

## ВОПРОСЫ ФИЗИКИ НА ТАУ-ЧАРМ ФАБРИКЕ

С.М.Биленький

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В связи с разработкой проекта тау-чарм фабрики ( $\tau cF$ ) в Дубне, дается краткий обзор возможных физических проблем, которые могут быть решены на этом ускорителе. Подчеркивается, что эксперименты на  $\tau cF$  позволят изучить  $\tau$ -лептон и  $c$ -кварк с точностью, сравнимой с точностью, с которой исследованы более легкие лептоны и кварки.

In view of the elaboration of the project of tau-charm Factory at Dubna, a short review of physics at  $\tau cF$  is given. It is stressed that experiments at  $\tau cF$  will allow us to study  $\tau$ -lepton and  $c$ -quark with accuracies comparable with accuracies of our knowledge of more light leptons and quarks.

В Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) разрабатывается проект нового  $e^+ - e^-$ -коллайдера, так называемой тау-чарм фабрики. Предполагается, что новый ускоритель будет иметь следующие параметры:

Полная энергия, ГэВ	3 - 5
Светимость, $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	1 (1,5)
Длина по периметру, м	300
Разброс по энергии в пучке при энергии 1,5 ГэВ, кэВ	50
Число пересечений	2

Обсудим здесь возможную программу физических исследований на тау-чарм фабрике [1]. Начнем с очень краткого обзора современного состояния стандартной модели электрослабого взаимодействия. 70 - 80-е годы были поистине золотым веком в физике элементарных частиц. Вспомним о наиболее выдающихся открытиях: нейтральные токи (1973),  $\Psi$ -частицы (1974), тауон (1975), очарованные частицы (1975),  $Y$ -частицы (1977),  $B$ -частицы (80-е годы), промежуточные  $W$ - и  $Z$ -бозоны (1983), только три типа нейтрино (1989 - 1990). Детальное количественное изучение различных обусловленных заряженными и нейтральными токами процессов несомненно свидетельствует о том, что модель

Глэшоу – Вайнберга – Салама позволяет описать широкий круг электрослабых процессов во всей доступной нам области энергий.

Данные ЛЕП по измерению числа типов нейтрино [2] свидетельствуют о том, что имеется три поколения лептонов и кварков:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Подчеркнем, однако, что не все частицы, входящие в эти три поколения, открыты:

1) нет прямых доказательств существования  $\nu_\tau$ ;

2)  $t$ -кварк до сих пор не открыт. Из данных ЛЕП по измерению массы  $Z$ -бозона, а также из данных CDF-UA2 по измерению отношения  $m_W/m_Z$  и из данных по измерению параметра  $\sin^2\theta_W$  в глубоконеупругом рассеянии нейтрино на нуклонах следует, что  $m_t = (140 \pm 45)$  ГэВ [3]. Из данных CDF следует, что  $m_t > 89$  ГэВ [4].

Среди других проблем стандартной модели отметим следующие:

а. Проблема хиггсовского бозона. Хиггсовский бозон до сих пор не открыт. Из данных ЛЕП следует, что масса стандартного хиггсовского бозона больше 40 ГэВ.

б. Проблема  $CP$ -инвариантности. Мы не знаем до сих пор, может ли стандартная модель количественно объяснить явление  $CP$ -инвариантности и не существует ли других источников  $CP$ -нарушения.

в. Проблема масс и смешивания нейтрино. Мы не знаем до сих пор, отличны ли от нуля массы нейтрино и является ли токовое поле нейтрино  $\nu_{II}$  суперпозицией левых компонент полей нейтрино с определенными массами. С проблемой масс нейтрино тесно связана проблема сохранения лептонных зарядов. Являются ли законы сохранения лептонных зарядов точными или только приближенными? В настоящее время проводятся многочисленные эксперименты, имеющие целью ответить на эти вопросы. Соответствующие опыты на тау-чарм фабрике могли бы оказаться весьма существенными.

Как хорошо известно, стандартная модель электрослабого взаимодействия является далеко не полной теорией и нуждается в обобщении. В этой модели:

1. Имеется более 20 произвольных фундаментальных параметров (массы, константы связи, углы смешивания).

2. Нет даже намек на возможность решения загадки поколений (стандартная модель просто основана на предположении о том, что в природе существует несколько поколений лептонов и кварков, отличающихся только массами частиц).

3. Существует так называемая проблема иерархии масштабов (если предположить, что стандартная модель справедлива вплоть до масштаба Великого объединения, то радиационная поправка к массе хиггсовского бозона окажется на много порядков больше его массы, задаваемой масштабом нарушения исходной симметрии стандартной теории; один из возможных путей решения проблемы иерархии – суперсимметричное обобщение стандартной модели).

4. Наконец, стандартная модель объединяет только слабое и электромагнитное взаимодействия. Она не является единой теорией всех известных взаимодействий.

Эти и другие проблемы стимулируют поиски самых разных путей выхода за стандартную модель. Ясно, что эксперименты по поиску эффектов, не описываемых стандартной моделью, исключительно важны. Существуют два пути, которые могут привести к открытию таких эффектов на ускорителях:

1. Увеличение энергии ускорителей.
2. Улучшение точности измерений.

Фабрики дают возможности получения рекордных точностей измерений. В настоящее время по существу существует только фабрика Z-бозонов (ЛЕП, ЦЕРН).  $\varphi$ -фабрики (энергия в с.ц.и. 0,3 – 1,5 ГэВ) строятся в Новосибирске и Фраскати. Возможности создания тау-чарм фабрик рассматриваются в Испании, Дубне (ОИЯИ) и Москве (ИТЭФ). В Новосибирске, Станфорде и Корнелле обсуждаются возможности создания B-фабрик.

Одна из важных задач  $e^+e^-$ -фабрик – детальное изучение фундаментальных фермионов, которые являются членами трех семейств. Следует при этом подчеркнуть, что только  $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$  и в меньшей степени  $\begin{pmatrix} - \\ s \end{pmatrix}$  изучены детально;  $\begin{pmatrix} - \\ \tau \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} c \\ b \end{pmatrix}$  изучены весьма плохо, а  $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ - \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} t \\ - \end{pmatrix}$  еще не открыты.

Ускоритель, возможности которого мы здесь обсуждаем, позволяет детально изучить  $\begin{pmatrix} - \\ \tau \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} c \\ - \end{pmatrix}$ , а также получить некоторую информацию о  $\nu_\tau$ . Впервые возможность создания такого ускорителя была рассмотрена в Новосибирске в 1978 г., а затем в ЦЕРН в 1987 – 1988 гг. [5]. В настоящее время проекты тау-чарм фабрик разрабатываются в Дубне [6], Москве [7] и Испании [8].

Теперь мы перейдем к краткому обсуждению физических задач, которые будут решаться на тау-чарм фабриках ( $\tau\text{CF}$ ) [1]. Начнем с физики  $t$ -лептонов. Тауоны образуются в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- . \quad (2)$$

Ожидается, что при пороговой энергии ( $E = 3,57$  ГэВ) на тсF будет рождаться  $4 \cdot 10^6$   $\tau^+ - \tau^-$ -пар в год, а при энергии 4,25 ГэВ (максимум сечения процесса (2))  $4 \cdot 10^7$  пар в год. Таким образом, число  $\tau^+ - \tau^-$ -пар, которые будут рождаться на тсF в год, намного больше общего числа  $\tau^+ - \tau^-$ -пар, образованных на существующих ускорителях ( $\cong 10^5$   $\tau^+ - \tau^-$ -пар).

Для экспериментов по изучению физики  $\tau$ -лептонов на тсF будет характерно следующее:

- 1) большая статистика;
- 2) возможность измерять фон (путем проведения измерений при энергиях меньших порога рождения  $\tau^+ - \tau^-$ -пары);
- 3) хорошие возможности идентификации частиц;
- 4) возможности мечения частиц (например, мечение  $\tau^-$  путем детектирования распада  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \nu_\tau$ ).

Одной из важных задач, которая должна быть решена на тсF, является задача измерения массы тауона с точностью, существенно более высокой, чем точность, которая достигнута в настоящее время. Для массы тауона имеем [9]

$$m_\tau = 1784,1_{-3,6}^{+2,7} \text{ МэВ.}$$

Для сравнения приведем значение массы мюона [9]

$$m_\mu = (105,658387 \pm 0,000034) \text{ МэВ.}$$

На тсF масса  $\tau$ -лептона будет измерена с погрешностью не больше, чем 0,1 МэВ [10] (путем изучения энергетического поведения сечения процесса (2), а также путем сканирования по энергии вблизи порога реакции (2)).

Точное значение массы тауона необходимо для получения информации о массе тауонного нейтрино. В настоящее время [11]

$$m_{\nu_\tau} < 35 \text{ МэВ.}$$

Отметим, что для масс мюонного и электронного нейтрино имеем [12]

$$m_{\nu_\mu} < 0,27 \text{ МэВ}; \quad m_{\nu_e} < 9,4 \text{ эВ.}$$

Были рассмотрены различные каналы распада  $\tau$ -лептона с целью поиска канала, наиболее чувствительного к массе  $\nu_\tau$  [13]. Показано, что наибо-

лее точная информация о массе  $\nu_\tau$  может быть получена при изучении распада  $\tau \rightarrow \nu\pi$ . На  $\tau\text{CF}$  в результате работы в течение одного года верхняя граница массы  $\nu_\tau$  может быть снижена до 3 МэВ (может быть 1 МэВ) [10, 13].

Перейдем теперь к лептонным распадам

$$\tau \rightarrow e\nu_\tau\nu_e, \quad \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau. \quad (3)$$

В случае поляризованных  $\tau$ -лептонов вероятности распадов (3) определяются четырьмя параметрами:  $\rho$  и  $\eta$  (характеризующими спектр) и  $\xi$  и  $\delta$  (характеризующими асимметрию). Из стандартной модели следует, что  $\rho = 0,75$ ,  $\eta = 0$ ,  $\xi = 1$ ,  $\delta = 0,75$ . В случае  $\tau$ -лептонов измерен только параметр Мишеля  $\rho$  [14]:

$$\rho = 0,747 \pm 0,045.$$

Для сравнения приведем значения параметров  $\rho$  ..., измеренных в  $\mu$ -распаде [14]:

$$\begin{aligned} \rho &= 0,7518 \pm 0,0026; \quad \eta = -0,007 \pm 0,013; \\ \delta &= 0,755 \pm 0,009; \quad \xi = 1,0027 \pm 0,0079. \end{aligned}$$

На  $\tau\text{CF}$  в результате работы в течение года параметры  $\rho$  ... в лептонных распадах тауона могут быть измерены с погрешностью, сравнимой с погрешностью, с которой эти параметры измерены в  $\mu$ -распаде [15]:

$$\rho (+0,003), \quad \eta (+0,01), \quad \delta (+0,01), \quad \xi (+0,01).$$

Ширины распадов

$$\tau \rightarrow \nu_\tau\pi, \quad \tau \rightarrow \nu_\tau K \quad (4)$$

определяются константами  $f_\pi$  и  $f_K$  и, следовательно, могут быть предсказаны. В табл.1 приведены отношения  $R_\pi = \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau\pi)/\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau e\nu_e)$  и  $R_K = \Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau K)/\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau e\nu_e)$  (во второй колонке – вычисленные отношения с учетом радиационных поправок, в третьей колонке – экспериментальные данные). На  $\tau\text{CF}$  отношения  $R_\pi$  и  $R_K$  будут измерены с погрешностью (0,5 – 1) %. Таким образом,  $e - \mu - \tau$ -универсальность заряженного слабого тока будет проверена на  $\tau\text{CF}$  на уровне радиационных поправок.

Таблица 1. Значения  $R_{\pi}$  и  $R_K$ 

Отношение	Расчет (с учетом радиационных поправок)	Эксперимент
$R_{\pi}$	0,601	0,62 + 0,04
$R_K$	0,0399	0,038 + 0,011

Относительная вероятность распада

$$\tau \rightarrow \nu_{\tau} \rho \quad (5)$$

равна  $(22,8 \pm 1,0)\%$ . Используя гипотезу сохраняющегося векторного тока, нетрудно показать, что матричный элемент этого процесса связан с матричным элементом процесса  $e^+ e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi$ . Таким образом, измерение ширины распада (5) на  $\tau$ CF позволит осуществить прецизионную проверку CVC при  $q^2 = m_{\rho}^2$ .

Распад

$$\tau \rightarrow \nu_{\tau} \pi \eta \quad (6)$$

происходит за счет нарушения  $G$ -четности. Этот распад также разрешен, если наряду со стандартным током первого рода в гамильтониан входит член с заряженным током второго рода. Если учесть нарушение изотопической инвариантности (вследствие  $m_u \neq m_d$ ), то для относительной вероятности распада (6) может быть получена следующая оценка [16]:

$$Br(\tau \rightarrow \nu_{\tau} \pi \eta) \cong 10^{-4} + 10^{-6}. \quad (7)$$

Из имеющихся в настоящее время данных следует, что

$$Br(\tau \rightarrow \nu_{\tau} \pi \eta) < 0,2 \cdot 10^{-2}.$$

Ожидается, что на  $\tau$ CF может быть достигнута граница (7).

На  $\tau$ CF может быть достигнут существенный прогресс в поиске процессов, в которых нарушается закон сохранения лептонных чисел. В табл.2 приведены верхние значения относительных вероятностей некоторых из этих процессов. Напомним, что в случае мюона  $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 5 \cdot 10^{-11}$ ,  $Br(\mu \rightarrow 3e) < 1 \cdot 10^{-12}$ . На  $\tau$ CF при работе в течение года может быть достигнут уровень  $4 \cdot 10^{-8}$  в изучении процессов, в которых нарушается закон сохранения лептонных чисел [17].

Таблица 2. Верхние границы относительных вероятностей процессов, в которых не сохраняются лептонные заряды

Процесс	Верхняя граница
$\tau \rightarrow \mu\gamma$	$5,2 \cdot 10^{-4}$
$\tau \rightarrow e\gamma$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
$\tau \rightarrow 3\mu$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
$\tau \rightarrow 3e$	$3,8 \cdot 10^{-5}$
$\tau \rightarrow e\mu$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
$\tau \rightarrow e\rho$	$3,9 \cdot 10^{-5}$

Относительная вероятность лептонных распадов

$$D_s \rightarrow l \nu_l \quad (8)$$

дается следующим выражением:

$$Br(D_s \rightarrow l \nu) = \tau_{D_s} \frac{G^2}{8\pi} f_{D_s}^2 m_{D_s} m_l^2 |V_{cs}|^2 (1 - m_l^2/m_{D_s}^2).$$

Здесь  $G$  – константа Ферми;  $f_{D_s}$  – константа распада;  $V_{cs}$  – элемент матрицы Кобаяши – Маскава. Распады (8) до сих пор не наблюдались. На  $\tau$ CF ширины распадов  $D_s \rightarrow \mu\nu_\mu$  и  $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$  в течение года будут измерены с погрешностью  $(1-2)\%$  [10]. Таким образом, константа  $f_{D_s}$  будет измерена на  $\tau$ CF с погрешностью  $\cong 1\%$ . Измерение отношения  $\Gamma(D_{D_s} \rightarrow \mu\nu)/\Gamma(D_s \rightarrow \tau\nu_\tau)$  позволит проверить  $\mu - \tau$ -универсальность слабого взаимодействия с погрешностью  $(1-2)\%$ , сравнимой с погрешностью проверки  $\mu - e$ -универсальности (основанной на измерении отношения  $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu_e)/\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu_\mu)$ ). Отметим также, что детальное изучение каиббо-разрешенных распадов  $D \rightarrow K e \nu_e$  и каиббо-запрещенных распадов  $D \rightarrow \pi e \nu_e$  даст возможность с процентной погрешностью определить модули  $|V_{cs}|$  и  $|V_{cd}|$  элементов матрицы Кобаяши – Маскава (в настоящее время эти значения известны с погрешностью  $\cong 20\%$ ).

Одной из важных проблем, которая может быть решена на  $\tau$ CF, является измерение параметра смешивания  $D^0 - \bar{D}^0$ . Как хорошо известно, параметр смешивания  $B^0 - \bar{B}^0$  равен:

$$r_B = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(B^0 \rightarrow B^0)} = 0,182 \pm 0,08,$$

где  $P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$  – усредненная вероятность перехода  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ . Параметр смешивания  $B^0 - \bar{B}^0$  оказался большим в силу того, что  $B^0$  и  $\bar{B}^0$  состоят из «нижних» кварков и превращаются друг в друга через «верхние» кварки (имеются в виду диаграммы типа box). Основной вклад в  $r_B$  дает тяжелый  $t$ -кварк с  $m_t > 90$  ГэВ (параметр  $r_B$  пропорционален  $m_t^2$ ). С другой стороны,  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  являются связанными состояниями верхних кварков и превращаются друг в друга через нижние кварки, самым тяжелым из которых является  $b$ -кварк с массой  $m_b = 5$  ГэВ. В результате из стандартной модели для параметра  $r$  может быть получена следующая оценка [18]:

$$r_D = 10^{-4} + 10^{-5}.$$

Из имеющихся данных следует, что

$$r_D < 5 \cdot 10^{-3}.$$

На  $\tau$ CF путем наблюдения

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$$

$$\quad \quad \quad \searrow K^- \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+,$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$$

$$\quad \quad \quad \searrow K^- e^+ \nu_e \rightarrow K^- e^+ \nu_e$$

и других процессов параметр  $r_D$  может быть измерен [19] (если его значение окажется таким, как предсказывает стандартная модель).

Перейдем теперь к краткому обсуждению физики чармония на  $\tau$ CF. Ожидается, что на «стандартной»  $\tau$ CF будет рождаться в год  $10^{10}$   $J/\psi$ -частиц (в настоящее время исследовано около  $10^7$  распадов  $J/\psi$ -частиц). Состояние чармония  $^1P_1(h_{c1})$  не наблюдалось до сих пор в  $e^+ - e^-$ -экспериментах (некоторые указания в пользу существования этого состояния были получены в  $p - \bar{p}$ -экспериментах). Очевидно, что состояние с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{+-}$  не может образовываться в  $e^+ - e^-$ -столкновениях. Распад  $\psi' \rightarrow h_{c1} + \gamma$  запрещен законом сохранения  $C$ -четности.

На  $\tau$ CF путем наблюдения распада

$$\psi' \rightarrow h_{c1} + \pi^0$$



(в котором изменяется изотопический спин)  $^1P_1$ -состояние чармония относительно легко может быть открыто [20]. При этом могут быть определены спин и четность состояния  $h_{c1}$ .

Состояние чармония  $2^1S_0$  ( $\eta_c'$ ) наблюдалось только в одном эксперименте [21]. Для относительной вероятности распада  $\psi' \rightarrow \eta_c' + \gamma$  в этом опыте было получено значение

$$Br(\psi' \rightarrow \eta_c' + \gamma) = (0,75 \pm 0,55) \%.$$

На  $\tau cF$  появится возможность детального изучения состояния  $\eta_c'$ . Изучение таких каналов распада, как  $\eta_c' \rightarrow \varphi \varphi$ , позволит определить спин и четность этого состояния [20].

Ширина распада  $\eta_c \rightarrow 2\gamma$ , вычисленная в нерелятивистской кварковой модели, связана с шириной распада  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  следующим соотношением:

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) = 3e_c^2(1 + 1,96\alpha_s/\pi)\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) \cong 7 \text{ кэВ}. \quad (9)$$

Отметим, что при получении соотношения (9) было сделано предположение о том, что волновые функции в нуле состояний  $\eta_c$  и  $J/\psi$  одинаковы. Если учесть релятивистские поправки, вклад глюонного конденсата, зависимость потенциала взаимодействия кварков от спина и другие эффекты, то в этом случае имеем

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) = 3 + 15 \text{ кэВ}.$$

Среднее всех имеющихся данных равно:

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) = (8,0 \pm 2,2) \text{ кэВ}.$$

Ясно, что прецизионное измерение ширины распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  было бы исключительно важно с точки зрения понимания динамики чармония. Такие измерения могли бы быть выполнены на  $\tau cF$  [22].

Другим важным процессом, который мог бы быть исследован на  $\tau cF$ , является чисто электромагнитный распад  $J/\psi \rightarrow 3\gamma$ . Ширина этого распада дается следующим выражением:

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow 3\gamma) = \frac{4}{3} \pi \alpha e_c^4 (\pi^2 - 9) \Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-). \quad (10)$$

Из этого соотношения для относительной вероятности получаем

$$Br(J/\psi \rightarrow 3\gamma) \cong 2 \cdot 10^{-5}.$$

Из имеющихся экспериментальных данных следует, что

$$Br(J/\psi \rightarrow 3\gamma) < 5,5 \cdot 10^{-5}.$$

На  $\tau$ CF вероятность распада  $J/\psi \rightarrow 3\gamma$  может быть измерена регистрацией «меченых»  $J/\psi$ -событий [22]

$$\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- + J/\psi \quad \begin{array}{l} \downarrow \\ 3\gamma \end{array}$$

При этом не возникнет проблем с фоном от процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ .

В распаде

$$J/\psi \rightarrow \gamma + X$$

могут образовываться состояния глюония с массой в интервале 1,5–2 ГэВ (в пользу существования состояний глюония с массами в этом интервале свидетельствуют, в частности, решеточные вычисления). Имеются два кандидата в глюонии:  $\eta$  (1440) и  $f_2$  (1720). Детальное изучение на  $\tau$ CF различных каналов распада этих частиц и определение их спинов и четностей даст возможность проверить, являются ли  $\eta$  (1440) и  $f_2$  (1720) состояниями глюония [23].

Мы закончим следующими двумя замечаниями, связанными с недавними опытами ЛЕП по измерению числа типов нейтрино.

1. В недавних опытах ЛЕП для «числа типов нейтрино» были получены следующие значения [2]:

$$n_\nu = 2,90 \pm 0,12 \text{ ALEPH}; \quad n_\nu = 2,93 \pm 0,09 \text{ DELPHI};$$

$$n_\nu = 3,01 \pm 0,14 \text{ L3}; \quad n_\nu = 3,0 \pm 0,4 \pm 0,2 \text{ OPAL}.$$

Как хорошо известно, величина  $n_\nu$  определяется из «невидимой» ширины распада  $Z$ -бозона (представляющей собой разность полной ширины и полных адронной и лептонной ширины). Очевидно, что данные ЛЕП исключают возможность существования нейтрино четвертого типа. Эти данные не исключают, однако, возможность распада  $Z$ -бозона на тяжелые нейтральные частицы (суперсимметричные частицы, тяжелые нейтральные бозоны ...). Представляет интерес изучение распадов виртуальных  $Z$ , в которых нерегистрируемые продукты распада имели бы различные энергии. В работах [24] были рассмотрены такие распады основных состояний кваркония ( $J/\psi$ ,  $\gamma$ ,  $(\bar{T}T)_0$ ). На  $\tau$ CF в принципе становится возможным изучение распада

$$\psi' \rightarrow J/\psi + \pi\pi, \\ \downarrow \\ \nu\bar{\nu}$$

в котором  $J/\psi$ -частицы «метаются» путем измерения импульсов пионов [25]. Используя стандартную модель, получаем

$$R_c = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\Gamma} = \frac{1}{32} \frac{M_\psi^4}{(M_Z^2 - M_\psi^2)^2} \frac{v_c^2}{\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \times \\ \times \left[ e_c^2 + \frac{g_V e_c v_c}{2\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{M_\psi^2}{M_Z^2 - M_\psi^2} + \frac{(g_V^2 + g_A^2)v_c^2}{16\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \frac{M_\psi^4}{(M_Z^2 - M_\psi^2)^2} \right]^{-1}. \quad (11)$$

Здесь  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \nu\bar{\nu})$  – ширина распада  $J/\psi$ -частицы на пару нейтрино-антинейтрино ( $l = e, \mu, \tau$ ),  $M_\psi$  – масса  $J/\psi$ ;  $M_Z$  – масса  $Z$ -бозона;  $g_V, g_A$  и  $v_c$  – константы, входящие соответственно в лептонный и кварковый нейтральные токи. Учитывая, что  $\sin^2\theta = 0,230$  и  $M_Z = 91,10$  ГэВ, получаем  $R = 1,1 \cdot 10^{-7}$  и  $Br(J/\psi \rightarrow \nu\bar{\nu}) = 2,3 \cdot 10^{-8}$ . Ожидается, что около  $6 \cdot 10^9$   $\psi$ -частиц будет рождаться на  $\tau\text{CF}$  в год (на проектируемой в Дубне  $\tau\text{CF}$  ожидаемое число  $\psi'$ -частиц будет на порядок больше). Учитывая, что  $Br(\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi) \sim 0,5$ , мы заключаем, что на «стандартной»  $\tau\text{CF}$  в год будет наблюдаться около 70 распадов  $J/\psi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ .

2. Рассмотрим результаты опытов по измерению числа типов нейтрино с точки зрения гипотезы смешивания нейтрино. Как хорошо известно, наиболее общей схемой смешивания нейтрино является схема, которая отвечает так называемому дираковскому и майорановскому массовому члену [26]. В этой схеме

$$\nu_{iL} = \sum_{i=1}^{n+m} U_{li} \chi_{iL}. \quad (12)$$

Здесь  $\nu_{iL}$  – токовое поле нейтрино,  $\chi_i$  – поле нейтрино Майорана с массой  $m_i$ ,  $1 < m < n$  (индекс  $l$  пробегает  $n$  значений  $e, \mu, \dots$ ). Итак, в случае дираковского и майорановского смешивания  $n$  токовых полей  $\nu_{iL}$  являются суперпозициями левых компонент  $n+m$  полей нейтрино Майорана с определенными массами. Используя стандартное выражение для нейтрального нейтринного тока

$$f_{\alpha}^Z = \sum_{l=e\dots} \bar{\nu}_{lL} \gamma_{\alpha} \nu_{lL},$$

а также учитывая соотношение (12), получаем

$$n_{\nu} = 3 - \sum |a_{ik}|^2 (1 - R_{ik}). \quad (13)$$

Здесь  $a_{ik} = \sum_l u_{li}^* u_{lk}$ , а  $R_{ik} = \Gamma(Z \rightarrow \nu_i \nu_k) / \Gamma_0 \leq 1$  – известная функция масс частиц (фазовый множитель),  $\Gamma_0$  – вычисленная в стандартной модели ширина распада  $Z$ -бозона на пару нейтрино-антинейтрино. Отметим, что в (13) мы использовали условие унитарности матрицы смешивания  $U$ , а также (в соответствии с экспериментальными данными) предположили, что в природе существует три заряженных лептона (три типа нейтрино). Из (13) следует, что в случае смешивания нейтрино измеряемая на опыте величина  $n_{\nu}$  может быть меньше трех [27]. Предположим, что существуют три легких нейтрино с  $m_i \ll M_Z$  и тяжелая майорановская частица с массой  $m_4 > M_Z$ . Отметим, что такое предположение отвечает так называемому качельному механизму генерации масс нейтрино [28], который является самым популярным механизмом генерации масс нейтрино. Для  $n_{\nu}$  в этом случае получаем [29]

$$n_{\nu} = 3 - 2a_{44} + a_{44}^2, \quad (14)$$

где  $a_{44} = \sum_{l=e, \mu, \tau} |u_{l4}|^2$ . Величины  $|u_{l4}|^2$  могут быть найдены из анализа данных по  $\mu$ -распаду и другим слабым процессам. Используя полученные таким способом значения, имеем [29]

$$(n_{\nu})_{mix} = 2,92 \pm 0,19,$$

что не противоречит данным ЛЕП по измерению  $n$ . Ясно также, что увеличение точности измерения величины  $n$  представляет исключительный интерес для физики нейтрино. Если в будущих экспериментах были бы получены указания в пользу того, что  $n < 3$ , то смешивание легких нейтрино с тяжелыми майорановскими частицами было бы одним из возможных объяснений этого. Существуют, однако, и другие механизмы, которые приводят к  $n < 3$ . В заключение мы приведем соотношение между наблюдаемыми величинами, вытекающее из модели смешивания нейтрино:

$$n_\nu = 2 \frac{B_\tau}{R_\tau^0} + 2 \frac{R_\pi}{R_\pi^0} - 1.$$

Здесь

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\mu)}, \quad R_\pi = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)},$$

$a_{R_{\tau,\pi}^0}$  – соответствующие отношения, вычисленные в стандартной модели. Как видно из этого соотношения, прецизионное измерение ширины распада  $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$  на тсФ могло бы иметь важное значение для проверки гипотезы смешивания легких нейтрино с тяжелыми майорановскими частицами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop, SLAC-report-3436, June 1989; Kirkby J. - Preprint CERN-PPE/91-13, 17 January, 1991; Perl M.L. - Preprint SLAC-PUB-5428, February 1991; Danilov M.V. et al. - ITEP-preprint 67-90 Moscow, 1990.
2. Fernandez E. - Proc. of the Intern. Conf. «Neutrino-90». CERN, June 1990.
3. Altarelli G. - Preprint CERN-TH-5834/90.
4. Pondrom L. - Proc. of the 25 Intern. Conf. on High Energy Physics, Singapore, 2-8 August 1990.
5. Jowett J.M. - Initial Design of a  $\tau$ -Charm Factory at CERN. Preprint CERN LEP-TH/87-56; Jowett J.M. - The  $\tau$ -Charm Factory Storage Ring. Preprint CERN LEP-TH/87-56.
6. Тр. Междунар. совещания по накопительному комплексу ОИЯИ - с-тау-фабрике. Дубна, 29 мая - 1 июня 1991 г.
7. Danilov M.V. - Preprint ITEP 67-90. Moscow, 1990.
8. Baconnier Y. et al. - A Tau-Charm Factory Laboratory in Spain Combined with a Synchrotron Light Source. Preprint CERN/AC/90-07.
9. Review of Particle Properties - Phys. Lett. B, 1990, vol. 239.
10. Kirkby J. - Preprint CERN-PRE/91-13.
11. Albrecht H. et al. - Phys. Lett. B, 1988, vol.202, p.149.
12. Bowler T.J. - Proc. of the 14th Europhys. Conf. on Nuclear Phys., Rare Nuclear Decays and Fundamental Processes. Bratislava, October 22-26, 1990.
13. Gomes-Gardenas J. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June, 1989, p.48.
14. Stroynowski J. - Proc. of the Workshop on Tau Lepton Physics, Orsay, France, 24-27 September 1990.
15. Burchat P.R. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-REPORT-343, June 1989, p.42.
16. Barish B.C. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.113.
17. Heusch C.A. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.528.

18. Bigi I.I. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.169.
19. Gladding G. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.152.
20. Burnet T.H. - Proc of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p. 733.
21. Edwards C. et al. - Phys. Rev. Lett., 1982, vol.48, p.70.
22. Mir R. - Proc. of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.742.
23. Bolton T. - Proc of the Tau-Charm Factory Workshop. SLAC-Report-343, June 1989, p.763.
24. Bergstrom L., Rubinstein H. - Phys. Lett. B, 1988, vol.201, p.283; Bilenky M.S., Bilenky S.M. - Preprint E2-90-308, Dubna, 1990.
25. Bilenky S.M., Pontecorvo B. - Preprint P2-8576, Dubna, 1975.
26. Bilenky S.M., Petcov S.T. - Rev. Mod. Phys., 1987, vol.59, N 3, p.671.
27. Jarlskog S. - Preprint CERN-TH-5657/90, 1990.
28. Gell-Mann M. et al. - Supergravity. Ed. by P.Nieuwenhuizen and O.Freedman, 1979, p.317.
29. Bilenky S.M., Grimus W., Neufeld H. - Phys. Lett. B, 1990, vol.252, p.119.