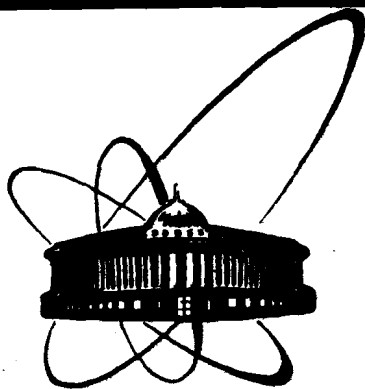


89-614



**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

A508

D1-89-614

**ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗМЕРЕНИЮ СР-НЕСОХРАНЕНИЯ  
В РАСПАДАХ В-МЕЗОНОВ**

**(ПРЕДЛОЖЕНИЕ)**

**Сотрудничество: Дубна - Алма-Ата - Москва -  
Пловдив - Прага - Серпухов - София - Тбилиси**

**1989**

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.Л.Баландин, В.К.Бердышев, В.К.Бирулев,  
Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, А.И.Зинченко, И.И.Евсиков,  
И.М.Иванченко, В.И.Илющенко, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко,  
Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов,  
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, В.В.Пальчик, А.В.Позе, А.Прокеш,  
В.В.Рыбаков, В.Е.Симонов, Л.А.Слепец, А.С.Чвыров  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Ф.Камбурян, А.А.Локтионов, Ю.К.Потребеников, В.И.Скоробогатова,  
И.Я.Часников

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

С.П.Баранов, А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девидин, М.В.Завертняев,  
В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, С.Ю.Поташов, С.В.Русakov, П.А.Смирнов,  
Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков  
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Е.А.Чудаков

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В.Д.Чолаков

Пловдивский университет им. П.Хиландерски, Пловдив

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак

Физический институт ЧСАН, Прага

Н.В.Мохов, А.В.Узунян

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В.Й.Заячки

Высший химико-технологический институт, София

В.Р.Крастев

Центральная лаборатория автоматизации и научного приборостроения  
БАН, София

Г.Г.Султанов, П.Т.Тодоров

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе,

Г.А.Квирикашвили, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури,

Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили, В.В.Тедиашвили,

М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Несмотря на то, что со времени обнаружения CP-несохранения прошло четверть века, система нейтральных каонов является единственной, в которой этот эффект наблюдался. Однако даже прецизионные измерения эффектов CP-несохранения в распадах  $K^0$  не позволяют строго определить параметр стандартной модели (СМ), ответственный за это явление, —  $(\phi)$ -фазу матрицы Кобаяши — Маскава (КМ). Экспериментальное измерение CP-несохранения в распадах В-мезонов имеет принципиальное значение, поскольку является не только единственным способом прямого измерения фазы матрицы КМ, но и одной из наиболее строгих проверок справедливости СМ. В данной работе предлагается возможный эксперимент по измерению CP-несохранения в распадах  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  в выведенных адронных пучках ускорителей SPS (СЕРN), TEV II (FNAL) или УНК (ИФВЭ).

Несохранение CP-четности в распадах  $B_d^0$  может проявиться как во временной эволюции вершины этих распадов, так и в проинтегрированной по времени асимметрии распадов  $B_d^0$  и  $\bar{B}_d^0$  в конечные состояния, соответственно  $f$  и  $\bar{f}$ :

$$A = \frac{\Gamma(B_d^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_d^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})} \quad (1)$$

Если  $f = \bar{f}$  является состоянием с определенным значением CP-четности ( $\eta$ ), то  $A$  может быть непосредственно связана<sup>1,1'</sup> с  $\phi$ :

$$A = \eta \cdot k(r) \cdot \sin(2\phi), \quad (2)$$

где  $k(r) = \sqrt{2r(1-r)/(1+r)} \approx 0,48$  — коэффициент, обусловленный смешиванием регистрируемых  $B_d^0/\bar{B}_d^0$ , а  $r = (0,19 \pm 0,006)$  — параметр смешивания<sup>1,2,3'</sup>.

Статистика  $B_d^0/\bar{B}_d^0$ , необходимая для наблюдения асимметрии  $A$  на уровне достоверности, соответствующей  $S$  стандартным отклонениям, может быть оценена согласно выражению:

$$N = S^2 / (Br \cdot A^2), \quad (3)$$

где  $Br$  — произведение относительных вероятностей распадов  $B/\bar{B}$  в ре-

гистрируемое конечное состояние. Из теоретических оценок следует, что, как правило, абсолютная величина  $A$  тем больше, чем меньше  $B_r$ . Поэтому при типичных ожидаемых величинах  $B_r \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$  и  $|A| \approx \approx 0,05 \div 0,30^{1/3-6}$  требуемая статистика не слишком сильно различается для разных каналов распада и должна быть:

$$N \geq 10^8 \div 10^9. \quad (4)$$

Из-за малого сечения рождения  $B_d^0$  и из-за сложности их регистрации накопление такой высокой статистики является сложнейшей проблемой. В общем случае статистика рожденных в эксперименте  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  определяется выражением

$$N = I \cdot R \cdot t \cdot \epsilon, \quad (5)$$

где  $I$  — число взаимодействий в с,  $R$  — величина отношения сечения рождения  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  к полному сечению взаимодействий,  $t = 10^7$  с — типичное время проведения эксперимента, а  $\epsilon$  — эффективность регистрации исследуемых событий. В экспериментах на действующих коллайдерах величина  $I$  ограничена их светимостью, а в экспериментах с фиксированной мишенью такое ограничение обусловлено допустимыми нагрузками регистрирующих детекторов. Например, в прецизионных вершинных детекторах максимально допустимая скорость счета, как правило, не превышает 1 МГц. Величина  $R$  существенно зависит от типа реакции и от энергии взаимодействия. В табл.1 приведены некоторые данные о сечениях рождения  $B_d^0$  и соответствующие величины  $R$ . Ожидается, что  $R$  может быть больше при использовании тяжелых ядерных мишеней. Если сечение рождения прелестных частиц на ядерной мишени с атомным весом  $A$  пропорционально  $A^1$ , то  $R_A = R \cdot A^{0,25}$ . Статистика  $B\bar{B}$ , которая может быть достигнута на т.н. В- и Z- фабриках, определяется светимостями ускорителей. Так, например, при светимости В-фабрики  $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  может быть образовано порядка  $10^7 B_d^0 \bar{B}_d^0$ , что, по-видимому, недостаточно для наблюдения эффекта CP-несохранения. В случае применения вершинных детекторов большая статистика не может быть получена даже при энергии УНК в экспериментах ни с адронными, ни с фотонными пучками.

Очевидно, что для получения требуемой статистики (4) необходим принципиально отличающийся экспериментальный подход. В качестве такового предлагается т.н. "black box" эксперимент в высокоинтенсивном выведенном пучке адронов, в котором не используются вершинные детекторы. Путем оптимизации конфигураций пассивной защиты и магнитных полей должны быть определены такие зоны для размещения

Реакция	$\sqrt{s}$ , ГэВ (ускорит.)	$\sigma(B_d^0)$ ,* нб	R	$R_w^{**}$
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4s) \rightarrow B\bar{B}$	10,58 (В-фабр.)	$0,4^{17}$	0,16	
$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow B\bar{B}$	92 (Z-фабр.)	$2,0^{18}$	0,06	
$\gamma N \rightarrow B\bar{B} + \dots$	30 (УНК)	$1,2^{19}$	$10^{-5}$	
$\pi N \rightarrow B\bar{B} + \dots$	25 (SPS)	$1,6 \div 3,2^{10}$	$(0,7 \div 1,3) \cdot 10^{-7}$	$(2,5 \div 5) \cdot 10^{-7}$
$pN \rightarrow B\bar{B} + \dots$	30 (SPS)	$0,1 \div 1^{10}$	$(2,5 \div 25) \cdot 10^{-9}$	$(1 \div 10) \cdot 10^{-8}$
$pN \rightarrow B\bar{B} + \dots$	40 (TEV II)	$1 \div 10^{10}$	$(2,5 \div 25) \cdot 10^{-8}$	$(1 \div 10) \cdot 10^{-7}$
$pN \rightarrow B\bar{B} + \dots$	75 УНК	$40 \div 200^{15,18}$	$(1 \div 5) \cdot 10^{-6}$	$(4 \div 18) \cdot 10^{-6}$

\* За  $\sigma(B_d^0)$  принято 40% от полного сечения рождения прелестных частиц.

\*\* Величина  $R_w$  соответствует вольфрамовой мишени.

регистрирующей аппаратуры, чтобы скорость счета заряженных частиц в каждом из детекторов не превышала 5-10 МГц. В этом случае эксперименты могут быть проведены при интенсивности взаимодействий в мишени  $I = 10^7/\epsilon' \text{ с}^{-1}$ , где  $\epsilon'$  — вероятность попадания заряженных продуктов взаимодействия в чувствительную зону детекторов. Достижимая при этом статистика определяется выражением:

$$N = 10^{14} \cdot R \cdot w, \quad (6)$$

где  $w = \epsilon/\epsilon'$ .

Исследуемые  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  предлагается идентифицировать по инвариантной массе регистрируемых продуктов распада, т.е. по конечному состоянию  $f$ , в качестве которого выбирается состояние с определенным значением CP-четности. Однако в этом случае наблюдение только конечного состояния  $f$  не позволяет идентифицировать распавшийся мезон как  $B_d^0$  или  $\bar{B}_d^0$ . Соответствующее мечение может быть осуществлено по ассоциативно рожденной прелестной частице/античастице, а именно — по знаку мюона от ее полулептонного распада.

В работе<sup>/11/</sup> предложен способ, позволяющий в рамках рассмотренного экспериментального подхода измерить асимметрию типа (1). Для этого требуется измерить две зарядовые асимметрии мюонов, образованных от полулептонных распадов всевозможных прелестных частиц/античастиц. Одну — для случаев, когда от ассоциативно рожденных  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  регистрируются распады, характеризующиеся отрицательной CP-четностью ( $\eta = -1$ ):

$$B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow K_s^0 + J/\Psi, \quad (7a)$$

другую — когда регистрируются распады в конечное состояние с  $\eta = +1$ :

$$B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow K_L^0 + J/\Psi. \quad (7b)$$

Разность этих асимметрий, обозначенная  $2 \cdot A'$ , просто выражается через  $A$  — асимметрию CP-несохранения (2), а их сумма — через асимметрию мечения  $\gamma$ <sup>/11/</sup>. При ожидаемом условии  $\gamma \cdot A \ll 1$ :

$$A' = \zeta \cdot A, \quad (8)$$

где  $\zeta = 0,65 \div 0,75$  — положительный коэффициент, зависящий от того, в каком соотношении находятся различные типы прелестных частиц, от полулептонных распадов которых регистрируются  $\mu^\pm$ . Для более точной оценки  $\zeta$  необходимы данные об относительных вероятностях полулептонных распадов различных B-частиц.

$J/\Psi$ ,  $K_s^0$  и  $K_L^0$  могут быть надежно идентифицированы соответственно по распадам на  $\mu^- \mu^+$ ,  $\pi^- \pi^+$  и  $\pi^\pm \mu^\mp \nu$ . Значит, события, которые необходимо зарегистрировать в эксперименте, содержат три "прямых" мюона и нейтральную вилку, соответствующую распадам  $K^0$ . Эти события являются достаточно редкими и характеризуются четкой сигнатурой, что позволяет обеспечить высокую эффективность их отбора. В предлагаемом эксперименте не требуется идентифицировать заряженные адроны, что существенно упрощает проведение эксперимента при высоких энергиях.

Оптимизация конфигурации экспериментальной установки основана на существенных кинематических различиях рождения прелестных и фоновых частиц. В основном эти различия обусловлены большими поперечными импульсами  $P_T$  рожденных b-кварков. Это приводит к тому, что средние значения  $P_T$  как у мюонов, так и у каонов от распадов (7) выше, чем у фоновых. В табл.2 приведены средние значения полных  $\langle P_B \rangle$  и поперечных  $\langle P_T \rangle$  импульсов  $B_d^0$ , рассчитанные в рамках КХД с помощью программы моделирования RUTHIA<sup>/12/</sup> рождения  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  в pp-взаимодействиях при трех значениях импульса пучка P.

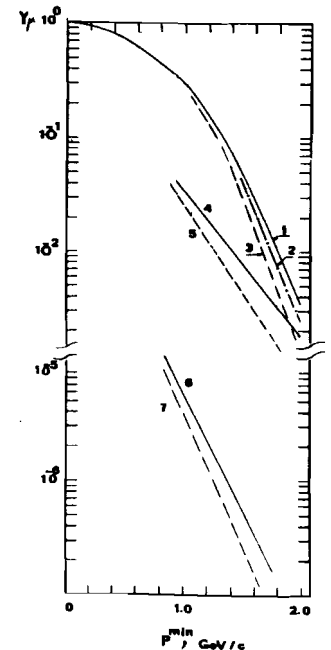
P, ГэВ/c	450	900	3000
$\langle P_B \rangle$ , ГэВ/c	120	180	330
$\langle P_T \rangle$ , ГэВ/c	2,3	2,4	2,8

На рис.1. приведены рассчитанные с помощью той же программы зависимости вероятностей образования трех "прямых" мюонов, двух — в распадах (7) и одного — в полулептонном распаде ассоциативной частицы, полученные при условии, что у каждого из мюонов  $P_T > P_T^{\text{мин}}$ . Приведены также вероятности образования в pp-взаимодействиях заряженного адрона с  $P_T > P_T^{\text{мин}}$ , полученные путем пересчета экспериментальных данных FNAL и ISR (CERN)<sup>/13,14/</sup>. Из приведенных распределений следует, что при

$$P_T^{\text{мин}} = 1 \text{ ГэВ/c} \quad (9)$$

вероятность регистрации трех "прямых" мюонов составляет около 30%, а вероятность регистрации фоновой частицы в 10 раз меньше. Применение адронного поглотителя на пути заряженных частиц между мишенью и детектором позволяет уменьшить более чем в  $10^2$  раз адронный фон и более чем в  $10^3$  раз — фон от

Рис.1. Рассчитанные путем моделирования вероятности образования в результате распада прелестных частиц трех "прямых" мюонов, у каждого из которых  $P_T > P_T^{\text{мин}}$  (линии 1, 2 и 3 соответствуют реакциям при импульсах протонного пучка 450, 900 и 3000 ГэВ/c соответственно); вероятности образования в pp-взаимодействиях заряженных частиц с  $P_T > P_T^{\text{мин}}$ , полученные путем пересчета экспериментальных данных FNAL при импульсе пучка 300 ГэВ/c и ISR CERN при  $\sqrt{s} = 52$  ГэВ); рассчитанные вероятности образования мюонов с  $P_T > P_T^{\text{мин}}$  при прохождении адронов через 7-метровую защиту из углерода (линия 6 соответствует первичному протонному пучку с импульсом 3000 ГэВ/c, а линия 7 — пионному пучку с импульсом 300 ГэВ/c).



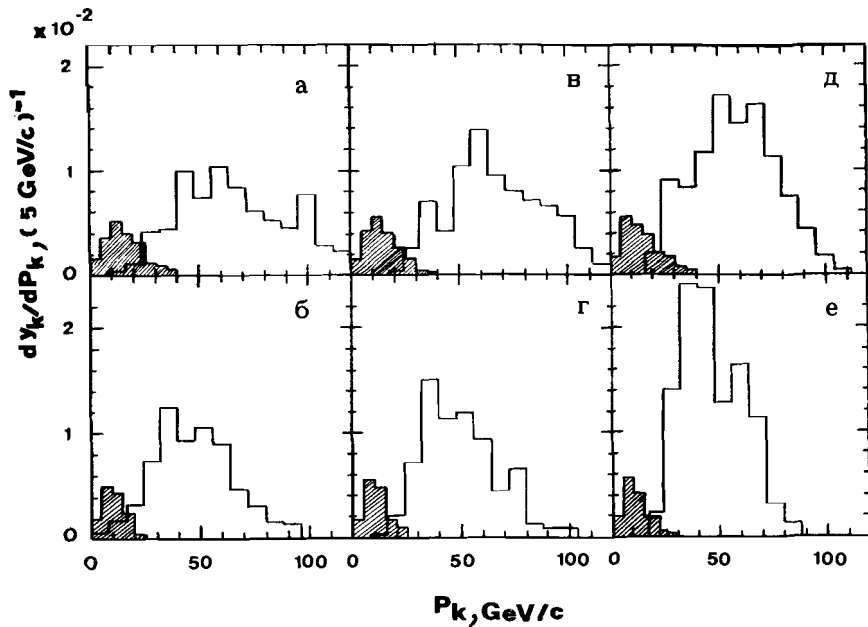


Рис.2. Продифференцированные по  $P_K$  вероятности ( $Y_K$ ) вылета в различные интервалы (10) углов  $\Theta$  фоновых  $K^0$  (заштрихованные гистограммы) и  $K^0$ , образованных в распадах  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  по каналам (7) (сплошные гистограммы), рассчитанные для импульсов протонного пучка 3000 (а, б), 900 (в, г) и 450 ГэВ/с (д, е).

вторичных мюонов. С учетом ограничения (9) отношение вероятностей регистрации фонового мюона и одного мюона от полулептонного распада  $B$ -частицы также достаточно мало:  $r_\mu \leq 10^{-3}$ .

Распределения каонов от распадов (7) по углам их вылета в лаб. системе ( $\Theta$ ) и по импульсам ( $P_K$ ) также существенно отличаются от соответствующих распределений для фоновых каонов. На рис.2 (а, в, д) и (б, г, е) приведены рассчитанные с помощью программы RUTHIA продифференцированные по  $P_K$  вероятности  $Y_K$  вылета  $K^0$  в интервалы углов соответственно

$$20 < \Theta < 30 \text{ мрад} \quad (10a)$$

$$\text{и } 30 < \Theta < 40 \text{ мрад.} \quad (10б)$$

Эти распределения получены для  $K^0$ , образованных в протонном пучке с импульсом 3000, 900 и 450 ГэВ/с как от распадов  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  по каналам

(7), так и в результате произвольных фоновых процессов. Как видно из приведенных данных, в интервалы углов (10) вылетают в основном высокоэнергетичные  $K^0$  от распадов (7) и низкоэнергетичные фоновые. Таким образом, ограничив интервал  $\Theta$  и минимальное значение  $P_K$ , можно добиться существенного увеличения доли  $K^0$ , образованных в распадах (7), среди всех регистрируемых. При этом может быть получено достаточно малое отношение вероятностей регистрации фоновых и искомым  $K^0$ :  $r_K \leq 10^{-3}$ .

Возможность идентификации  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  по инвариантной массе продуктов распада определяется количеством фоновых событий с конечными состояниями, содержащими  $K^0$ ,  $J/\Psi$  и  $\mu^\pm$ , а также разрешающей способностью эксперимента по инвариантной массе состояния ( $K^0 + J/\Psi$ ). Количество фоновых событий на каждое событие, в котором зарегистрирован распад (7) и  $\mu^\pm$  от полулептонного распада прелестной частицы, может быть оценено согласно выражению:

$$N_{bg} = (R_\Psi \cdot r_\mu \cdot r_K) / [Br(J/\Psi + K) \cdot Br(B \rightarrow \mu + \dots)], \quad (11)$$

где  $Br(J/\Psi + K) = 5 \cdot 10^{-4}$  и  $Br(B \rightarrow \mu + \dots) = 0,1^{16}$  — соответственно вероятность распадов (7) и усредненная вероятность распада всевозможных прелестных частиц на  $\mu + X$ ;  $R_\Psi = \sigma(J/\Psi) / \sigma(B_d^0)$ ,  $a \cdot \sigma(J/\Psi)$  — инклюзивное сечение адронного рождения  $J/\Psi$ . С учетом ожидаемых  $\sigma(B_d^0)$  (табл.1) и экспериментальных данных о  $\sigma(J/\Psi)$ , полученных в широком диапазоне энергий<sup>15,16</sup>, следует ограничение:  $R_\Psi < 20$  (в  $pN$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 75$  ГэВ) или  $< 50$  (в  $\pi N$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 25$  ГэВ). В соответствии с этим, в зависимости от энергии пучка, получим:  $N_{bg} < 0,4$  или  $< 1,0$ . Можно предположить, что инвариантная масса системы ( $K^0 + J/\Psi$ ) для фоновых событий будет распределена по интервалу не уже, чем 10 ГэВ/с<sup>2</sup>, а экспериментальное разрешение по этой массе не превысит 200 МэВ/с<sup>2</sup>. Тогда ожидаемый в соответствующем спектре инвариантных масс пик, обусловленный распадами (7), будет иметь фоновую подложку, не превышающую (1 ÷ 2,5)%. При таких условиях возможна надежная идентификация  $B_d^0/\bar{B}_d^0$ .

При определении искомой асимметрии одна из возможных систематических ошибок связана с наличием фоновых мюонов среди тех, которые приняты за продукты полулептонных распадов прелестных частиц. Те из них, которые не связаны с распадами  $B$ -частиц, могут быть учтены путем анализа событий, не содержащих распады (7). Однако часть мюонов может быть образована в процессе каскадного распада прелестных частиц через очарованные  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ . Такие мюоны имеют заряд, противоположный заряду мюонов от прямых распадов прелестных частиц, и приводят к асимметрии обратного знака по сравнению с искомой (1).

Соответствующая поправка к  $A$  носит мультипликативный характер, т.е. приводит к уменьшению абсолютной величины наблюдаемой асимметрии. Однако средние значения  $P_T$  у мюонов, образованных в каскадном распаде, меньше, чем у мюонов, образованных непосредственно в полулептонном распаде прелестных частиц. Это позволяет путем ограничения снизу на величину  $P_T$  существенно уменьшить долю таких фоновых мюонов. Соответствующую систематическую ошибку  $A$  можно контролировать, варьируя ограничением на  $P_T$ .

Для проведения эксперимента по измерению CP-несохранения в распадах  $B_d^0/\bar{B}_d^0$  предлагается установка, состоящая из спектрометра "прямых" мюонов, расположенного в области мишени, и спектрометров нейтральных каонов, расположенных на различном удалении от мишени: ближний — для регистрации  $K_S^0$  — на расстоянии  $10 \div 20$  м и дальний — для регистрации  $K_L^0$  — на расстоянии  $100 \div 200$  м.

Детектор "прямых" мюонов предназначен для регистрации и измерения импульсов трех мюонов, образованных в распадах прелестных частиц, и оптимизирован так, чтобы они регистрировались при  $P_T > P_T^{мин}$ . Детектор состоит (рис.3) из дипольного магнита ( $M$ ) и нескольких плоскостей координатных детекторов ( $CD$ ), расположенных перпендикулярно оси пучка ( $OZ$ ). Магнит, расположенный непосредственно за мишенью по пучку, служит как для анализа импульсов регистрируемых мюонов, так и для рассеяния вторичных заряженных частиц с малыми поперечными импульсами, исключая тем самым их попадание в активную площадь  $CD$ . С этой целью может быть использован сверхпроводящий магнит с высокой напряженностью магнитного поля ( $\approx 5$  Тл), направленного параллельно оси  $OY$ , и длиной  $\approx 7$  м вдоль оси  $OZ$ . Для уменьшения доли "непрямых" мюонов от распадов  $\pi$  и  $K$  внутренний объем магнита заполнен веществом. Область, которую пересекают мюоны с  $P_T > P_T^{мин}$ , в том числе от распадов прелестных частиц, для минимизации кулоновского рассеяния заполнена углеродом, а основной межполюсной объем — тяжелым металлом ( $U$  или  $W$ ). В веществе предусмотрены вакуумные полости — расширяющаяся трубка, соосная с пучком, для прохождения неповрежденной части пучка и аксиально-симметричный объем конической формы для вывода под углом ( $\Theta \pm \Delta\Theta$ )  $K^0$ , образованных в распадах (7). В качестве  $CD$  используется ряд плоскостей пропорциональных камер/трубок (ПК/ПТ) и годоскопов сцинтилляционных счетчиков (СС). Для того чтобы избежать больших загрузок детекторов, в основном от вторичных мюонов с малыми  $P_T$ , активная зона  $CD$  имеет форму, показанную на рис.4. Угол  $\alpha$  определяет минимальную величину поперечного импульса регистрируемых частиц.

В рассмотренной конфигурации мюонного спектрометра инвариантная масса системы ( $\mu^+\mu^-$ ) может быть восстановлена с точностью около

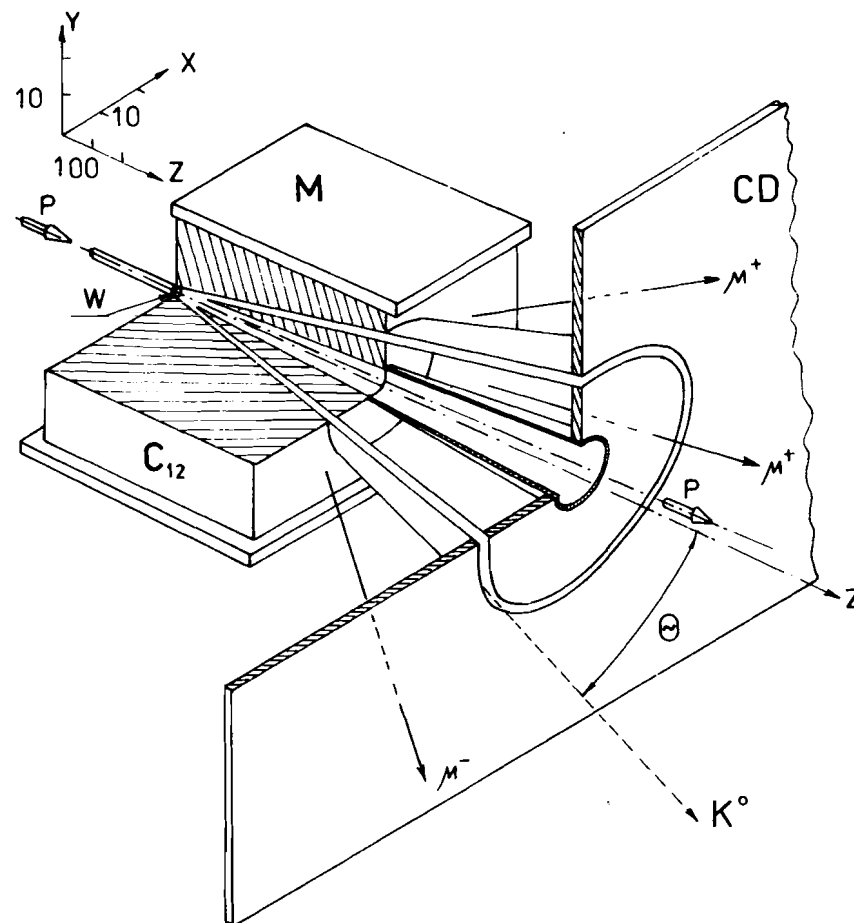


Рис.3. Конфигурация установки в области мишени ( $W$ ) и схема мюонного спектрометра.  $M$  — дипольный магнит;  $C_{12}$  — углеродный фильтр;  $CD$  — координатный детектор.

4%, близкой к аналогичному параметру для сходной конфигурации эксперимента NA10 в CERN<sup>[17]</sup>.

$K_S^0$  могут быть зарегистрированы по их распадам на  $\pi^+\pi^-$  с помощью тех же  $CD$ , что и "прямые" мюоны. Для измерения импульсов  $\pi^\pm$  может быть использован второй дипольный магнит, размещенный за первым магнитом  $M$  по пучку. Низкоэнергетические фоновые  $K_S^0$  с высокой вероятностью распадаются в межполюсном зазоре  $M$  (рис.3) и продукты их распадов практически не вносят существенного вклада в загрузки  $CD$ .

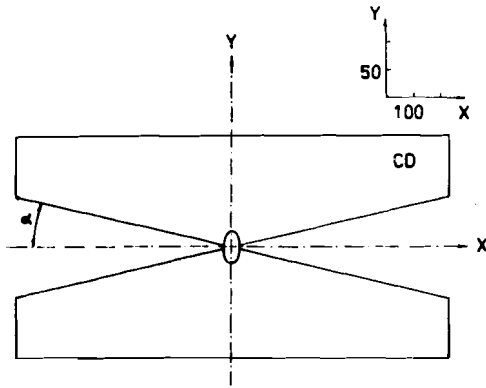
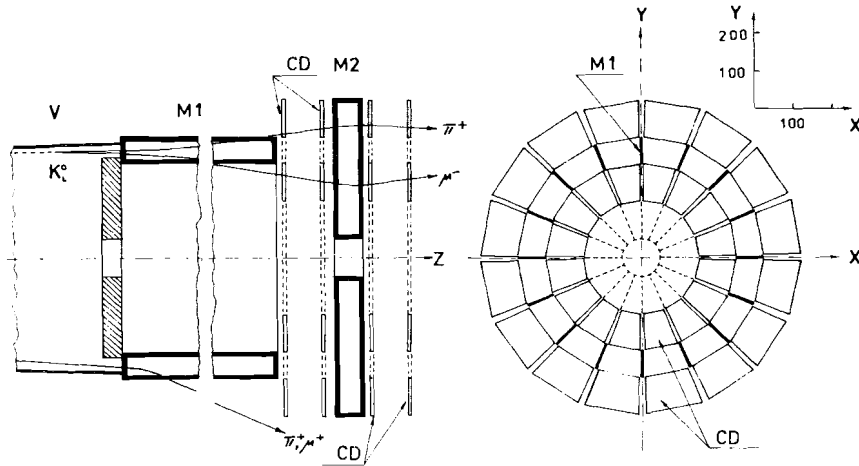


Рис.4. Форма активной части координатных детекторов мюонного спектрометра.

Рис.5. Схема спектрометра высокоэнергетических каонов.  $V$  – вакуумный объем для распадов  $K^0$ ;  $M1$  – рассеивающий магнит;  $M2$  – анализирующий магнит;  $CD$  – координатные детекторы.



Для регистрации распадов  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$  с импульсом  $K_L^0$  больше, чем  $P_{мин}$ , предлагается тороидальный магнитный спектрометр (рис.5). Достаточно длинный (20 ÷ 30 м) тороидальный безжелезный магнит ( $M1$ ) служит для рассеяния частиц от распадов низкоэнергетических каонов, так чтобы они не попали в координатные детекторы ( $CD$ ), расположенные аксиально-симметрично в плоскостях, перпендикулярных оси пучка ( $OZ$ ). Для измерения импульсов заряженных продуктов распада высокоэнергетических каонов, в том числе от распадов (7), используется безжелезный тороидальный магнит ( $M2$ ) с большей поперечной апертурой, чем у  $M1$ . В качестве  $M1$  и  $M2$  могут быть использованы теплые или холодные магниты с напряженностью поля 0,7 ÷ 2,0 Тл.

Эксперимент должен быть проведен при таком  $I$ , чтобы скорость счета в каждой из четырех частей установки – спектрометрах  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ , положительных и отрицательных частиц от распадов  $K^0$  – не превышала 5 ÷ 7 МГц. Логика триггера, запускающего установку, может быть орга-

Реакция	$\pi + W$ ,	$p + W$ ,	$p + W$ ,	$p + W$ ,
Импульс, ГэВ/с	300	450	900	3000
$N$	$(0,5 \div 2,5) \cdot 10^8$	$(0,2 \div 5) \cdot 10^7$	$(0,2 \div 5) \cdot 10^8$	$(1 \div 7) \cdot 10^9$
$N1^*$	50 ÷ 250	2 ÷ 50	20 ÷ 500	800 ÷ 7000
$\delta A, \%$	4 ÷ 8,0	8,0 ÷ 50	2 ÷ 10	0,6 ÷ 2,0

\*  $N1$  – статистика зарегистрированных распадов (76); статистика распадов (7а) из-за более высокой эффективности их регистрации ожидается в несколько раз больше.

низована в двух или трех уровнях. В большинстве фоновых событий, обуславливающих основную загрузку  $CD$ , через одну из частей установки проходит не более одной заряженной частицы. Поэтому, требуя на первом уровне триггера совпадения во временном интервале 20 нс пяти сигналов от  $CC$ , вызванных прохождением трех заряженных частиц через спектрометр мюонов и двух частиц с противоположным зарядом через один из спектрометров каонов, можно обеспечить скорость счета, не превышающую 10 кГц. На втором и, возможно, третьем уровнях триггера может быть восстановлена инвариантная масса системы ( $\mu^+ \mu^-$ ) и введено ограничение на нее:  $M(\mu^+ \mu^-) > 2,5$  ГэВ/с, а также проверено, что пара разноименно заряженных частиц в спектрометре каонов имеет общую вершину и достаточно высокий суммарный импульс. В результате на магнитную ленту будет записываться информация не более чем о 100 событиях в секунду.

Из расчетов, выполненных с помощью программы моделирования GEANT<sup>18/</sup>, следует, что в рамках предложенной схемы эксперимента при любом из рассмотренных импульсов пучка могут быть достигнуты эффективности регистрации изучаемых событий, соответствующие  $w = 2 \div 5$  и  $\epsilon' \leq 10^{-3}$ . Это значит, что эксперимент можно будет провести при  $I \geq 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . В табл.3 приведены ожидаемые в таком эксперименте статистика и статистические ошибки измерения  $A$ . Как видно из этой таблицы, ожидаемая точность измерения  $A$  при проведении эксперимента в пучке  $\pi$  на SPS позволит обнаружить CP-несохранение в распадах  $B$ -мезонов, если  $|A| \geq 15 \div 20\%$ . В эксперименте же, проведенном при энергии УНК, можно будет точнее, чем в других предложенных к настоящему времени экспериментах<sup>15,19/</sup>, измерить фазу матрицы  $KM$  и, в случае отсутствия искомой асимметрии, сделать вывод о наличии так называемой "новой физики", выходящей за рамки СМ.

Кроме основной физической задачи в эксперименте могут быть решены и другие актуальные задачи физики частиц:

— измерена поляризация образованных инклюзивно прелестных барионов  $\Lambda_b$ , регистрируемых по их распадам на  $\Lambda$  и  $J/\psi$ ;

— получены характеристики образования мюонных событий с мюонами, рожденными при больших  $P_T$ ;

— осуществлен поиск редких распадов  $K$ ,  $B$ ,  $D$  и др. частиц.

Таким образом, показана возможность измерения  $CP$ -несохранения в распадах  $B_d^0$  в рамках нового экспериментального подхода, который отражает основные преимущества ускорителей с фиксированными мишенями — SPS (CERN), TEV II (FNAL) и УНК (ИФВЭ), а именно — достижимость предельно высокой светимости при достаточно высоких энергиях.

Авторы выражают глубокую благодарность С.М.Биленькому, Д.Кишу, И.А.Савину, А.Н.Сисакяну, Л.Д.Соловьеву, А.Н.Тавхелидзе и Н.Е.Тюрину за интерес к работе и поддержку.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bigi I.I., Sanda A.I. — *Nucl.Phys.*, 1981, B193, p. 85.
2. Albrecht H. et al. — *Phys. Lett.*, 1987, 192B, p. 245.
3. Jawahery A. — In: *Proceedings of the XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, Munich 1988*, p. 545.
4. Foley K.F. et al. — *SLAC-PUB-4426*, 1987.
5. Cox B. — *FERMILAB-Conf-88/33*, 1988.
6. Schroder H. — In: *Proceedings of the XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, Munich 1988*, p. 73.
7. Andrews D. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 44, p. 1108.
8. Peccei R.D. — *DESY 87-134*, 1987.
9. Ellis J. et al. — *Nucl. Phys.*, 1977, B131, p. 285.
10. Berger E.L. — *Phys. Rev.*, 1988, D37, p. 1810.
11. Kekelidze V.D. — *JINR Preprint E2-88-460, Dubna*, 1988.
12. Bengtsson H.-U. — *Comp. Phys. Comm.*, 1984, 31, p. 323.
13. Boymond J.P. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 33, p. 112.
14. Busser F.W. et al. — *Phys. Lett.*, 1974, 53B, p. 212.
15. Clark A.G. et al. — *Nucl. Phys.*, 1978, B142, p. 29.
16. Siskind E.J. et al. — *Phys. Rev.*, 1980, D21, p. 628.
17. Ereditato A. et al. — *Phys. Lett.*, 1985, 157B, p. 463.
18. Brun R. et al. — *GEANT3. CERN-DD/EE/84-1, Geneva 1987*.
19. McDonald K.T. — *DOE/ER/3072-48*, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 августа 1989 года.

Алеев А.Н. и др.

D1-89-614

Эксперимент по измерению  $CP$ -несохранения в распадах  $B$ -мезонов /предложение/

Предложен эксперимент, основанный на новом подходе к измерению  $CP$ -несохранения в распадах  $B_d^0$ . В таком эксперименте не требуется применение вершинного детектора, что позволяет провести его в высокоинтенсивных выведенных пучках адронов на ускорителях SPS (CERN), TEV II (FNAL) и УНК (ИФВЭ). Ожидаемая точность измерения асимметрии между распадами  $B_d^0$  и  $\bar{B}_d^0$  на  $K^0$  и  $J/\psi$  в эксперименте, проведенном в пучке протонов 3000 ГэВ, не хуже 2%. Это точнее, чем ожидается в рамках традиционного экспериментального подхода. Такая точность позволит осуществить одну из наиболее строгих проверок стандартной модели /СМ/.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

#### Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

D1-89-614

Experiment for the Measurement of  $CP$ -Violation in  $B$  Decays (Letter of Intent)

An experiment based on a new approach to the measurement of  $CP$ -violation in  $B_d^0$  decays is proposed. Such an experiment does not require a vertex detector and can be carried out in high intensity extracted proton beams of SPS (CERN), TEV II (FNAL) or UNK (Serpuukhov). The expected precision in measuring asymmetry between  $B_d^0$  and  $\bar{B}_d^0$  decays into  $K^0$  and  $J/\psi$  is better than 2 per cent in the experiment carried out in a 3000 GeV proton beam. This is more precise than one can expect from a traditional experimental approach. Such a precision allows one of the most stringent tests of the Standard Model to be realized in a straightforward manner.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989