $c$ - $\tau$  фабрика, даже имея меньшую статистику, может успешно конкурировать с Супер- $B$  фабрикой.

Все предыдущие (до BaBar и Belle) эксперименты по поиску распада  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  тоже проводились на электрон-позитронных коллайдерах. Только в одном из этих экспериментов энергия в системе центра масс была близка к порогу рождения пар  $\tau^+\tau^-$  [13]. При этом полученный предел был на 4 порядка хуже, чем текущий. Изучение фоновой ситуации для поиска процесса  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  при работе в области порога рождения пар  $\tau^+\tau^-$  и статистики  $N_{\tau^+\tau^-} \sim 10^{10}$  до настоящего времени не проводилось.

### Моделирование отклика детектора

Для описания отклика детектора нами использовалось быстрое моделирование. При таком подходе взаимодействие частиц с детектором и их последующая реконструкция описывается сверткой начальных параметров с функциями отклика детектора. В моделировании учитывались следующие эффекты:

- энергетическое разрешение калориметра;
- координатное разрешение по точке конверсии фотона 1 см;
- область полярных углов, в которой регистрируются частицы,  $-20^\circ < \Theta < 160^\circ$ ;
- порог регистрации по энергии фотона 20 МэВ;
- импульсное разрешение для заряженных частиц;
- все частицы регистрируются независимо с эффективностью 100 %;
- слияние кластеров в калориметре.

На рис. 2 приведена форма функции, которая использовалась для моделирования энергетического разрешения калориметра. Это асимметричное распределение – сшивка Гаусса и экспоненты. Асимметрия введена для моделирования утечек электромагнитных ливней в калориметре. Ширина распределения обратно пропорциональна корню из начальной энергии фотона. Координатное разрешение калориметра разыгрывалось по гауссовскому распределению. Два фотона сливались, если угловое расстояние между ними было меньше  $7^\circ$ .

В качестве функции отклика для моделирования углового и импульсного разрешения дрейфовой камеры тоже использовались распределения Гаусса. Импульсное разрешение вычислялось по формуле

$$\frac{\sigma_{P_t}}{P_t} = \sqrt{0,3^2 + 0,3^2 \frac{P_t^2}{(1\text{ГэВ}/c)^2}} \%.$$

Все параметры оставались фиксированными, за исключением энергетического разрешения. При моделировании оно варьировалось от 1,5 до 2,5 % (при энергии 1 ГэВ). Для параметризации отклика детектора были использованы данные приведенные в работах [1; 12].

В таком приближении основными параметрами детектора, от которых зависит статистика фоновых событий, являются разрешение калориметра и телесный угол, в котором регистрируются фотоны и заряженные частицы, а также энергетический порог регистрации фотонов.

### Моделирование распадов

Для моделирования распадов был использован генератор TAUOLA [14]. Форм-фактор для распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  в генераторе был изменен. Использовалась параметриза-

ция формфактора  $F_\pi(m_{\pi^-\pi^0}^2)$  из работы [15].

Если инвариантная масса пары пионов в данном распаде близка к массе  $\tau$ , то один из фотонов, на которые распадается  $\pi^0$ -мезон, вместе с  $\pi^-$  может имитировать сигнал. Конечно, при условии, что в системе идентификации пион определяется как мюон.

При моделировании распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  в генераторе TAUOLA используется квазидвухчастичная модель промежуточного адронного состояния. Параметры этой модели взяты из экспериментальной работы [15]. Она учитывает следующие промежуточные состояния:  $\rho_L$  в  $S$ -волне;  $\rho_L$  в  $D$ -волне;  $\rho'$  в  $S$ -волне;  $\rho'$  в  $D$ -волне;  $f_2(1270)\pi$  в  $P$ -волне;  $\sigma(860)\pi$  в  $P$ -волне;  $f_0(1180)\pi$  в  $P$ -волне.

В реакции  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$  для энергий, близких к порогу, пара  $\tau^+\tau^-$  рождается в  $S$ -волне. Вклад  $D$ -волны сильно подавлен центробежным барьером. Спины конечных частиц ориентированы по направлению спина виртуального фотона. Если ось  $z$  выбрать по направлению движения электрона в системе центра масс, то виртуальный фотон будет иметь проекции спина  $-1$  и  $+1$ . Поскольку в моделировании отклика детектора асимметрия вперед – назад отсутствует, пары  $\tau^+\tau^-$  моделировались 100 % поляризованными по оси  $z$ . Это предположение оправданно, поскольку в реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , при энергии не выше 4,17 ГэВ, модуль проекции спинов пары  $\tau^+\tau^-$  на направление столкновения пары  $e^+e^-$  всегда превышает 0,986 [16–18].

Для моделирования сигнального процесса также использован генератор TAUOLA. Распад  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  является двухчастичным, поэтому энергии частиц, образовавшихся после распада в системе  $\tau$  фиксированы. Если не измерять поляризацию конечных частиц, то единственной характеристикой, необходимой для моделирования процесса, является угловое распределение конечных частиц, полученное после суммирования по спиновым состояниям.

Из наиболее общих соображений, а именно Лоренц-инвариантности и калибровочной инвариантности, можно написать следующую эффективную функцию Лагранжа, описывающую этот распад [19]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \times \\ & \times (m_\tau A_R \bar{\tau}_R \sigma^{\alpha\beta} \mu_L F_{\alpha\beta} + m_\tau A_L \bar{\tau}_L \sigma^{\alpha\beta} \mu_R F_{\alpha\beta} + h.c.), \end{aligned} \quad (1)$$

она параметризуется двумя параметрами –  $A_R$ ,  $A_L$  (если в этом процессе нарушается CP-инвариантность, то параметров будет 4);  $m_\tau$  – масса  $\tau$ ;  $G_F$  – постоянная Ферми;  $\bar{\tau}_R$ ,  $\bar{\tau}_L$ ,  $\mu_R$ ,  $\mu_L$  – правые и левые дираковские спиноры  $\tau$  и  $\mu$ ;  $\sigma^{\alpha\beta} = \frac{i}{2}(\gamma^\alpha \gamma^\beta - \gamma^\beta \gamma^\alpha)$  – коммутатор гамма-матриц Дирака;  $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha$  – тензор электромагнитного поля. Из данной функции Лагранжа следует угловое распределение в системе покоя  $\tau$ :

$$\frac{d\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}}{d \cos \theta} = \frac{\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}}{2} (1 + A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} P \cos \theta), \quad (2)$$

где  $\theta$  – угол между спином начальной частицы и импульсом мюона;  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$  – вероятность распада;

$$A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = \frac{|A_L|^2 - |A_R|^2}{|A_L|^2 + |A_R|^2} - \text{параметр асимметрии углового распределения};$$

$P$  – степень поляризации  $\tau$ . Это угловое распределение очень похоже на распределение распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ . Для моделирования разных  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$  нужно в правильной пропорции смешивать события при поляризациях  $\tau$ -лептона (который распадается в  $\mu^- + \gamma$ ) по оси  $z$  и против. Например, если  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 0$ , нужно взять половину событий с поляризацией по оси  $z$ , а другую половину с поляризацией против оси (легко понять, что в этом случае распределение будет изотропным). При вариации параметра  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$  от  $-1$  до  $1$  было установлено, что эффективность к сигнальным событиям слабо зависит от асимметрии углового распределения.

Кроме того, вероятность распада

$$\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma} \propto |A_R|^2 + |A_L|^2.$$

Для извлечения обоих параметров взаимодействия необходимо определить не только вероятность распада, но и параметр асимметрии углового распределения. Наличие продольной поляризации одного из пучков значительно упрощает задачу измерения параметра асимметрии [18].

Фоновые и сигнальные процессы моделировались для трех точек по энергии: 3,686, 3,77 и 4,17 ГэВ. Все данные пересчитаны на полную статистику  $3,2 \cdot 10^{10}$  пар

$\tau^+\tau^-$  (в каждой точке по энергии) и вероятность распада  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 10^{-9}$ .

### Условия отбора

Поскольку источником  $\tau$ -лептонов на электрон-позитронных коллайдерах является реакция  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , в процессе рождается пара  $\tau$ -лептонов. При изучении различных мод распадов данных лептонов один из них называют сигнальным, а другой – тагирующим. Сигнальный лептон распадается в интересующую нас моду, а тагирующий – в определенный набор стандартных мод. Они, как правило, выбираются исходя из фоновой ситуации и требований на итоговую эффективность к изучаемому процессу. В качестве тагирующих мод были использованы следующие каналы распада (рис. 3):

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- + \gamma + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau.\end{aligned}$$

Изучение фоновой ситуации показало, что для подавления фоновых процессов необходимо полностью реконструировать продукты распада сигнального  $\tau$ -лептона, а для тагирующего  $\tau$  все частицы, кроме нейтрино.

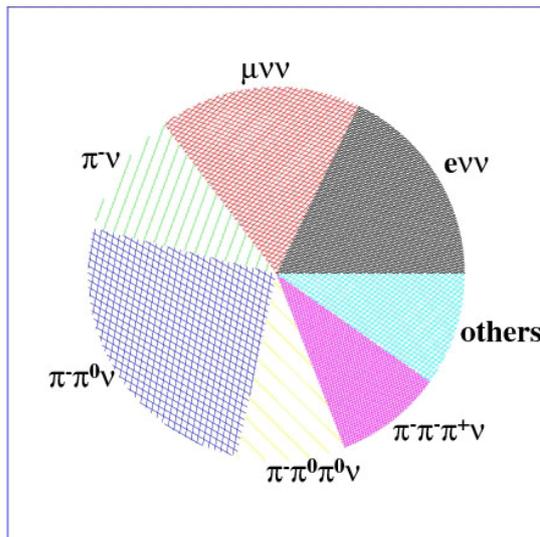


Рис. 3. Вероятности распада  $\tau$ -лептона в тагирующие моды

В дальнейшем анализе предполагалось, что все частицы, за исключением нейтрино, от распадов обоих  $\tau$ -лептонов реконструированы.

Учитывая особенности сигнальных и фоновых процессов и отклик детектора, были выбраны основные параметры разделения. В некоторые из них входят только параметры сигнального фотона и мюона, поэтому они не зависят от моды распада тагирующего  $\tau$ -лептона. В остальных используется информация о продуктах распада тагирующего лептона, они различаются для разных тагирующих мод.

В качестве независимых от тагирующих мод использовались следующие параметры:

$$\begin{aligned}\Delta E &= E_b - E_\mu - \omega, \\ m_{bc} &= \sqrt{E_b^2 - (\vec{k} + \vec{p}_\mu)^2}, \\ m_{vis} &= \sqrt{(E_\mu + \omega)^2 - (\vec{k} + \vec{p}_\mu)^2},\end{aligned}$$

где  $E_b$  – энергия пучка;  $E_\mu$  – энергия мюона,  $\omega$  – энергия фотона;  $\vec{p}_\mu$  – импульс мюона;  $\vec{k}$  – импульс фотона. Условия отбора этих параметров:

$$\begin{aligned}\Delta E_+ &> \Delta E > \Delta E_-; \\ \Delta m_{bc}^+ &> m_{bc} - m_\tau > \Delta m_{bc}^-; \\ \Delta m_{vis}^+ &> m_{vis} - m_\tau > \Delta m_{vis}^-.\end{aligned}$$

При разных энергиях в системе центра масс и разных разрешениях калориметра распределения по этим параметрам для сигнального процесса немного отличались. Поэтому границы условий отбора варьировались для более эффективного подавления фоновых событий (табл. 1).

Для лептонных мод распада тагирующего  $\tau$ -лептона использовались следующие параметры отбора: унесенная энергия  $E_{miss}$  (часть энергии, которая уносится парой нейтрино – антинейтрино), масса отдачи системы «фотон + тагирующий лептон» (заряженный лептон из распада тагирующего  $\tau$ ) или инвариантная масса системы  $\mu^+ \bar{\nu}_e \nu_\tau - m_{\mu\nu}^2$ . Условия отбора приведены в табл. 2.

В полулептонном распаде тагирующего  $\tau$ -лептона рождается всего одно нейтрино (или антинейтрино). Поэтому масса отдачи системы «мюон + фотон + адрон(ы)»  $m_{miss}^2$  равна 0. Для данных каналов использовались

Таблица 1

## Параметры отбора сигнала

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\Delta E_+$	$\Delta E_-$	$\Delta m_{bc}^+$ , МэВ	$\Delta m_{bc}^-$ , МэВ	$\Delta m_{vis}^+$ , МэВ	$\Delta m_{vis}^-$ , МэВ
$\sigma_E/E = 1,5\%$						
3,686	45	-25	5	-7	45	-25
3,77	45	-25	8	-9	45	-25
4,17	50	-30	13	-12	50	-30
$\sigma_E/E = 2,5\%$						
3,686	50	-30	8	-9	50	-30
3,77	55	-35	11	-12	55	-35
4,17	60	-40	18	-17	60	-40

Таблица 2

Условия отбора для лептонных распадов тагирующего  $\tau^*$ 

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$
$\sigma_E/E = 1,5\%$		
3,686	$0,7 < E_{miss} < 1,7 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$	$0,6 < E_{miss} < 1,7 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$
3,77	$0,7 < E_{miss} < 1,8 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$	$0,6 < E_{miss} < 1,8 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$
4,17	$0,6 < E_{miss} < 2,0 \quad m_{\mu\nu}^2 < 3,7$	$0,6 < E_{miss} < 2,0 \quad m_{\mu\nu}^2 < 3,8$
$\sigma_E/E = 2,5\%$		
3,686	$0,7 < E_{miss} < 1,7 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$	$0,7 < E_{miss} < 1,7 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$
3,77	$0,7 < E_{miss} < 1,8 \quad m_{\mu\nu}^2 < 3,7$	$0,7 < E_{miss} < 1,8 \quad m_{\mu\nu}^2 < 4,0$
4,17	$0,6 < E_{miss} < 2,0 \quad m_{\mu\nu}^2 < 3,4$	$0,6 < E_{miss} < 2,0 \quad m_{\mu\nu}^2 < 3,8$

\*  $E_{miss}$  – в ГэВ,  $m_{\mu\nu}^2$  – в ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>.

параметры:  $E_{miss}$  – часть энергии, которая уносится нейтрино (антинейтрино) и масса отдачи системы «фотон + адроны или инвариантные массы различных систем». Условия отбора приведены в табл. 3.

**Прямые фоны**

К прямым фонам мы относим события, в которых распад  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  имитируется продуктами распада одного из  $\tau$ -лептонов. Только два распада могут давать вклад в этот тип фона:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

и

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau.$$

Последний имитирует сигнал в случае, если происходит ошибочная идентификация заряженной частицы.

Для этих источников фоновых событий были получены следующие результаты (табл. 4). События от первого процесса не попадают в сигнальную область. Функции распределения для сигнала и фона от  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$  различаются существенно. Поэтому даже при увеличении статистики на порядок появление фона от этого процесса представляется маловероятным.

Данный тип фоновых событий не зависит от моды распада тагирующего  $\tau$ -лептона. Условиями отбора, в которых используются недостающая энергия  $E_{miss}$  и масса отдачи регистрируемых частиц  $m_{miss}^2$ , этот фон по-

Таблица 3

Условия отбора для полуплептонных распадов тагирующего  $\tau^*$ 

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
3,686	$0,65 < E_{\text{miss}} < 1,15$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$	$0,5 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,04 < m_{\text{miss}}^2 < 0,04$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,09$
$\sigma_E/E = 1,5\%$		$m_{\mu\nu}^2 < 3,5$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4    m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 4,0    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$
3,77	$0,6 < E_{\text{miss}} < 1,25$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$	$0,45 < E_{\text{miss}} < 1,1$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,04 < m_{\text{miss}}^2 < 0,04$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$
$\sigma_E/E = 1,5\%$		$m_{\mu\nu}^2 < 3,2$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4    m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 4,0    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$
4,17	$0,45 < E_{\text{miss}} < 1,65$ $-0,09 < m_{\text{miss}}^2 < 0,13$	$0,3 < E_{\text{miss}} < 1,35$ $-0,09 < m_{\text{miss}}^2 < 0,13$	$0,15 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,05$	$0,15 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,1$
$\sigma_E/E = 1,5\%$	$m_{\mu\nu}^2 < 4,0$	$m_{\mu\nu}^2 < 3,0$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4,5    m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4,5$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 3,5    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$
3,686	$0,6 < E_{\text{miss}} < 1,15$ $-0,1 < m_{\text{miss}}^2 < 0,12$	$0,5 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,1 < m_{\text{miss}}^2 < 0,12$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,05$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,08$
$\sigma_E/E = 2,5\%$		$m_{\mu\nu}^2 < 3,2$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4    m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 4,0    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$
3,77	$0,6 < E_{\text{miss}} < 1,25$ $-0,1 < m_{\text{miss}}^2 < 0,12$	$0,05 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,1 < m_{\text{miss}}^2 < 0,12$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,05 < m_{\text{miss}}^2 < 0,05$	$0,2 < E_{\text{miss}} < 0,9$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,11$
$\sigma_E/E = 2,5\%$		$m_{\mu\nu}^2 < 3,0$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4    m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 4,0    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$ $m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 4,0    m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$

Окончание табл. 3

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
4,17	$0,45 < E_{\text{miss}} < 1,65$ $-0,12 < m_{\text{miss}}^2 < 0,15$	$0,3 < E_{\text{miss}} < 1,35$ $-0,12 < m_{\text{miss}}^2 < 0,15$	$0,15 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,06 < m_{\text{miss}}^2 < 0,06$	$0,15 < E_{\text{miss}} < 1,0$ $-0,08 < m_{\text{miss}}^2 < 0,12$
$\sigma_E/E = 2,5\%$	$m_{\mu\nu}^2 < 3,5$	$m_{\mu\nu}^2 < 2,7$ $m_{\mu\pi^0\nu}^2 < 4,5 \parallel m_{\pi\gamma\nu}^2 < 4,5$	$m_{\mu^+\pi^-\pi^-\nu}^2 < 3,5 \parallel m_{\pi^-\gamma\nu}^2 < 3,5$	$m_{\pi^0\pi^0}^2 > 0,25$

\*  $E_{\text{miss}}$  – в ГэВ;  $m_{\text{miss}}^2$ ,  $m_{\mu\nu}^2$  и др. – в ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>.

Таблица 4

Количество фоновых событий для процесса  $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$   
( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
$\sigma_E/E = 1,5\%$						
3,686	3,5	5,1	8,2	18,2	3,7	3,2
3,77	5,9	6,3	8,3	18,7	4,6	3,2
4,17	10,7	12,8	12,0	24,2	5,0	4,0
$\sigma_E/E = 2,5\%$						
3,686	18,5	16,0	34,7	72,0	15,4	11,4
3,77	26,6	29,3	48,0	96,8	21,3	15,8
4,17	43,4	45,9	55,7	106,3	21,6	15,6

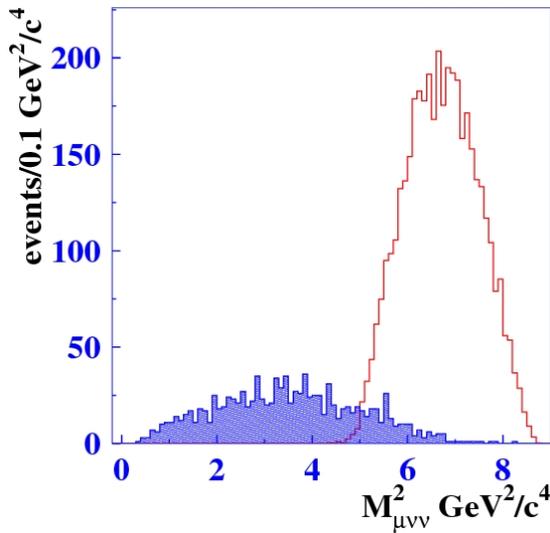


Рис. 4. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ : штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (без масштаба)

давить невозможно. Фактически существует только две возможности уменьшить фон: использование системы идентификации частиц и уменьшение сигнальной области. Последний подход позволяет несколько сократить фон вместе с уменьшением эффективности. Поэтому для подавления такого фона требуется система идентификации, способная разделять пионы и мюоны в области импульсов от 0,5 до 1,6 ГэВ/с.

### Комбинаторные фоны

Комбинаторные фоны – это процессы, в которых фотон, имитирующий сигнальный, рождается в распаде одного  $\tau$ ; а частица, имитирующая мюон, – в распаде другого. Такие фоны зависят от моды распада второго  $\tau$ . Поэтому целесообразно их рассматривать для различных мод распада тагирующего  $\tau$ -лептона.

Остальные моды распада тагирующего  $\tau$ -лептона (с каонами или 4 и более  $\pi$ -мезонами) не представляют большого интереса. Они имеют относительно малые вероятности распада (их сумма равна 9,8 %). Кроме того, высокая множественность частиц делает их малоэффективными с точки зрения увеличения чувствительности и усложняет подавление фоновых событий.

### Лептонные распады тагирующего $\tau$

Лептонными называются следующие распады  $\tau$ :  $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ . Рассмотрим отдельно первый и второй каналы.

При распаде тагирующего  $\tau$  в электронную моду сигнал может имитироваться следующими процессами:

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + e^- \gamma \bar{\nu}_e \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + e^- \gamma \bar{\nu}_e \nu_\tau.$$

В первом случае идентификация частиц не позволяет сократить фон, поскольку сигнальный мюон имитируется фоновым мюоном. Этот источник фоновых процессов нужно подавить другими методами.

Для подавления фоновых событий в условиях отбора использовались следующие параметры: унесенная энергия  $E_{\text{miss}}$  (часть энергии, которая уносится парой нейтрино и антинейтрино), масса отдачи системы «фотон + электрон» или инвариантная масса системы  $\mu^+ \bar{\nu}_e \nu_\tau - m_{\mu\nu}^2$ . Распределение по первому параметру имеет ограниченную область, и часть фоновых событий в нее не попадает. Распределения по второму параметру приведены на рис. 4. Распределения для сигнала и фона частично перекрываются, все фоновые события лежат выше  $m_\tau^2$ . Численные значения границ обрезаний можно найти в табл. 4.

Область пересечения сигнальных и фоновых распределений растет по мере увеличения энергии или / и ухудшения разрешения калориметра. Данный источник фона нельзя устранить другими способами, в частности идентификацией. Как следствие, эффективность отборов сигнальных событий (при наличии комбинаторных фонов) уменьшается при увеличении энергии и ухудшении разрешения калориметра (см. табл. 5). Верхний предел для фона в этом канале – 2–3 события. Также нужно отметить, что форма распределения по этому параметру зависит от  $A_{\tau \rightarrow \mu\nu}$  (см. уравнение 2). При вариации параметра асимметрии от  $-1$  до  $1$  эффективность к сигналу меняется незначительно.

Второй фоновый процесс не менее эффективно устраняется с помощью этих же условий отбора, кроме того, дополнительное подавление возможно при использовании системы идентификации.

Таблица 5

 Количество сигнальных событий (для  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 10^{-9}$ ,  $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
$\sigma_E/E = 1,5\%$						
3,686	4,7	4,5	4,3	6,3	2,9	2,1
3,77	4,3	4,3	4,3	6,3	2,7	2,2
4,17	2,6	2,7	3,1	5,2	2,1	2,1
$\sigma_E/E = 2,5\%$						
3,686	4,0	4,3	4	5,7	2,5	1,7
3,77	3,0	3,3	4,1	5,6	2,9	1,7
4,17	2,2	2,7	2,7	4,6	2,0	1,7

Таблица 6

Количество фоновых событий  
 от процессов  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$   
 для моды тагирования  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$   
 ( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$		$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	
	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$
3,686	4,0	9,3	< 20	17
3,77	14,6	29	8	< 20
4,17	50	32	< 20	25

Для другого лептонного распада тагирующего  $\tau$  на  $\mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$  сигнал имитируют следующие процессы:

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \mu^- \gamma \bar{\nu}_\mu \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \mu^- \gamma \bar{\nu}_\mu \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau.$$

Здесь наиболее опасным оказался процесс  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ . В отличие от других конфигураций его нельзя подавить полностью (табл. 6). Для первых двух источников фона ситуация аналогична предыдущему случаю, когда тагирующий  $\tau$  распадался в электронную моду (рис. 5). Для конфигурации  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  фоновая статистика приведена в табл. 6. Для того чтобы этот процесс имитировал сигнал (в этой тагирующей моде), необходима двойная ошиб-

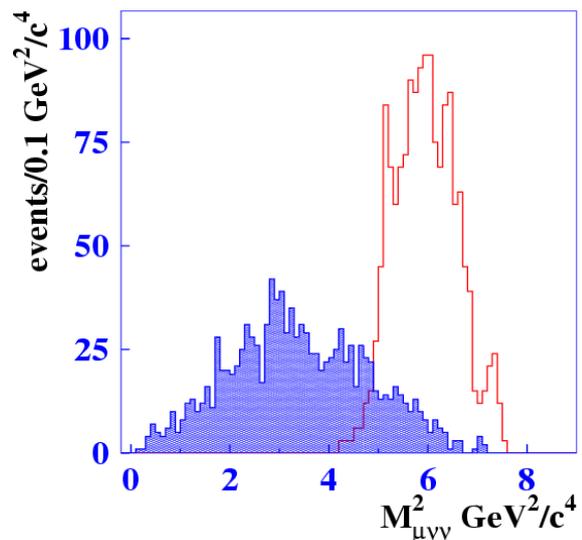


Рис. 5. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ : штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (без масштаба)

ка идентификации. Поэтому он не представляет больших сложностей.

### Полулептонные распады тагирующего $\tau$

Комбинаторные фоны существенны для всех полулептонных каналов тагирования.

Для первой моды фоновые комбинации следующие:

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau.$$

Если второй  $\tau$  распадается полулептонно, то в процессе рождается только одно нейтрино. Поэтому масса отдачи системы «мюон + фотон + адрон(ы)»  $m_{\text{miss}}^2$  равна 0. Распределение по потерянной энергии имеет ограниченную область, так же как и для лептонных распадов. Это целесообразно использовать при выделении сигнала. Для полулептонных каналов были использованы условия отбора, которые применялись для лептонных распадов, но с другими границами обрезаний (см. табл. 3). Для энергий 3,686 и 3,77 ГэВ обрезание по массе отдачи системы «адрон(ы) + фотон» можно не использовать.

Количество фоновых событий приведено в табл. 7. Меняя параметр обрезания из табл. 3, фоновую статистику можно уменьшить ценой понижения эффективности. Существенное отличие фоновых событий для разных разрешений калориметра связано с выбором этих параметров.

При распаде тагирующего  $\tau^-$  на  $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$  сигнал может имитироваться следующими процессами:

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau,$$

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau.$$

Без условий отбора на массы систем «мюон + нейтрино», «мюон + нейтральный пион + нейтрино» и «пион заряженный + фотон + нейтрино» количество фоновых событий становится неприемлемо большим: фон сравнивается с сигналом и даже превышает его при  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} \sim 3 \div 10 \cdot 10^{-9}$ . Количество фоновых событий, оставшихся после применения условия отбора на массы систем «заряженный пион + фотон + нейтрино», «нейтральный пион + мюон + нейтрино», «мюон + нейтрино» (рис. 6, 7), приведено в табл. 8. Для процесса, в котором пион имитирует мюон, идентификация частиц существенно уменьшит количество фоновых событий.

Если тагирующий  $\tau^-$  распадается на  $\pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$ , сигнал может имитироваться следующим процессом:

$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau.$$

Данные процессы можно сократить, используя в условиях отбора инвариантные массы пары заряженных пионов (с зарядами, противоположными заряду мюона), мюона, нейтрино и пиона (с зарядом, совпадающим с мюоном), сигнальным фотоном, нейтрино. Значения границ сигнальной области можно найти в табл. 3, количество фоновых событий – в табл. 9.

Если же тагирующий  $\tau^-$  распадается на  $\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ , сигнал может имитироваться следующим процессом:

Таблица 7

Количество фоновых событий  
от процессов  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$   
для моды тагирования  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$   
( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$		$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	
	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$
3,686	1,6	4,2	5,9	17
3,77	3,3	6,7	45	110
4,17	3,3	8,75	3,4	1,7

Рис. 6. Распределение сигнала и фона для моды тагирования  $\pi^-\pi^0\nu_\tau$ : синим цветом показан сигнал, красным – фон (без масштаба)

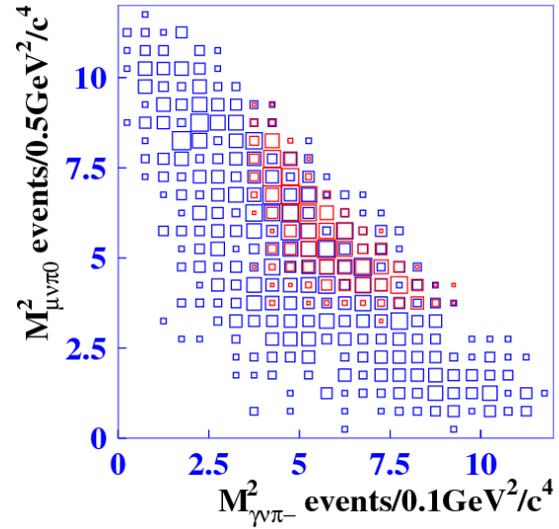
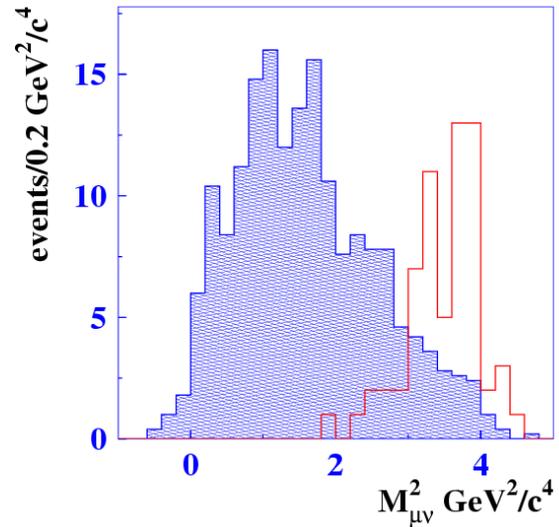


Рис. 7. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \nu_\tau$ : штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (без масштаба)



$$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$$

(см. табл. 9). Для данного канала не удалось найти хороших параметров разделения. Единственное условие отбора, которое целесообразно применить, – это условие инвариантной массы пары нейтральных пионов. Статистика фоновых событий на энергии 4,17 ГэВ очень велика, поэтому, данная мода тагирования не использовалась на этой энергии.

## Результаты

Статистика фоновых событий для процессов, в которых  $\pi^-$  имитирует  $\mu^-$ , просуммированная по всем каналам распада второго  $\tau$  для различных мод тагирования, приведена в табл. 10, 11.

Кроме того, остается небольшое число событий от комбинаторных фонов для каналов распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ , в которых фоновый мюон имитирует сигнальный (см. табл. 11). Детальное рассмотрение этих процессов в данный момент представляется излишним ввиду неполного моделирования отклика детектора и отсутствия моделирования других (кроме рождения пары  $\tau^+\tau^-$ ) процессов. Но уже сейчас можно сказать, что ключевым будет отбор по инвариантной массе системы «мюон + нейтрино» или по сходным параметрам.

Из рис. 8 видно, что сечение регистрации сигнальных событий слабо меняется с изменением энергии, хотя в пике  $\psi(2S)$  оно примерно в 2 раза выше. Это происходит из-за возрастания сечения рождения пар  $\tau^+\tau^-$

Таблица 8

Количество фоновых событий  
от процессов  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ ,  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$   
и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  для моды тагирования  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$   
( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$		$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$		$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	
	$\sigma_E/E$		$\sigma_E/E$		$\sigma_E/E$	
	1,5 %	2,5 %	1,5 %	2,5 %	1,5 %	2,5 %
3,686	5,0	5,4	1,2	4,9	< 2,6	< 1,6
3,77	6,1	7,5	4,3	1,5	< 2,6	< 1,6
4,17	9,0	8,0	2,5	7,3	4,4	14,1

Таблица 9

Количество фоновых событий  
от процессов  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$  для моды тагирования  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$   
и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$  для моды тагирования  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$   
( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$		$\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	
	$\sigma_E/E = 1,5 \%$	$\sigma_E/E = 2,5 \%$	$\sigma_E/E = 1,5 \%$	$\sigma_E/E = 2,5 \%$
3,686	1,6	4,6	5,2	10,8
3,77	3,3	9,5	12,0	65,8
4,17	4,5	9,3	234,0	644,0

Таблица 10

Количество фоновых событий в случае, когда пион имитирует мюон  
( $N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
$\sigma_E/E = 1,5 \%$						
3,686	3,5	9,1	14,1	19,4	5,3	8,4
3,77	5,9	20,9	53,3	23,0	7,9	15,2
4,17	10,7	62,8	15,4	31,1	9,5	238
$\sigma_E/E = 2,5 \%$						
3,686	18,5	25,3	51,7	76,9	20,0	22,2
3,77	26,6	58,3	158,0	98,3	30,8	81,6
4,17	43,4	77,9	57,4	128,2	30,9	659,6

Таблица 11

Количество фоновых событий

(I) в случае, когда пион имитирует мюон, просуммированное по всем модам тагирования, и (II) в случае, когда фоновый мюон имитирует сигнальный мюон

$$(N_{\tau+\tau} = 3,2 \cdot 10^{10})$$

$\sqrt{s}$ , ГэВ	I		II			
	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$
			$\sigma_E/E = 1,5\%$		$\sigma_E/E = 2,5\%$	
3,686	59,8	213,6	1,6	5,1	4,2	5,4
3,77	126,2	453,6	3,3	6,1	6,7	7,0
4,17	129,5 *	337,8 *	3,3	9,0	8,8	8,9

\* Без  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

в области  $\psi(2S)$  резонанса. Вероятность распада  $\psi(2S) \rightarrow \tau^+ \tau^-$  равна  $3 \cdot 10^{-3}$ . На данный момент преждевременно говорить о возможности полного подавления фонов от распадов этого резонанса. Скорее всего, возможность использования статистики, набранной в пике  $\psi(2S)$  резонанса, будет зависеть от уровня  $\pi/\mu$  разделения (в диапазоне импульсов от 650 до 1 150 МэВ/с) и фона из-за наложения двух независимых событий  $e^+e^-$  взаимодействия, произошедших в одном столкновении пучков.

Анализ фоновых процессов от распадов пар  $\tau^+ \tau^-$  позволяет сделать следующие выводы. Соотношение сигнал-фон ухудшается с ростом энергии. Увеличение энергии от 3,686 до 3,77 ГэВ уменьшает соотношение сигнал-фон примерно в 1,6 раза. Эффективность при переходе от 3,686 к 3,77 ГэВ меняется слабо, а от 3,77 до 4,17 ГэВ падает примерно на треть (см. табл. 5, 12). Фоновая ситуация является благоприятной в широком диапазоне энергий. Поскольку большая часть статистики будет набрана в точках 3,686 и 3,77 ГэВ, ее эффективное использование не вызывает сомнений. Вопрос об использовании статистики, набранной выше 3,77 ГэВ, зависит от нескольких параметров. Во-первых, принципиальным вопросом является  $\pi/\mu$  разделение при импульсах выше 1,25 ГэВ/с. При таком подходе придется «сшивать» две системы идентификации: пробегную (которая начинает работать при высоких импульсах) и основанную на фокусирующем аэрогеле [1; 7]. Во-вторых, планируемый расклад интегральной светимости

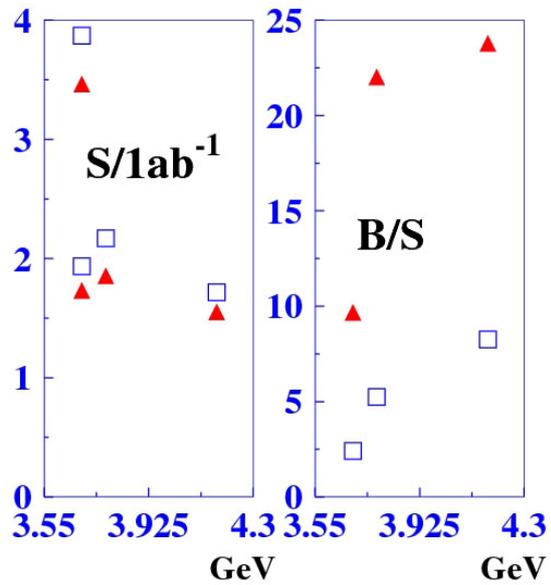


Рис. 8. Количество сигнальных событий ( $B_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 10^{-9}$ ) при интегральной светимости  $1 \text{ ab}^{-1}$  на точку (проект ускорителя предполагает незначительную зависимость светимости от энергии) и соотношение фон / сигнал для пионов (квадраты – разрешение 1,5 %, треугольники – 2,5 %)

по энергии предполагает, что суммарная светимость, накопленная выше 3,77 ГэВ, будет примерно в 2 раза меньше, чем на 3,77.

Изменение энергетического разрешения калориметра с 2,5 до 1,5 % дает примерно четырехкратное уменьшение соотношения фон-сигнал. Хорошее разрешение может существенно сократить фоны от распадов пар  $\tau$ -лептонов.

Таблица 12  
Количество сигнальных событий,  
просуммированное по всем модам  
тагирования ( $N_{\tau\tau} = 3,2 \cdot 10^{10}$ )

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\sigma_E/E = 1,5\%$	$\sigma_E/E = 2,5\%$
3,686	24,8	22,2
3,77	24,1	20,6
4,17	15,7*	14,2*

\* Без  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ .

Если провести суммирование всех тагирующих мод, то при наборе статистики, предложенном в работе [1] ( $1,5 \text{ ab}^{-1}$  при 3,686 ГэВ,  $3,5 \text{ ab}^{-1}$  при 3,77 ГэВ и  $2,0 \text{ ab}^{-1}$  при 4,17 ГэВ), и при  $B_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 10^{-9}$  произойдет следующее количество событий:

- фон от пионов –  $83,8_{-2,9}^{+3,6}$ ;
- фон от мюонов –  $7,3_{-0,8}^{+1,0}$ ;
- сигнал – 20,1.

Следует отметить, что условия отбора для подавления фона от мюонов не оптимизировались. Данные приведены для разрешения калориметра 1,5%. Это соответствует (согласно работе [20]) пределу на распад  $B_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 4 \cdot 10^{-10}$  при  $\pi/\mu$  подавления 1 к 30. Для разрешения калориметра 2,5%:

- фон от пионов –  $272,8_{-4,8}^{+5,2}$ ;
- фон от мюонов –  $10,6_{-1,2}^{+1,4}$ ;
- сигнал – 16,4,

а предел на  $B_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 6 \cdot 10^{-10}$ .

## Выводы

Для изучения процесса  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  фон от событий  $\tau^+ \tau^-$  не будет представлять принципиальных трудностей до уровня вероятностей  $(4 \div 6) \cdot 10^{-10}$  при наличии системы идентификации, способной разделять  $\pi$ -мезоны и мюоны в области импульсов от 0,5 до 1,5 ГэВ/с с уровнем подавления 1 к 30. Полученный предел позволяет успешно конкурировать с Супер-В фабрикой, где ограничение на чувствительность к фону выше в несколько раз ( $2,4 \cdot 10^{-9}$  [7]).

Подобного рода исследование необходимо провести и для оставшихся источников фона. Оно позволит сформулировать необ-

ходимые и достаточные требования к детектору.

## Список литературы

1. *Brambilla N., Eidelman S.* Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities // *Eur. Phys. J.* 2011. Vol. C71. P. 1534.
2. *Bobrov A. V., Bondar A. E.* Search  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  at Super- $c$ - $\tau$  factory // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2012. Vol. 225–227. P. 195–197.
3. *Campanelli M.* Review on New Neutrino Oscillation Experiments: Talk Presented at «Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions», 1999.
4. *Marciano W. J., Mori T., Roney J. M.* Charged Lepton Flavor Violation Experiments // *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science.* 2008. Vol. 58. P. 315–341.
5. *Casas J. A., Ibarra A.* Oscillating Neutrinos and  $\mu \rightarrow e\gamma$  // *Nucl. Phys.* B618. 2001. Vol. 1–2. P. 171–204.
6. *Aubert B. et al.* Search for Lepton Flavor Violation in the decays  $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$   $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$  // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. No. 2. P. 021802.
7. Super-B Progress Reports – Physics // Super-B Collaboration. arXiv:1008.1541.
8. Physics at Super-B Factory // KEK Report 2009-12 arXiv:1002.5012v1.
9. *Barnyakov A. Yu. et al.* Focusing Aerogel RICH (FARICH) // *NIM.* A553. 2005. P. 70–75.
10. *Barnyakov A. Yu. et al.* Focusing Aerogel RICH for Particle Identification and Momentum Measurement // *NIM.* A639. 2011. P. 290–293.
11. *Hayasaka K. et al.* New Search for  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  and  $\tau \rightarrow e\gamma$  Decays st Belle // *Phys. Lett.* B666. 2008. P. 16.
12. The Belle Detector. The Belle collaboration. // KEK Progress Report. 2000-4 Н December.
13. *Nakamura K. et al.* The Review of Particle Physics // *J. Phys.* G37. 2010. P. 075021.
14. *Davidson N., Nanava G., Przedzinski T., Richter-Was E., Was Z.* Universal Interface of TAUOLA Technical and Physics Documentation // *Comput. Phys. Commun.* 2012. Vol. 183. P. 821–843.
15. *Fujikawa M. et al.* High-Statistics Study of  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  Decay // *Phys. Rev.* D78. 2008. P. 072006.
16. *Asner D. et al.* Hadronic Structure in the Decay  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0$  and the Sign of the Tau

Neutrino Helicity // Phys. Rev. D61. 2000. P. 012002.

17. Tsai Y. S. Decay Correlations of the Heavy Leptons in  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  // Phys. Rev. D4. 1971. P. 2821.

18. Tsai Y. S. Production of Polarized tau Pair and Tests of CP Violation Using Polarized  $e^\pm$  Collider Near Threshold // Phys. Rev. D51. 1995. P. 3172.

19. Ken-ichi Okumura.  $\mu \rightarrow e\gamma$  and  $\mu \rightarrow 3e$  Processes with Polarized Muon and Super-

symmetric Grand Unified Theories: Talk given at the Workshop on High Intensity Muon Sources (HIMUS99), Tsukuba, Japan, 1–4 Dec. 1999. arXiv:hep-ph/0004025

20. Feldman G. J., Cousins R. D. A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals // Phys. Rev. D57. 1998. P. 3873–3889.

Материал поступил в редколлегию 20.02.2012

A. V. Bobrov, A. E. Bondar

#### BACKGROUND STUDY FOR A SEARCH $\tau \rightarrow \mu\gamma$ AT SUPER- $c$ - $\tau$ FACTORY

A Monte Carlo study of possible background processes in a search for  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  decay has been performed for conditions of the Super- $c$ - $\tau$  factory (at the  $e^+e^-$  center-of-mass energies 3.686 GeV, 3.77 GeV, and 4.17 GeV). The background from  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  events has been analyzed. Selection criteria for background suppression have been proposed, and necessary requirements on the detector characteristics have been determined. The search was completed for energy resolution 1.5 % and 2.5 % in the calorimeter. All main tag modes of the tagging tau had taken into account (the total branching ratio all tag modes is about 90 %). The possibility of the longitudinal polarization for initial electron beam was considered for this problem. Measurement of the decay asymmetry became executable in case such polarization in spite of small events statistics. The total sensitivity for branching ratio of the decay  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  at Super- $c$ - $\tau$  factory, in case  $\pi/\mu$  suppression 1 per 30, is  $\sim 5 \times 10^{-10}$ . The total number  $\tau^+\tau^-$  pairs at future Super-B factory about 3 time higher, but the sensitivity for decay  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  at Super- $c$ - $\tau$  factory in 5 time better. So the Super- $c$ - $\tau$  factory can successfully compete with the Super-B factory in a search for  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  decay.

*Keywords:* Super Charm Tau factory, lepton flavor violation, tau-lepton,  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  decay.