

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ НАРУШЕНИЯ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ В-МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ФОТОНАМИ В НЕПОДВИЖНОЙ МИШЕНИ УНК

И.С. Байшев, А.Б. Говорков, Б.Б. Говорков

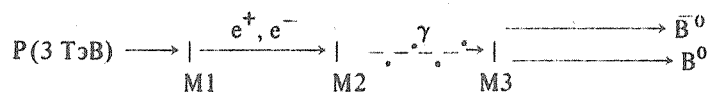
*Показано, что фоторождение пар бьюти-мезонов в неподвижной мишени УНК обеспечивает скорость образования частиц, достаточную для постановки экспериментов по проверке нарушения СР-инвариантности в распадах В-мезонов.*

В рамках стандартной модели трех поколений в предположении унитарного смешивания кварков Кобаяши и Макава /1/ удалось сформулировать объяснение эффекта нарушения СР-инвариантности, который впервые наблюдался в распадах К-мезонов /2/. Ввиду важности вопроса о природе СР-нарушения для физики высоких энергий /3/ и космологии /4/ в последнее время резко возросло число работ с предложениями экспериментального изучения СР-нарушения в распадах В-мезонов /5/.

Для редких мод распада частицы ( $B^0$ ) и античастицы ( $\bar{B}^0$ ) в одно и то же конечное состояние с определенной СР-четностью ( $J/\psi K_S, D\bar{D}, \dots$ ) модель Кобаяши – Маскава предсказывает значения асимметрий 0,05–0,5. Экспериментальное установление таких значений, которые на несколько порядков превышают значение  $10^{-3}$ , характерное для СР-нарушающих эффектов в распадах К-мезонов и предсказываемое большей частью теоретических объяснений эффекта /6–8/, послужило бы прямым подтверждением механизма Кобаяши – Маскава СР-нарушения в распадах частиц.

Как показывают теоретические оценки /5/, для проведения измерений эффектов СР-нарушения необходимы источники со скоростью образования  $\cong 10^8$   $B^0\bar{B}^0$ -пар в год. В ряде научных центров разрабатываются проекты "бьюти-фабрик" – специализированных электрон-позитронных коллайдеров со светимостями  $10^{34}$   $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  /9, 10/. В данной работе предлагается для изучения природы СР-нарушения использовать фоторождение пар  $B^0\bar{B}^0$  в неподвижной мишени УНК.

Схема источника такова:



Протоны с энергией 3 ТэВ из ускорителя УНК в мишени М1 образуют  $\pi^0$ -мезоны, которые за время  $\tau_0 = 10^{-16}$  с умноженное на  $\gamma$ -фактор мезона распадаются на два фотона. Внутри этой же мишени фотоны конвертируются в  $e^+e^-$ -пары. С помощью специального магнито-оптического канала формируется пучок электронов (позитронов) с заданными характеристиками. В мишени М2 электроны порождают пучок тормозного излучения, который и служит для образования  $B^0\bar{B}^0$ -пар в мишени М3 экспериментальной установки.

Выход  $Y$  – число  $B^0\bar{B}^0$ -пар, образуемых в единицу времени, определяется выражением

$$Y = N \int_{E_{\Pi}}^{E_0} \Pi_{\gamma}(E_{\gamma}, E_0) \sigma(\gamma N \rightarrow B^0\bar{B}^0, E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$

где  $\sigma(\gamma N \rightarrow B^0\bar{B}^0, E_{\gamma})$  – полное сечение фоторождения  $B^0\bar{B}^0$ -пар на нуклоне;  $E_{\Pi}$  – пороговая энергия фоторождения пар ( $E_{\Pi} = 69, 84$  ГэВ);  $N$  – число нуклонов мишени на единицу площади;  $\Pi(E_{\gamma}, E_0)$  – число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma}$ , образуемое электроном с энергией  $E_0$  в единицу времени в конверторе М2 толщиной  $t_R/X_0$  ( $X_0$  – радиационная единица М2):

$$\Pi_{\gamma}(E_{\gamma}, E_0) dE_{\gamma} = \Pi_e(E_0) (t_R/X_0) f(t_R/X_0, E_{\gamma}/E_0) / E_{\gamma},$$

где  $\Pi_e(E_0)$  – интенсивность пучка электронов с энергией  $E_0$ ,  $f(t_R/X_0, E_{\gamma}/E_0)$  – функция, учитывающая отклонение формы спектра тормозного излучения от  $1/E_{\gamma}$ , которая принималась  $\approx 0,7$ .

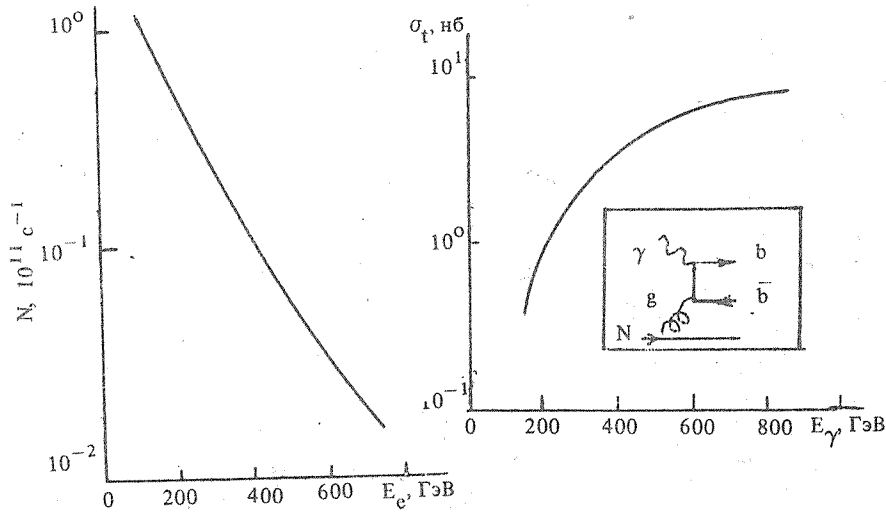


Рис. 1. Энергетическая зависимость интенсивности пучка электронов с энергией  $E_e$  из Ве-мишени (80 см) при облучении ее протонами с энергией 3 ТэВ и интенсивностью  $5 \cdot 10^{13}$  Р/имп. Полный цикл ускорения составляет 120 с, длительность импульса интенсивности 40 с, эмиттанс пучка электронов 4 мм·мрад,  $\Delta P_e/P_e = 0,3$ .

Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения фоторождения пар бьоти-кварков. На вставке – диаграмма фотон-глюонного слияния.

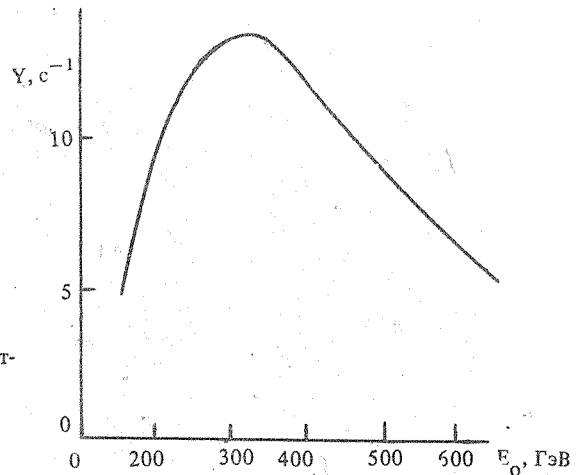


Рис. 3. Зависимость выхода пар бьоти-мезонов от энергии электронов, рассчитанная по модели фотон-глюонного слияния.

По программе "МАРС" /11/, моделирующей развитие адронных и электромагнитных каскадов в веществе, рассчитывалась интенсивность пучка электронов из бериллиевой мишени (М1), толщиной 80 см, образуемого первичным пучком протонов с энергией 3 ТэВ.

На рис. 1 приведена интенсивность электронного пучка для нулевого угла вылета частиц из М1 в зависимости от энергии  $E_0$ . Как видно, зависимость близка к экспоненциальной.

Полное сечение фоторождения боттом-кварков  $\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b})$  рассчитывалось по модели фотон-глюонного слияния, которая хорошо описывает энергетический ход и абсолютные значения сечений фоторождения пар чармированных кварков  $c\bar{c}$  /12, 13/. Согласно этой модели (диаграмма на рис. 2)

$$\sigma(\gamma N \rightarrow Q\bar{Q}X) = 4\pi\alpha_s (m_Q) (Q^2/m_Q^2) f(4m_Q^2/s_Q),$$

где  $s$  – квадрат энергии  $\gamma N$ -системы в с.д.м.;  $Q, m$  – заряд и масса кварка  $Q$ ;  $a_s(m_Q)$  – константа связи глюона с парой  $Q\bar{Q}$ ;  $a = 1/137$ ;  $f(4m_Q^2/s_Q)$  – функция, характеризующая распределение глюонов в нуклоне по импульсам. Показано [12], что функция  $f(4m_Q^2/s_Q)$  зависит только от безразмерного параметра  $\xi_Q = 4m_Q^2/s_Q$ , так что, зная сечение для одного сорта кварков, например,  $c\bar{c}$ , можно рассчитать сечение для другого сорта  $b\bar{b}$ .

При равных значениях параметра  $\xi, s_b = (m_b^2/m_c^2)s_c$  получаем:

$$\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b} x, s_b) = \frac{a_s(m_b) Q_b^2 m_c^2}{a_s(m_c) Q_c^2 m_b^2} \sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}, s_c) \approx 0,02 \sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}, s_c).$$

Отметим, что с увеличением массы кварка уменьшается  $a_s(m_Q)$  и сечение фоторождения приближается к сечению адронобразования, которое описывается в основном диаграммой слияния двух глюонов.

Расчитанное сечение  $\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b})$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -кванта приведено на рис. 2.

На рис. 3 приведен результат расчета выходов  $B^0\bar{B}^0$ -пар мезонов при различных энергиях электронов. В расчете использовались потоки электронов из М1, приведенные на рис. 1, значение  $t_R/X_0 = 0,33$  для М2,  $N = 2,4 \cdot 10^{24}$  н/см<sup>2</sup> для М3 и сечения, приведенные на рис. 3. Наличие максимума в энергетической зависимости выхода  $B^0\bar{B}^0$ -пар обусловлено спаданием с энергией  $E_0$  спектра электронов (рис. 1) и нарастанием к некоторому предельному значению сечения фоторождения (рис. 2).

Таблица 1

Источники образования  $B^0\bar{B}^0$ -пар [14, 15]

Источник	Энергия $\sqrt{s}$ , ГэВ	Светимость $L$ , $1/\text{см}^2\text{с}$	Сечение $\sigma_{\text{полн}}$	Скорость взаимодействия, Гц	Выход, $Y$ $1/10^7\text{с}$
ТэВ II	45	$2 \cdot 10^{32}$	50 мб	$10^7$	$10^8$
ТэВ I	2000	$10^{30}$	100 мб	$10^5$	$10^8$
CESR ( $e^+e^-$ )	10,6	$5 \cdot 10^{31}$	5 нб	0,3	$7 \cdot 10^5$
LEP ( $e^+e^-$ )	92	$10^{31}$	30 нб	0,3	$4 \cdot 10^5$
CERN ( $e^+e^-$ ) (бьютти-фабрика)	10,6	$10^{33} - 10^{34}$	5 нб	6–60	$10^7 - 10^8$
УНК ( $\gamma$ )	$\approx 25$	$10^{34}$	120 мкб	$10^6$	$10^8$

В табл. 1 приведены выходы различных источников  $B^0\bar{B}^0$ -пар [14, 15], предложенных для исследования CP-нарушения в распадах частиц. Отметим, что только при энергии УНК (3 ТэВ) процессы фоторождения становятся конкурентноспособными с адронобразованием бьютти-частиц.

Авторы благодарны С.Б. Герасимову, А.А. Комару, С.И. Никольскому, Н.В. Мохову, С.С. Герштейну, А.К. Лиходеду, С.Р. Слабоспицкому, Г.А. Соколу, В.Г. Раевскому и Т. Нэшу из лаборатории им. Ферми за полезные обсуждения и замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kobayashi M., Maskawa T. Prog. Theor. Phys., 49, 652 (1973).
2. Christenson J. H., et al. Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).