Нарушение лептного аромата в распадах au-лептона

Александр Бобров

ИЯФ СО РАН

Рабочее совещение по СуперЧарм-Тау Фабрике, Новосибирск 18 Декабря 2017

1/15

План

- 🛈 Введение
- 🔕 Предыдущие эксперименты по поиску LFV в распадах au
- IFV в экспериментах на СуперВ фабриках и Belle-II
- 💿 Супер Чарм-Тау Фабрика и LFV
- 💿 Заключение

2/15

Введение

Процессы нарушение лептонного аромата экспериментально открыты в осцилляциях нейтрино. Проблема дефецита солнечных нейтрино. Решена в теории с помощью механизма осцилляций конец 70 середина 80 годов.



Пересчет из данных по параметрам осцилляций дает исчезающе малое значение для процессов нарущение лептонного числа с участием заряженных лептонов. $\mathcal{B}_{\tau \to I\gamma} = \frac{3\alpha}{32\pi} |\sum_i U_{\tau i}^* U_{\mu i} \frac{\Delta_{\tau i}^2}{M_W^2}|^2$ $\mathcal{B}_{\tau \to \mu\gamma} = 10^{\sim -54}, \mathcal{B}_{\tau \to e\gamma} = 10^{\sim -57}$ W. J. Marciano, T. Mori, and J. M. Roney, Rev. of Nu cl. And Part. Science 58 (2008) p.315

Различные расширения стандартной модели дают значения для вероятностей распадов до уровня $10^{-7} - 10^{-8}$.



SUSY

Higgs-mediation

R-parity vailotion

В частности для распадов $au o \mu \gamma$, после интегрирования в петле получается следующий эффективный лагранжиан. $\mathcal{L} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} (m_\tau A_R \overline{\tau_R} \sigma^{\alpha\beta} \mu_L F_{\alpha\beta} + m_\tau A_L \overline{\tau_L} \sigma^{\alpha\beta} \mu_R F_{\alpha\beta} + h.c.)$ $\frac{dB}{d\cos\theta} = \frac{B}{2} \{ 1 + A(\tau \to \mu\gamma) P \cos\theta \}$ $A(\tau \to \mu \gamma) = \frac{|A_L|^2 - |A_R|^2}{|A_L|^2 + |A_R|^2}$

Введение

Поиск LFV в заряженном секторе ведется для безнейнтринных распадов. Это очень редкие процессы, для которых регистрация нейтрино не возможна. Можно выделить следующие характерные сигнатуры (с точки зрения эксперимента): $I \to I'\gamma$, $I \to 3I'$, $\tau \to lh^0, \tau \to lh^+h^-, \tau \to h^+ll$

Для выделения таких событий обычно используются следующие инвариатные переменные $\Delta E, M_{sig}$, и масса отдачи.



Полностью завершенные CLEO. Окончен набор данных Belle, BaBar. В процессе LHCb.



Предыдущие эксперименты по поиску LFV в распадах au



В экспериментах Belle и BaBar для процессов $au o I\gamma$ стал виден фон, который полностью устранить не удаются. $\mathcal{B}\propto rac{1}{\sqrt{L}}$

LFV в экспериментах на СуперВ фабриках и Belle-II



Фон от процессов $e^+e^- \rightarrow \tau^- \tau^+ \gamma \rightarrow \tau^- \nu \bar{\nu} \mu^+ \gamma$ ограничивает чувствительность для $au o \mu \gamma$. Есть несколько работ по изучение чувствительности к этому процессу на Супер В фабриках. SuperB Progress Reports Physics. SuperB Collaboration. arXiv:1008.1541 $\mathcal{B}_{\tau \to \mu \gamma} < 2.4 \times 10^{-9} @75 ab^{-1},$ 260 событий фона. Physics at Super B Factory arXiv:1002.5012

LFV в экспериментах на СуперВ фабриках и Belle-II



Выбор стратегии поиска обеспечивающей маскимальную чувствительность. Итоговая эффективность порядка 5%.

При наборе данных вблизи порога (для всех энергий СЧТФ), проблемы с фоном от ISR процессов нет! Мы рассмотривали в качестве основного источника фона распады пар $\tau^+\tau^-$. Для этих процессов можно выделить два основных механизма:

(1) Комбинаторный
$$au^+ au^- o \mu
u ar
u + n \pi \pi^0
u$$

2 Прямой
$$au^- o \pi^- \pi^0
u$$

Оптимизация детектора под поиск распада $\tau \to \mu \gamma$ является разумной стратегией. Для увеличения чувствительности к этому процессу нужен хороший калориметр.

- Энергитическое разрешение
- 🙆 Высокая эффективность рекострукции π^0
- Хорошее временное разрешение

А также специальная система идентификации для разделения π^{\pm}/μ^{\pm} в широком диапазоне импульсов.

Детали моделирования для поиска $au o \mu \gamma$

- Энергитическое разрешение 1.5%, 2.5 %
- ОКЦЕПТАНС
- Омпульсное разрешение
- 💿 Порог регистрации фотона 20 MeV

A.V. Bobrov, A. E. Bondar Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 225-227 (2012) 195-197

Nuclear Physics B (Proceedings Supplements), Volume 253, p. 199-201 (2014)

11/15

СЧТФ и поиск LFV в распадах au

Удалось найти переменные в которых подавление фона улучшилось в разы. J. H. Kühn, Phys, Lett. В **313** (1993) 458. Из законов сохранения можно вычислить параметры сигнального фотона по тагирующей системе и сигнальному мюону. Отклонение направления сигнального фотона не содержит энергии фотона. В этих переменных пересечение сигнальных и фоновых процессов значительно уменьшается.



На основе этого моделирования получилась следующая чувствительность к распаду. (10 $ab^{-1} \pi/\mu$ разделеине 10). Эффективность к сигналу около 50 %.

разрешение	B	N _{bg}
1.5%	$1.5 imes10^{-10}$	11.5
2.5%	$2.5 imes10^{-10}$	45

Сейчас доступны другие работу по данной тематике. Одна из них дает следующий верхний предел 1.8×10^{-9} на 5 $ab^{-1}.$

Searching for $\tau \to \mu \gamma$ lepton-flavior-vaiolation decay at super charm-tau facrory Zhou Hao, Zhang Ren-You, Han Liang, Ma Wen-Gan, Guo Lei, Chen Chong

arXiv:1602.01181

Yu-Bo Li, Cheng-Ping Shen, and Chang-Zheng Yuan, Sci. B ull. 61, 307 (2016).

- Все LFV процессы, которые доступны для изучения на СЧТФ, могут быть изучены на Belle-II
- Э Более высокая эффективность регистрации на СЧТФ, частично или полностью может компенсировать чуть меньшую статистику рожденных пар $\tau^+\tau^-$ (2.2/4.6 × 10¹⁰) по сравнению с экспериментом Belle-II, для поиска редких процессов, в частности LFV
- Фоновая ситуация в целом на СЧТФ будет лучше чем на Belle-II, что увеличивает чувствительность
- 🔕 Необходима качественная система идентификации π/μ
- Более сложное моделирование с учетом других источников фона

$$\begin{split} \mathsf{P} &= \mathsf{p}_1 + \mathsf{k}_1 + \mathsf{p}_2 + \mathsf{q}_2 \\ \mathsf{Cos}\hat{\Theta} &= \frac{\mathsf{Pp}_1(\mathsf{P}^2/2 - \mathsf{Pp}_1) - \mathsf{P}^2(\mathsf{m}_\tau^2 - \mathsf{m}_1^2)/2}{\sqrt{\{\mathsf{Pp}_1\}^2 - \mathsf{m}_1^2\mathsf{P}^2}(\mathsf{P}^2/2 - \mathsf{Pp}_1)} \\ \mathsf{Cos}\Theta &= \frac{-\mathsf{k}_1\mathsf{p}_1 + \mathsf{k}_1\mathsf{PP}\mathsf{p}_1/\mathsf{P}^2}{\sqrt{(\{\mathsf{Pp}_1\}^2/\mathsf{P}^2 - \mathsf{m}_1^2)}(\mathsf{k}_1\mathsf{P})^2/\mathsf{P}^2}} \\ \sqrt{1 - \mathsf{cos}^2\,\hat{\Theta}\,\mathsf{cos}\,\hat{\phi}} &= \sqrt{\mathsf{P}^2} \times \\ \times \frac{\mathsf{m}_{\nu\bar{\nu}}^2 - \mathsf{m}_\tau^2 - \mathsf{m}_2^2 + \mathsf{Pp}_2 - (\mathsf{P}^2\mathsf{p}_1\mathsf{p}_2 - \mathsf{Pp}_2\mathsf{Pp}_1)(\mathsf{m}_\tau^2 + \mathsf{m}_1^2)/\mathsf{P}^2\mathsf{m}_1^2}}{2\sqrt{(-\mathsf{m}_2^2 + \mathsf{Pp}_2^2/\mathsf{P}^2 + \{\mathsf{p}_1\mathsf{p}_2 - \mathsf{Pp}_1\mathsf{Pp}_2/\mathsf{P}^2\}^2/\mathsf{m}_1^2)\{\mathsf{P}^2/2 - \mathsf{Pp}_1\}^2}} \\ \sqrt{1 - \mathsf{cos}^2\,\Theta\,\mathsf{cos}\,\phi} &= \\ \frac{\mathsf{k}_1\mathsf{p}_2 - \mathsf{k}_1\mathsf{PP}\mathsf{p}_2/\mathsf{P}^2 - (\mathsf{p}_1\mathsf{p}_2 - \mathsf{Pp}_2\mathsf{Pp}_1/\mathsf{P}^2)\mathsf{k}_1\mathsf{p}_1/\mathsf{m}_1^2}}{\sqrt{(-\mathsf{m}_2^2 + \mathsf{Pp}_2^2/\mathsf{P}^2 + \{\mathsf{p}_1\mathsf{p}_2 - \mathsf{Pp}_2\mathsf{Pp}_1/\mathsf{P}^2)\mathsf{k}_1\mathsf{p}_1/\mathsf{m}_1^2}} \\ \Delta\Theta &= \hat{\Theta} - \Theta\,\Delta\phi = \hat{\phi}(\mathsf{m}_{\nu\bar{\nu}\bar{\nu}}^2 = 0) - \phi \end{split}$$