

Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

**B382**  
**K.64**

КОНКУРС МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

СЕКЦИЯ

“ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ”

ДОКЛАДЫ

НОВОСИБИРСК

2000

Конкурс молодых специалистов  
Секция физика элементарных частиц

Доклады.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера  
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Конкурс молодых специалистов дает возможность молодым ученым представить свою работу. В этом сборнике докладов собраны работы, представленные на этом конкурсе.

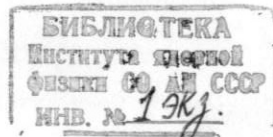
Young Scientist Conference  
High Energy Physics

Proceedings.

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

On the Young Scientist Conference young scientists have the opportunity to present their works. This proceeding is the set of reports presented on the conference.



Содержание

- Вердюгин А.В., Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$  с детектором СНД на ВЭПП-2М. 5
- Васильев А.А., Изучение прототипов газовых микроструктурных детекторов для эксперимента *LHCb*. 13
- Кукарцев Г.А., Процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . 23
- Петросян С.С., Триггер детектора КЕДР 30
- Полуэктов А.О., Измерение дисперсионной функции накопителя ВЭПП-4М в месте встречи 45
- Тодышев К.Ю., Идентификация заряженных частиц в дрейфовой камере детектора КЕДР 55
- Шарый В.В., Исследование процессов  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  в диапазоне энергий 1.0–1.4 ГэВ с детектором СНД. 56

2 Эксперимент

Эксперимент [5] проводился в 1988 на установке по встречному взаимодействию пучков ВЭПП-2М с детектором СНД [4]. Детектор СНД, основной частью которого является трипольный микро-калориметр с диаметром  $\approx 10$  см, использовался для регистрации

# Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ с детектором СНД на ВЭПП-2М

Бердюгин А.В.<sup>1</sup>

## Аннотация

В эксперименте с детектором СНД на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М изучен процесс  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  в диапазоне энергий  $600 \text{ МэВ} < 2E_0 < 1060 \text{ МэВ}$ . Измеренные относительные вероятности распадов  $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.305 \pm 0.011 \pm 0.052) \cdot 10^{-2}$ ,  $B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (4.46 \pm 0.71 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$  и  $B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (2.63 \pm 0.31 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$ .

## 1 Введение

Изучение радиационных распадов легких векторных мезонов ( $\rho, \omega, \phi$ ) играет важную роль в понимании электромагнитной структуры  $q\bar{q}$ - состояний и низко-энергетического поведения сильного взаимодействия [1, 2, 3]. Не смотря на достаточно большое число экспериментов по измерению радиационных распадов [4], достигнутая точность недостаточна для надежного определения параметров феноменологических моделей.

В данной работе представлены результаты изучения процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  с распадом  $\eta$ -мезона в  $3\pi^0$ . Этот канал позволяет существенно облегчить фоновую ситуацию, по сравнению с другими каналами распада  $\eta$ -мезона, не использовать условий отбора, вносящих значительную систематическую ошибку.

## 2 Эксперимент

Эксперимент [5] проводился в 1998 на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М с детектором СНД [6]. Детектор СНД, главной частью которого является трехслойный электро-магнитный калориметр из 1632 кристаллов  $\text{NaI(Tl)}$ , оптимизирован для регистрации

<sup>1</sup> Аспирант НГУ, научный руководитель д.ф.-м.н Иванченко В.Н.

нейтральных частиц. Суммарная толщина калориметра от точки встречи электрон-позитронных пучков  $13.5X_0$ . Калориметр обладает хорошим энергетическим и угловым разрешением:

$$\sigma_E(E)/E = 4.2\%/E(\text{ГэВ})^{1/4}, \quad \sigma_\varphi = \sqrt{\frac{(0.82^\circ)^2}{E(\text{ГэВ})} + (0.63^\circ)^2}.$$

Было проведено два сканирования области энергий  $\phi$ -мезона в интервале  $2E_0$  от 984 до 1060 МэВ (PHI-98). Суммарный интеграл составил  $8.0\text{pb}^{-1}$  в 16-ти точках по энергий. Полное число рожденных  $\phi$ -мезонов составляет около  $12 \cdot 10^6$ .

Кроме того было выполнено одно сканирование области  $\rho$  и  $\omega$  резонансов. Набран суммарный интеграл  $3.5\text{pb}^{-1}$  в 38 восьми точках по энергии от 360 до 970 МэВ (OME-98). Число рожденных  $\rho$  и  $\omega$  мезонов составило около  $2.5 \cdot 10^6$ .

Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы, а также по процессу двухквантовой аннигиляции. Различие результатов измерения двумя методами не превышает 1%. Точность теоретических формул, использованных для моделирования упругого рассеяния, позволяет оценить точность измерения светимости около 2%.

### 3 Отбор событий

События изучаемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  в конечном состоянии имеют семь фотонов. Для анализа предварительно отбирались события, в которых есть шесть или более фотонов и нет заряженных частиц. Основными фоновыми процессами являются распад  $\phi \rightarrow K_S K_L$ , где  $K_S$  распадается на два нейтральных пиона, а  $K_L$  взаимодействуя в калориметре, образует дополнительные фотоны. Фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  с распадом  $\omega$  в  $\pi^0\gamma$ , возникает за счет расщепления фотонов в калориметре, излучения радиационных фотонов начальными частицами на большой угол или наложения сигналов в калориметре от предыдущих срабатываний. Изучение экспериментальных данных показало, что процесс  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$  накладываясь на другие события может дать искомую конфигурацию события.

Учитывая указанные фоновые процессы, отбор событий осуществлялся в две стадии. Вначале были отобраны многофотонные события с усло-

виями на полное энергосодержание и суммарный импульс фотонов:

$$E_{tot}/2E_0 < 1.2, \quad P_{tot}/2E_0 < 0.2/c, \quad E_{tot}/2E_0 - P_{tot}c/2E_0 > 0.7.$$

Последнее условие (рис.1) хорошо подавляет фон от процесса  $\phi \rightarrow K_S K_L$ .

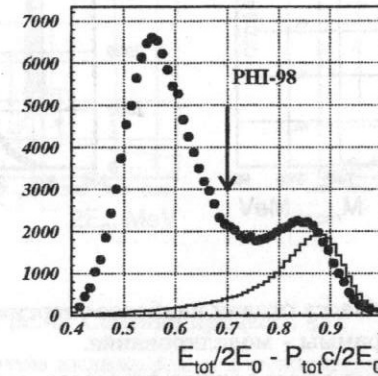


Рис. 1:  $E_{tot}/2E_0 - P_{tot}c/2E_0$ . Точки - эксперимент, гистограммы - моделирование.

Для отобранных событий проводилась кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы всех частиц и энергии фотонов. В результате кинематической реконструкции получались следующие параметры:

- $(\chi^2 < 30)$  в предположении процесса  $e^+e^- \rightarrow n\gamma$  (с полной регистрацией фотонов,  $n > 5$ );
- $(\chi^2_{3\gamma} > 20)$  событие не является процессом  $e^+e^- \rightarrow 2(3)\gamma + X$ ;
- $(\chi^2_{\omega\pi^0} > 20)$  событие не является процессом  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 + X$ ;

Для отобранных событий строились распределения по инвариантной массе отдачи самого энергичного фотона после кинематической реконструкции отдельно для OME-98 и PHI-98 экспериментов (рис.2). Как видно из рисунка, искомый процесс доминирует. Окончательный отбор событий осуществлялся по условию

$$400 \text{ МэВ} < M_{rec \gamma} < 600 \text{ МэВ}.$$

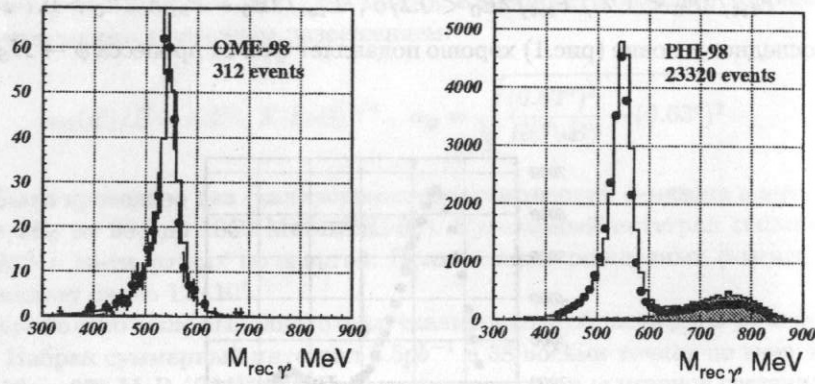


Рис. 2: Инвариантная масса отдачи наиболее энергичного фотона. Точки - эксперимент, гистограммы - моделирование.

#### 4 Анализ экспериментальных данных

Число наблюдаемых событий в эксперимента можно описать формулой

$$N(E) = L(E)\epsilon(E)\beta(E)\sigma(E) + \sigma_b(E),$$

где  $L(E)$  — набранный интеграл светимости в точке с энергией  $E$ ,  $\epsilon$  — эффективность регистрации определения по моделированию,  $\beta$  — фактор описывающий радиационные поправки,  $\sigma_b$  — сечение фоновых процессов,  $\sigma$  — сечение искомого процесса.

Основная сложность возникает при учете фона от процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  из-за возможной неточности моделирования взаимодействия  $K_L$ -мезона с веществом калориметра. Поэтому для вычитания фона от данного процесса была предпринята следующая процедура: было определено отношение  $K_S K_L$  событий в моделировании попадающих в области  $400 \text{ МэВ} < M_{\text{rec } \gamma} < 600 \text{ МэВ}$  и  $600 \text{ МэВ} < M_{\text{rec } \gamma} < 800 \text{ МэВ}$ . Из полученного соотношения и числа экспериментальных событий с  $600 \text{ МэВ} < M_{\text{rec } \gamma} < 800 \text{ МэВ}$  была сделана аппроксимация вклада данного фонового процесса и его вычитание.

Параметризация полученного сечения (рис. 3) производилась в соответствии со стандартными формулами модели векторной доминантности

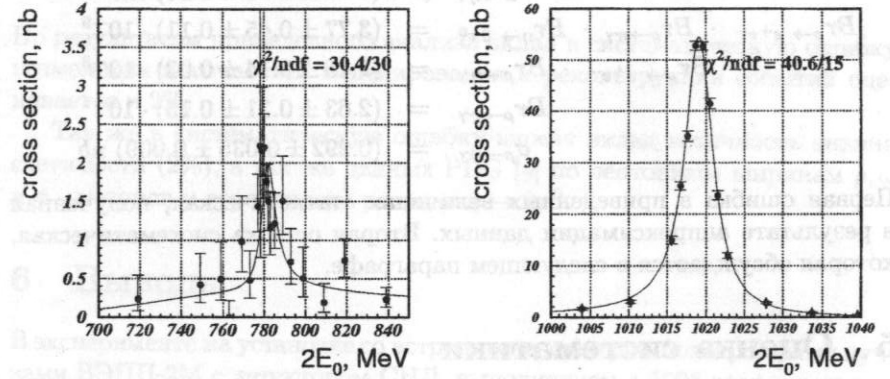


Рис. 3: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ .

из работы [7] с учетом вклада  $\rho, \omega$  и  $\phi$  резонансов:

$$\sigma(s) = \frac{F(s)}{s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \sqrt{\sigma_{VP\gamma} \frac{m_V^3}{F(m_V^2)} \frac{m_V \Gamma_V e^{i\varphi_V}}{D_V(s)}} \right|^2,$$

$$F(s) = [(s - m_\eta^2)/2\sqrt{s}]^3,$$

$$\sigma_{V\eta\gamma} = \frac{12\pi Br_{V \rightarrow e^+e^-} Br_{V \rightarrow \eta\gamma}}{m_V^2}, \quad V = \rho, \omega, \phi,$$

где  $\sigma_{VP\gamma}$  — сечение в максимумах резонанса.

Свободным параметром аппроксимации были произведения  $Br_{V \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{V \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0}$ . Относительные фазы резонансов  $\varphi_\rho = \varphi_\omega = 0, \varphi_\phi = \pi$ . В результате аппроксимации данных получены следующие результаты:

$$Br_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = (1.249 \pm 0.011 \pm 0.035) \cdot 10^{-6}$$

$$Br_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (3.903 \pm 0.033 \pm 0.116) \cdot 10^{-6}$$

$$Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.305 \pm 0.011 \pm 0.052) \cdot 10^{-2}$$

$$\sigma_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (55.13 \pm 0.46 \pm 1.64) \text{ nb}$$

$$Br_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = (1.01 \pm 0.16 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$$

$$Br_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} = (3.16 \pm 0.50 \pm 0.09) \cdot 10^{-8}$$

$$Br_{\omega \rightarrow \eta\gamma} = (4.46 \pm 0.71 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$$

$$\sigma_{\omega \rightarrow \eta\gamma} = (0.76 \pm 0.12 \pm 0.02) \text{ nb}$$

$$Br_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} \cdot Br_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = (3.77 \pm 0.45 \pm 0.11) \cdot 10^{-9}$$

$$Br_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} = (1.18 \pm 0.14 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$$

$$Br_{\rho \rightarrow \eta\gamma} = (2.63 \pm 0.31 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$$

$$\sigma_{\rho \rightarrow \eta\gamma} = (0.292 \pm 0.035 \pm 0.009) \text{ nb}$$

Первая ошибка в приведенных величинах статистическая, полученная в результате аппроксимации данных. Вторая ошибка систематическая, которая обсуждается в следующем параграфе.

## 5 Оценка систематики

Для оценки систематических ошибок моделирования распределений, ошибок реконструкции была исследована устойчивость результатов фита от изменения условий отбора. В первую очередь были обработаны независимо результаты двух сканированиях 98-го года:

- (all cuts), only PHI-9801  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.310 \pm 0.014) \cdot 10^{-2}$

- (all cuts), only PHI-9802  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.296 \pm 0.014) \cdot 10^{-2}$

Были добавлены ограничения на полярный угол фотонов и число частиц:

- (all cuts) & ( $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ )  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.331 \pm 0.011) \cdot 10^{-2}$

- (all cuts) & ( $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ ) & ( $N_\gamma = 7$ )  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.315 \pm 0.014) \cdot 10^{-2}$

Использовался  $\chi^2$  полной реконструкции события  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ :

- (all cuts) & ( $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ ) & ( $N_\gamma = 7$ ) & ( $\chi_{e^+e^- \rightarrow \eta\gamma}^2 < 60$ )  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.321 \pm 0.015) \cdot 10^{-2}$

Как обсуждалось выше из-за излучения начальных частиц на большие углы и наложения предыдущих событий, в калориметре СНД появляются дополнительные "ложные" фотоны. Поэтому в одной из проверок из кинематической реконструкции были исключены фотоны с энергией меньше 50 МэВ и имеющие полярный угол меньше  $36^\circ$ :

- (all cuts) & (- fake photons) & ( $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ ) & ( $N_\gamma = 7$ ) & ( $\chi_{e^+e^- \rightarrow \eta\gamma}^2 < 60$ )  
 $Br_{\phi \rightarrow \eta\gamma} = (1.284 \pm 0.014) \cdot 10^{-2}$

По результатом приведенного анализа вклад в систематическую ошибку возможных неточностей моделирования и реконструкции событий оценивается в 2%.

Так же в систематическую ошибку вносят вклад неточность знания светимости (2%), а так же данных PDG [4] по лептонным ширинам  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов и вероятности распада  $\eta \rightarrow 2\pi^0$ .

## 6 Выводы

В эксперименте на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М с детектором СНД, выполненном в 1998 году, измерены параметры распадов легких векторных мезонов в  $\eta\gamma$  в канале распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Полученные данные можно сравнивать с предыдущими измерениями:

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = \begin{cases} (1.26 \pm 0.06) \% & \text{PDG[4]} \\ (1.246 \pm 0.062) \% & \text{SND}(\eta \rightarrow 3\pi^0)[8] \\ (1.18 \pm 0.07) \% & \text{CMD-2}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)[9] \\ (1.388 \pm 0.053) \% & \text{SND}(\eta \rightarrow 2\gamma)[10] \\ (1.259 \pm 0.066) \% & \text{SND}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)[11] \\ (1.24 \pm 0.07) \% & \text{CMD-2}(\eta \rightarrow 3\pi^0)[12] \\ (1.305 \pm 0.053) \% & \text{Данная работа}(\eta \rightarrow 3\pi^0) \end{cases}$$

$$B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = \begin{cases} (6.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4} & \text{PDG[4]} \\ (0.7 \div 5.5) \cdot 10^{-4} & \text{СВАР[13]} \\ (6.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-4} & \text{CMD-2}(\eta \rightarrow 3\pi^0)[12] \\ (4.46 \pm 0.73) \cdot 10^{-4} & \text{Данная работа}(\eta \rightarrow 3\pi^0) \end{cases}$$

$$B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = \begin{cases} (2.4^{+0.8}_{-0.9}) \cdot 10^{-4} & \text{PDG[4]} \\ (2.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} & \text{CMD-2}(\eta \rightarrow 3\pi^0)[12] \\ (2.63 \pm 0.35) \cdot 10^{-4} & \text{Данная работа}(\eta \rightarrow 3\pi^0) \end{cases}$$

Мы видим, что данные этой работы находятся в согласии с данными других экспериментов и обладают хорошей точностью. Отметим, что произведение брэнчингов  $\phi$ -мезона измерено заметно точнее, чем сам брэнчинг, поскольку лептонная ширина  $\phi$ -мезона известна с точностью 2.7%, что заметно хуже статистической точности данного эксперимента.

## Список литературы

- [1] P.O'Donnel. Rev. Mod. Phys. 53, 673 (1981).
- [2] G.Morpurgo. Phys. Rev. D 42, 1497 (1990).
- [3] M.Benayoun et al. Phys. Rev. D 59,114027 (1999).
- [4] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C 3, (1998).
- [5] M.N.Achasov et al. Preprint Budker INP 98-65, Novosibirsk, 1998.
- [6] M.N.Achasov et al. Preprint Budker INP 99-76, Novosibirsk, 1999.
- [7] N.N.Achasov et al. A fresh look at  $\omega - \phi$  mixing. International Journal of Modern Physics 7A (1992) 3187-3201.
- [8] M.H.Achasov и др. Experimental study of the decay  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  in multiphoton final state. Письма в ЖЭТФ 68 (1998) 573-575.
- [9] R.R.Akhmetshin et al. Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M. Preprint Budker INP 99-11, Novosibirsk, 1999. T.A.Purlatz. Studies of  $\phi \rightarrow \eta(\eta')\gamma$  at CMD-2. Talk at the International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions from  $\phi$  to  $J/\Psi$ , March 1-5, 1999, Novosibirsk, Russia. R.R.Akhmetshin et al. Study of the radiative decay  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  with CMD-2 detector. hep-ex/9907003. Submitted to Phys. Lett. B.
- [10] N.N.Achasov et al. Experimental study of the processes  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma$  at VEPP2M. Preprint Budker INP 99-39, Novosibirsk, 1999.
- [11] N.N.Achasov et al. Measurement of the Relative Probability of  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  Decay in the  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  Channel. JETP 90, iss. 1 (2000) pp. 17-23.
- [12] П.П.Кроковный Материалы данной конференции.
- [13] The Crystal Barrel Collaboration A new analysis of the radiative decay  $\omega \rightarrow \eta\gamma$  in proton-antiproton annihilation at rest. <http://www.phys.cmu.edu/cb/>

## Изучение прототипов газовых микроструктурных детекторов для эксперимента LHCb

Васильев А.А.<sup>2</sup>

### Аннотация

В статье приводятся данные по результатам экспериментов, связанных с разработкой газовых микроструктурных детекторов внутренней трековой системы детектора LHCb.

## 1 Введение

### 1.1 Эксперимент LHCb

В настоящее время наиболее удобным объектом для изучения CP-нарушения считаются распады B и анти-B мезонов. Поэтому в CERN'e, на протон-протонном коллайдере LHC, решено провести эксперимент A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurement of CP Violation and Rare Decays (LHCb).

При высоких энергиях рождающиеся b- и  $\bar{b}$ -кварки летят преимущественно в одном из двух узких конусов вдоль направления сталкивающихся пучков - "вперёд" и "назад". Используя этот факт, детектор LHCb конструируется как одноплечевой спектрометр, рассчитанный на регистрацию B-мезонов со средним импульсом 80 Гэв/с. При этом из-за Лоренцевского замедления вершина распада B и  $\bar{B}$  мезона отстоит от точки рождения на 7 мм.

### 1.2 Внутренняя трековая система.

Наибольшая нагрузка приходится на элементы детектирующей системы, расположенные под малым углом относительно оси симметрии детектора, что приводит к необходимости выделить в трековой системе внутреннюю трековую систему, основными требованиями к которой являются:

1. Работа при высоких нагрузках: до  $3.5 \times 10^4$  Гц/<sup>2</sup> в максимуме.

<sup>2</sup>Магистрант 1-го курса физического факультета Новосибирского Государственного Университета, научный руководитель к.ф.-м.н. Бузулуцков А.Ф.

2. Устойчивость работы. Большое количество вторичных частиц - осколков ядер и прочих источников сильной ионизации требуют устойчивости работы детекторов внутренней трековой системы в этих условиях.
3. Низкая стоимость.

На данный момент кандидатами на роль детекторов внутренней трековой системы являются микроструктурный газовый детектор и кремниевый микрополосковый детектор. Наша группа занимается разработкой прототипов газовых микроструктурных детекторов для внутренней трековой системы.

## 2 Принципы работы газовых микроструктурных детекторов

### 2.1 Газовый электронный умножитель (ГЭУ)

Двумя распространёнными элементами конструкции газовых микроструктурных детекторов являются газовый электронный умножитель (ГЭУ) и детектор с микроканавками (ДМК).

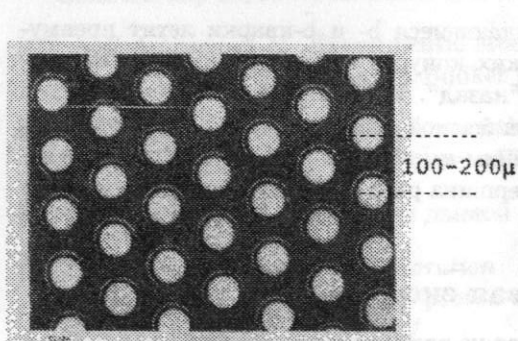


Рис. 1: Фотография ГЭУ

ГЭУ (Рис. 1) изготавливается из плёнки каптона толщиной около 50 микрон с медным покрытием толщиной порядка 10 микрон с обеих сто-

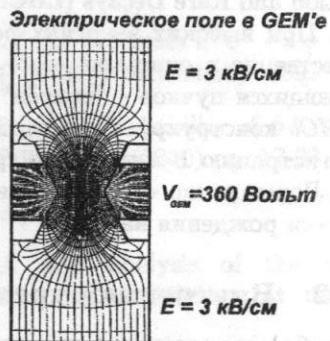


Рис. 2: Картина электрического поля в окрестностях отверстия ГЭУ

рон, в которой проделываются отверстия конусообразной формы методом химического травления. Отверстия расположены на расстоянии 100-200 микрон друг от друга.

При приложении к верхним и нижним электродам ГЭУ разности потенциалов и наличии дрейфового поля, в ГЭУ формируется сильное дипольное электрическое поле (см. рис. 2). Первичные электроны дрейфуют вдоль силовых линий, и в области их сгущения происходит лавинное усиление.

### 2.2 Детектор с микроканавками (ДМК)

Детектор с микроканавками похож на половинку ГЭУ с той разницей, что дырки заменены на канавки, в которых размещаются аноды, а верхняя плоскость становится катодом. На рисунках 3 и 4 приведены схемы использовавшихся ГЭУ и ДМК с указанием размеров.

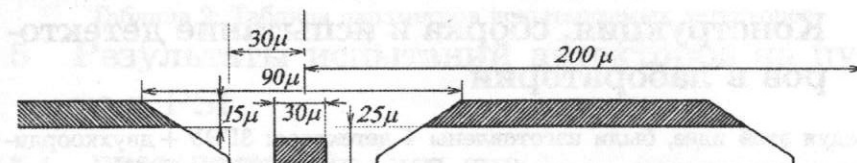


Рис. 3: Схема ДМК



Рис. 4: Схема ГЭУ

### 2.3 Многоступенчатые детекторы

Из-за больших потоков адронов основной проблемой для данного типа детекторов является присутствие частиц с сильной ионизирующей спо-



способностью, приводящих к возникновению пробоев.

Решение этих проблем сейчас видится в многоступенчатом или рас- пределённом усилении, когда образо- вавшаяся ионизация под действием дрей- фового поля последовательно прохо- дит через каскад ГЭУ и претерпева- ет лавинообразное усиление в каждом из них. В результате на выходе полу- чаем заряд, достаточно большой, что- бы зарегистрировать его либо с помо- щью простой полосковой структуры, параллельных полосок меди с шагом в 200 микрон, нанесённых на изолирующую подложку, либо с помощью ДМК.

### 3 Конструкция, сборка и испытание детекто- ров в лаборатории

Следуя этой идее, были изготовлены 4 детектора: 3ГЭУ + двухкоорди- натная полосковая структура (ПС), ГЭУ + ДМК, 2ГЭУ + ДМК, 2ГЭУ + ДМК (Новосибирск). Ниже представлены результаты двух наи- более устойчиво работающих конструкций.

### 4 Измерения на пионном пучке в PSI

Для того, чтобы испытать детектор в условиях присутствия большого количества частиц с низкой энергией был проведён эксперимент на пучке низкоэнергетичных пионов в PSI.

Эксперимент проводился следующим образом: детекторы выстраива- лись один за другим вдоль пучка, позади них устанавливался сцинтил- ляционный детектор, который служил триггером запуска. Для 3ГЭУ + ПС он был маленьким, а для ГЭУ + ДМК — более широким, чем чув- ствительная область детектора.

Параметры пучка перечислены в таблице 1. С целью проверить ра- ботоспособность конструкции при высоких нагрузках отслеживались им- пульсы тока в высоковольтных каналах, свидетельствующие о пробоях усиливающих элементов детектора. При низких нагрузках сигнал счи- тывался с полосок считывающей структуры (ПС, ДМК).

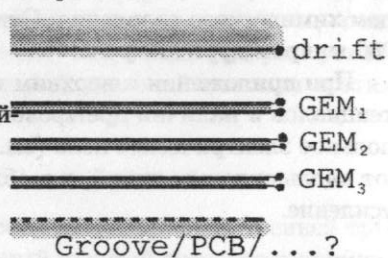


Рис. 5: Детектор многоступенча- того усиления.

Энергия П	300 МэВ
Полуширина на полувысоте	10 см
Интенсивность	высокая— $3 \times 10^4$ Гц/ $^2$
	низкая—10 Гц/ $^2$

Таблица 1: Таблица параметров пучка в PSI

	ГЭУ + ДМК	3ГЭУ + ПС
Размеры	10•10 см	
Чувствительная зона	5•10 см	10•10 см
Количество каналов	512	
Ширина канала	200μ	
Пространственное разрешение	30μ (мин. ион. част.)	предстоит измерить

Таблица 2: Таблица параметров испытываемых детекторов

### 5 Результаты испытаний детекторов на пуч- ке в PSI

#### 5.1 ГЭУ/ДМК

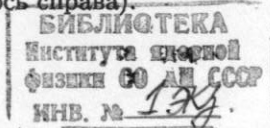
На рисунке 6 приведена зависимость абсолютного коэффициента уси- ления от напряжения на ГЭУ для двух значений напряжения на като- де ДМК (графику соответствует ось справа), и зависимость количества искр в единицу времени от напряжения на ГЭУ (графику соответствует ось слева).

На рисунке 7 приведена зависимость эффективности от напряжения на ГЭУ (ось слева) и соотношения сигнал/шум (ось справа) от напря- жения на ГЭУ, для разных значений напряжения на катоде ДМК. Здесь же отмечена граница появления пробоев. Видно, что искры появляются задолго до выхода эффективности на плато.

Амплитудный спектр и профиль пучка показаны на рис. 8.

#### 5.2 Тройной ГЭУ

На рисунке 9 приведена зависимость суммированного по двум координатам коэффициента усиления от напряжения на ГЭУ для разных дрейфо- вых полей (на всех ГЭУ напряжение одинаковое, графику соответствует ось слева), и зависимость количества искр в единицу времени от напря- жения на ГЭУ (графику соответствует ось справа).



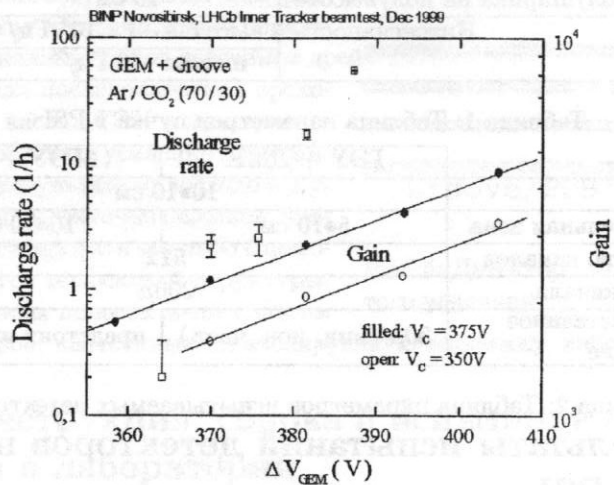


Рис. 6: Газовое усиление и скорость пробоев в зависимости от напряжения на ГЭУ в детекторе ГЭУ + ДМК

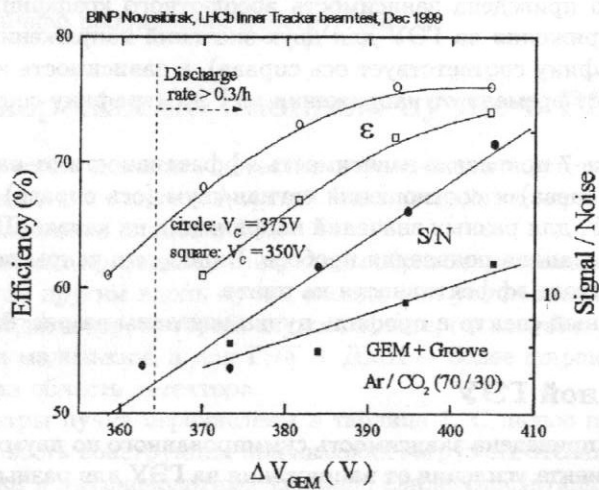


Рис. 7: Эффективность и соотношение сигнал/шум для ГЭУ + ДМК

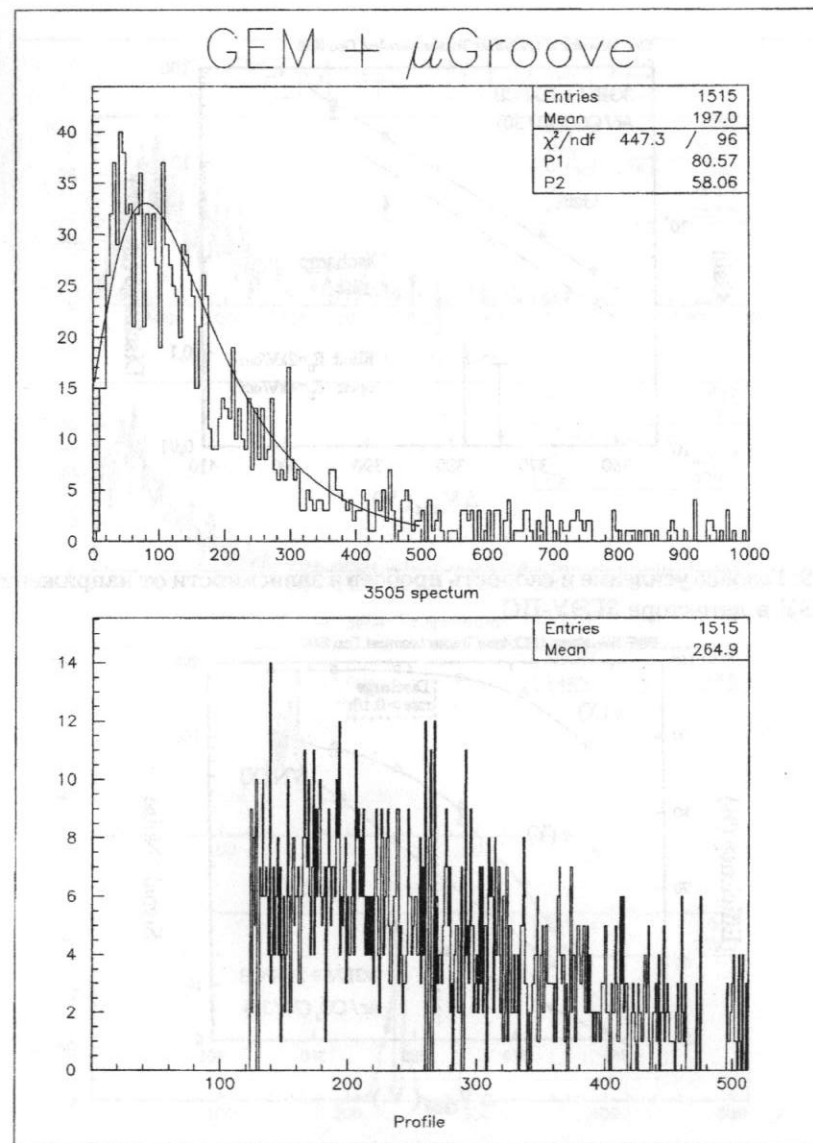


Рис. 8: Амплитудный спектр сигналов и профиль для ГЭУ + ДМК

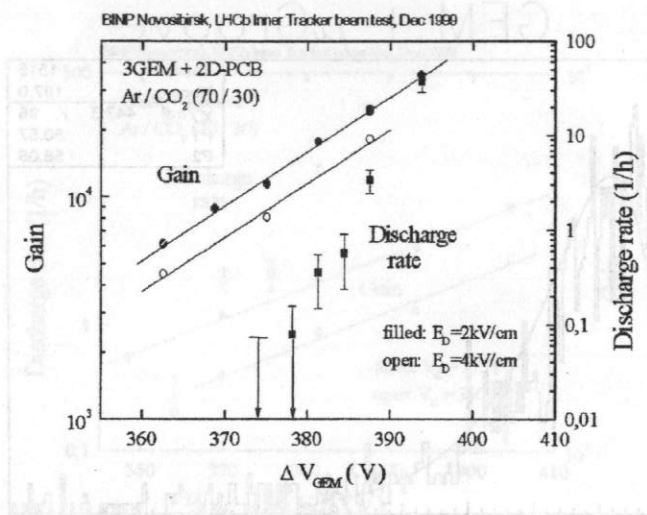


Рис. 9: Газовое усиление и скорость пробоев в зависимости от напряжения на ГЭУ в детекторе ЗГЭУ-ПС

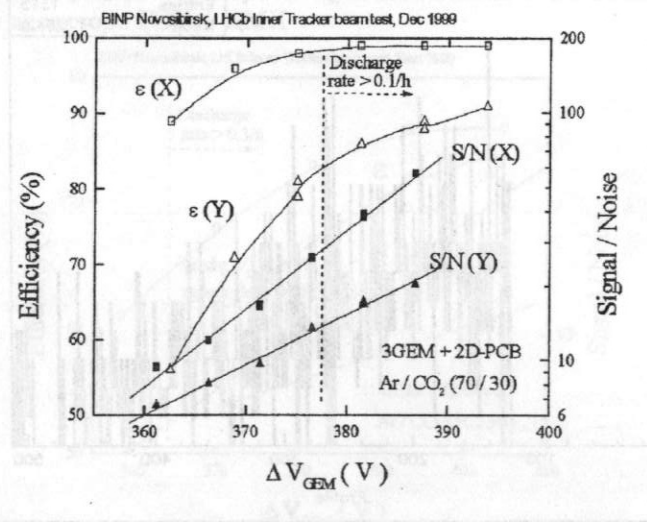


Рис. 10: Эффективность и соотношение сигнал/шум для ЗГЭУ-ПС

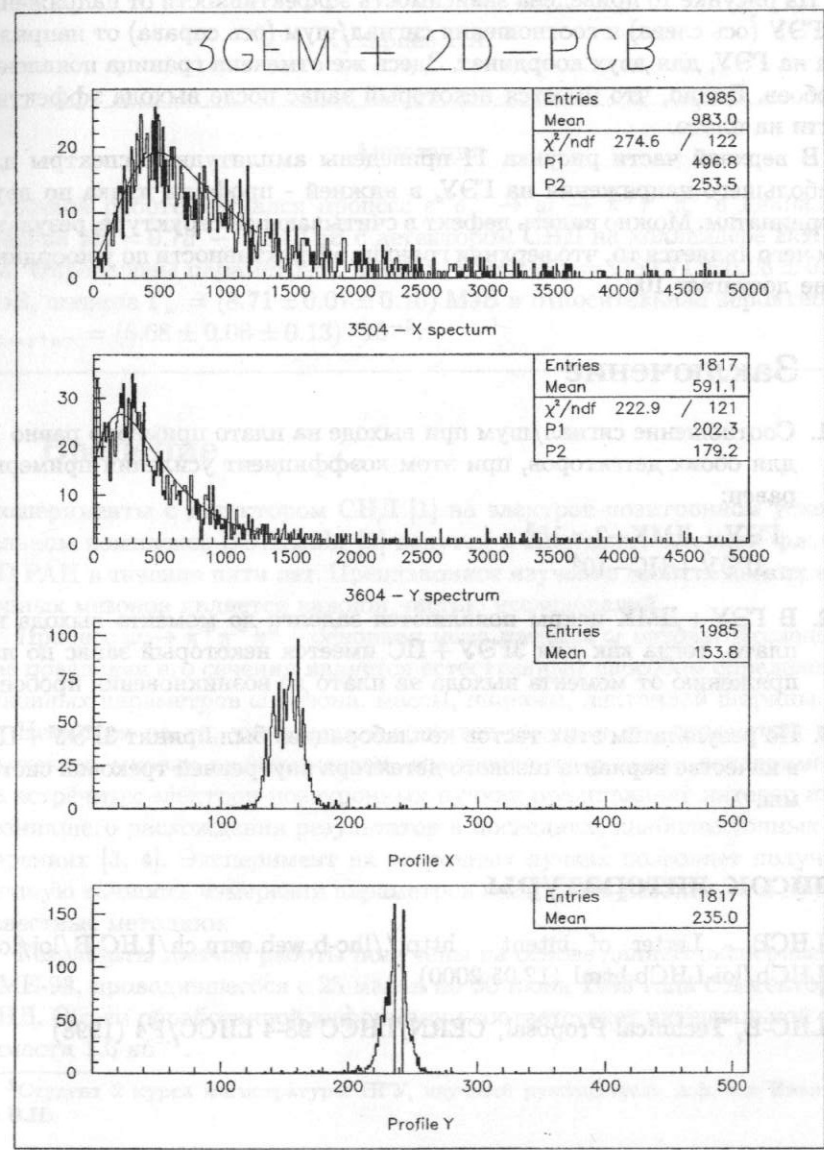


Рис. 11: Амплитудный спектр сигналов и профиль для ЗГЭУ-ПС

На рисунке 10 приведена зависимость эффективности от напряжения на ГЭУ (ось слева) и соотношения сигнал/шум (ось справа) от напряжения на ГЭУ, для двух координат. Здесь же отмечена граница появления пробоев. Видно, что имеется некоторый запас после выхода эффективности на плато.

В верхней части рисунка 11 приведены амплитудные спектры для наибольшего напряжения на ГЭУ, в нижней - профили пучка по двум координатам. Можно видеть дефект в считывающей структуре, результатом чего является то, что верхняя граница эффективности по у-координате не достигает 100

## 6 Заключение

1. Соотношение сигнал/шум при выходе на плато примерно равно 12 для обоих детекторов, при этом коэффициент усиления примерно равен:

$$\frac{\text{ГЭУ} + \text{ДМК} - 2 \times 10^3}{\text{ЗГЭУ} + \text{ПС} - 10^4}$$

2. В ГЭУ + ДМК искры появляются задолго до момента выхода на плато, тогда как для ЗГЭУ + ПС имеется некоторый запас по напряжению от момента выхода на плато до возникновения пробоев.
3. По результатам этих тестов коллаборацией был принят ЗГЭУ + ПС в качестве варианта газового детектора внутренней трековой системы.

## Список литературы

- [1] LHCb - Letter of intent <http://lhc-b.web.cern.ch/LHC-B/loi/loi-LHCb/loi-LHCb.html> (12.05.2000)
- [2] LHC-B, Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4 LHCC/P4 (1998)

## Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Кукарцев Г.А.<sup>3</sup>

### Аннотация

В данной работе изучался процесс  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в диапазоне энергий  $2E = 0.75 - 0.84$  ГэВ с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М. Определены параметры  $\omega$  мезона: масса  $M_\omega = (782.71 \pm 0.08 \pm 0.07)$  МэВ, ширина  $\Gamma_\omega = (8.71 \pm 0.07 \pm 0.10)$  МэВ и относительная вероятность  $\sigma_{\omega \rightarrow e^+e^-} = (6.68 \pm 0.06 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$ .

## 1 Введение

Эксперименты с детектором СНД [1] на электрон-позитронном ускорительном комплексе ВЭПП-2М [2] ведутся в Институте ядерной физики СО РАН в течение пяти лет. Прецизионное изучение свойств легких векторных мезонов является важной частью исследований.

Процесс  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  - основная мода распада  $\omega$  мезона. Исследование поведения его сечения является естественным способом определения основных параметров  $\omega$  мезона: массы, ширины, лептонной ширины.

Несмотря на то, что  $\omega$  мезон известен давно, и его параметры изучались во многих экспериментах, измерение их в новом эксперименте на встречных электрон-позитронных пучках представляет интерес из-за возникшего расхождения результатов в последних, наиболее точных измерениях [3, 4]. Эксперимент на встречных пучках позволяет получить лучшую точность измерения параметров векторных мезонов, чем другие известные методики.

Результаты данной работы получены на основе данных эксперимента ОМЕ-98, проводившегося с 25 марта по 30 июня 1998 года с детектором СНД. Объем обработанной информации соответствует интегральной светимости  $1.6 \text{ нб}^{-1}$ .

<sup>3</sup>Студент 2 курса магистратуры НГУ, научный руководитель д.ф.-м.н Иванченко В.Н.

## 2 Детектор, эксперимент

Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2М схематично изображен на рис.2. Он предназначен для проведения экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках в диапазоне энергий двух пучков 0.36 – 0.97 ГэВ. На коллайдере установлены и функционируют два универсальных детектора: СНД и КМД-2.

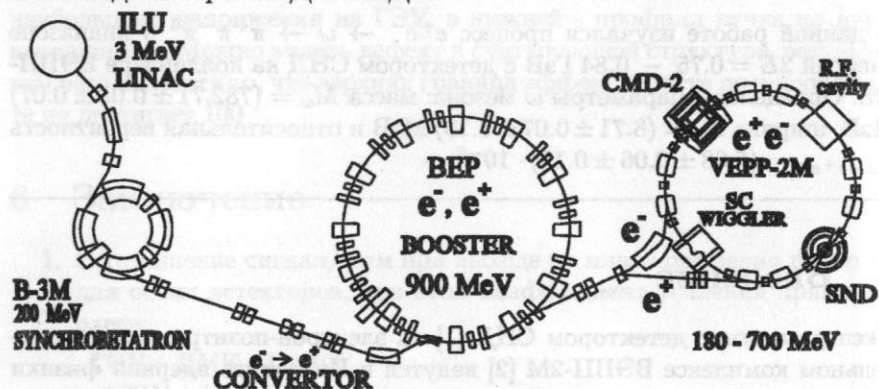
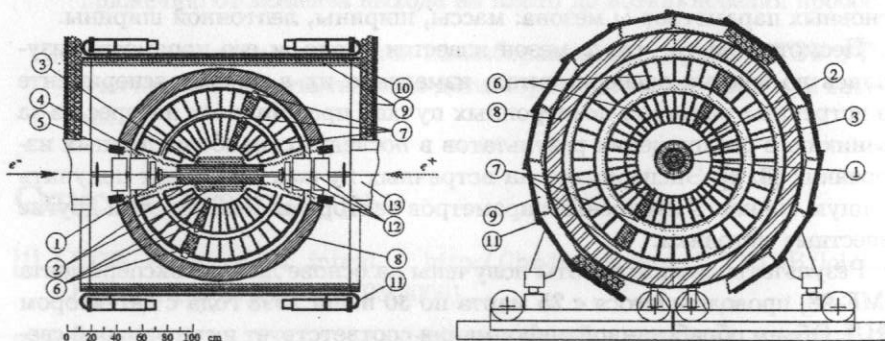


Рис. 1: Комплекс ВЭПП-2М.

На рис.2 изображен в двух проекциях детектор СНД. Основные системы детектора также указаны на рисунке.



1 - вакуумная камера, 2 - дрейфовые камеры, 3 - сцинтилляционные счетчики, 4 - световоды, 5 - PMTs, 6 - кристаллы NaI(Tl), 7 - вакуумные фототриоды, 8 - железный поглотитель, 9 - стримерные трубки, 10 - 1 см железные пластины, 11 - сцинтилляторы, 12 and 13 - магниты

Рис. 2: Детектор СНД.

## 3 Условия отбора

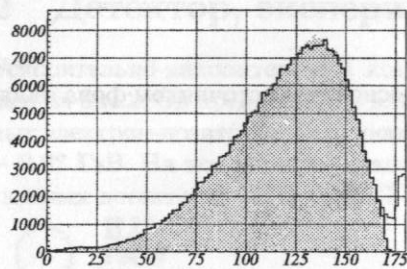
Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  основным источником фона являются процессы:

- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ,
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ ,
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ,
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ .

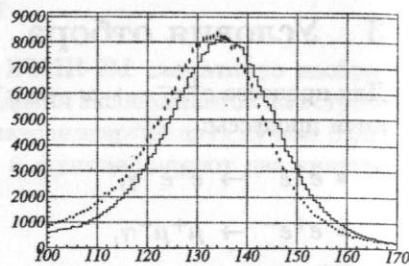
Сигнал, который они дают в детекторе, может быть схожим с откликом детектора на события искомого процесса. Для отсеивания фона и выделения нужных событий были разработаны следующие условия отбора:

- $N_\gamma > 1, N_{cp} = 2, 3$ , (число фотонов и заряженных частиц)
- $TRIN > 0$ , (вычисленный триггер)
- $E_{NEU}/2E_{beam} > 0.1$ , (энерговыведение нейтральных частиц)
- $20^\circ < \theta_{CHN} < 160^\circ, 36^\circ < \theta_{NEU} < 144^\circ$ , (полярные углы)
- $0.01 < E_{CHN}/2E_{beam} < 0.7$ , (энерговыведение заряженных частиц)
- $\Delta\theta > 10^\circ$  или  $\Delta\phi > 10^\circ$ , (расколлинеарность заряженных частиц)
- $R_{CHN} < 0.3 \text{ cm}, |Z_{CHN}| < 5 \text{ cm}$ , (пучковость заряженных частиц)
- $115 < MPPI < 155$ . (инвариантная масса двух фотонов)

Анализ показал, что основным источником фона являются коллинеарные события, преимущественно события Vhabha-рассеяния. Для его подавления служат условия на расколлинеарность заряженных частиц, а также на энерговыведение заряженных частиц в калориметре, поскольку заряженные  $\pi$  мезоны не дают электромагнитного ливня в калориметре, и энерговыведение от них заметно меньше, чем от электронов. Подавление коллинеарных событий в представленном анализе проиллюстрировано на рис.3а.



а)



б)

Рис. 3: а) Пространственный угол между заряженными частицами (линии - эксперимент, закрашенная область - моделирование), б) инвариантная масса двух фотонов (сплошная линия - моделирование, точки - эксперимент).

Нейтральный  $\pi$  мезон распадается на два фотона, которые регистрируются детектором, поэтому наличие пика в распределении по инвариантной массе двух фотонов с максимумом в массе  $\pi^0$  мезона (рис.3б) является естественной проверкой правильности отбора. В анализ были взяты события с инвариантной массой пары фотонов, лежащей вблизи пика. Здесь нужно заметить, что существует некоторое различие между распределениями экспериментальных событий и событий моделирования. Наложение указанных ограничений приведет, благодаря этому, к систематическому сдвигу эффективности регистрации. Поэтому для контроля результата и определения указанного сдвига использовался альтернативный набор условий отбора. Сдвиг в 5% был обнаружен и учтен при определении эффективности регистрации.

После применения описанных условий отбора вклад фоновых процессов в число событий становится незначительным, за исключением процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ . Вклад последнего был оценен по моделированию и вычтен. Он оказался около 1% в области выше резонанса. С уменьшением энергии влияние данного фонового процесса уменьшается. После проведения такого анализа сечение изучаемого процесса находилось как

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{N}{L\epsilon(1 + \delta(E))}, \quad (1)$$

где  $N$  - число отобранных экспериментальных событий,  $L$  - интегральная светимость,  $\epsilon$  - эффективность регистрации,  $\delta$  - радиационная поправка [5]. Светимость определялась по процессу упругого  $e^+e^-$  рассеяния [6], эффективность регистрации извлекалась из моделирования [7]. Послед-

няя оказалась не зависящей от энергии в рассматриваемом диапазоне энергий (рис.4).

## 4 Аппроксимация сечения

Экспериментальные значения сечения, полученные с помощью описанной в предыдущем разделе процедуры для 19 различных энергий двух пучков, аппроксимировались теоретической кривой в рамках модели векторной доминантности

$$\sigma(s) = \frac{12\pi|M|^2}{s^{3/2}}, \quad s = (P_{e^-} + P_{e^+})^2, \quad (2)$$

где  $P_{e^-}$ ,  $P_{e^+}$  - четырехимпульсы начальных лептонов,  $M$  - амплитуда процесса,

$$M = \sum_{V=\omega,\phi} \sqrt{m_V^3 B_V \rightarrow e^+e^- \Gamma_V \Gamma_{V \rightarrow 3\pi}(s)} \frac{e^{i\phi_V}}{D_V(s)} + A, \quad (3)$$

в которой  $m$ ,  $\Gamma$ ,  $B$  - масса, ширина, лептонная относительная вероятность,  $D$  - обратный пропагатор векторного мезона,

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s). \quad (4)$$

Комплексная константа  $A$  в (3) необходима для учета вкладов вышележащих резонансов, указание на существование которых можно найти, например, в [8]. Борновское сечение  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , полученное в результате аппроксимации [5], изображено на рис.4.

## 5 Результаты

Полученные значения массы, ширины и указанной относительной вероятности, а также борновского сечения в пике резонанса приведены в таб.1 вместе с данными PDG [4] и результатами измерения КМД-2 [3]. Первой здесь указана статистическая ошибка, после нее - систематическая. Для значений массы и ширины  $\omega$  мезона систематическую ошибку определяют сдвиг энергии пучков в ускорителе, возникающий из-за изменения магнитного поля в вигглере, а также точность метода резонансной деполаризации, с помощью которого измерялась энергия пучков. Приведенные значения высоты резонанса и относительной вероятности  $B_{\omega \rightarrow e^+e^-}$

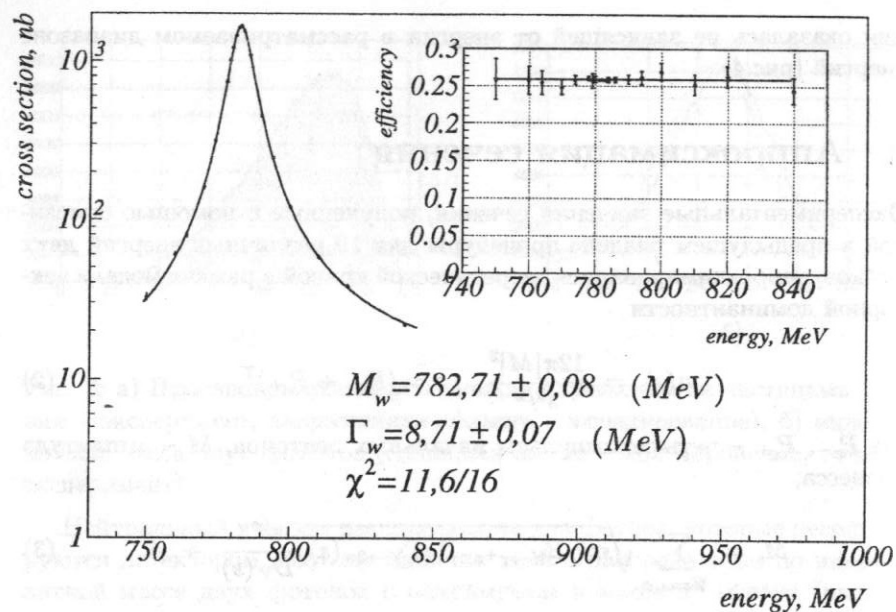


Рис. 4: Борновское сечение и эффективность регистрации процесса  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

носят предварительный характер, требуется дополнительное исследование источников систематических ошибок, оценка их величины. Приведенные систематические ошибки двух последних величин состоят из ошибки определения светимости и эффективности регистрации.

	Эта работа	КМД-2	PDG
$M_\omega$ , МэВ	$782.71 \pm 0.08 \pm 0.07$	$782.71 \pm 0.07 \pm 0.04$	$781.94 \pm 0.12$
$\Gamma_\omega$ , МэВ	$8.71 \pm 0.07 \pm 0.10$	$8.68 \pm 0.23 \pm 0.10$	$8.41 \pm 0.09$
$\sigma_0$ , нб	$1443 \pm 13 \pm 29$	$1457 \pm 23 \pm 19$	
$B_{\omega \rightarrow e^+e^-}$	$(6.68 \pm 0.06 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$	$(6.85 \pm 0.11 \pm 0.11) \cdot 10^{-5}$	$(7.07 \pm 0.19) \cdot 10^{-5}$

Таблица 1: Значения параметров  $\omega$  мезона.

## 6 Заключение

В результате работы получены значения параметров  $\omega$  мезона: массы, ширины, относительной лептонной ширины, борновского сечения про-

цесса  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в максимуме. Полученные величины согласуются с последними измерениями КМД-2 [3]. Обнаружено указание на возможное небольшое занижение ширины  $\omega$  мезона в предыдущих измерениях, подтверждено наличие ошибки в предыдущем измерении массы  $\omega$  мезона, выполненном с детектором КМД [4], которая по-видимому была связана с ошибкой в измерении энергии пучков в ускорителе, проводившейся методом резонансной деполяризации.

## Список литературы

- [1] В.М. Аульченко и др., Сферический Нейтральный Детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М,
- [2] A.N. Skrinsky, in Proc. of Workshop on physics and detectors for DAΦNE, Frascati, Italy, April 4-7, 1995, p.3,
- [3] R.R. Akhmetshin, et al, Measurement of  $\omega$  meson parameters in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  decay mode with CMD-2, hep-ex/0002017.
- [4] Review of Particle Physics, The European Physical Journal, vol. 3, №1-4, 1998.
- [5] А.В. Боженок и др., Пакет программ аппроксимации сечений в эксперименте СНД.
- [6] A.D. Bukin, Simulation of the Elastic Scattering process  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  with Radiative Corrections, Preprint INP 85-124, Novosibirsk, 1985,
- [7] A.D. Bukin et al., in Proc. of Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, Amsterdam, April 8-12, 1991, p. 79,
- [8] M.N. Achasov et al, The process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  in the energy range  $2E_0 = 1.04 - 1.38$  GeV.

## Триггер детектора КЕДР

Петросян С.С.<sup>4</sup>

### Аннотация

Описывается общая организация триггера детектора КЕДР. Приводятся результаты моделирования триггера: эффективности различных условий триггера для распадов  $J/\Psi$ , для процессов  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Получено значение эффективности по центральной части для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$  при условии двойного тагирования рассеянных электронов. Приведены результаты моделирования подавления загрузки "нейтрального" триггера от космических частиц с помощью мюонных камер и сцинт. счетчиков. Описан метод проверки триггера.

## 1 Введение

В ИЯФ в 2000 г. начинаются эксперименты с детектором КЕДР [1] на  $e^+e^-$ -накопителе ВЭПП-4М [2]. Суммарная энергия пучков  $2E$  накопителя — от 2 до 12 ГэВ. Ожидаемая светимость при  $2E = m_\Psi c^2 \approx 3.1$  ГэВ —  $L \sim 10^{30}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, а при  $2E = m_\Upsilon c^2 \approx 9.5$  ГэВ —  $L \sim 10^{32}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Программа возможных экспериментов включает изучение распадов  $\Psi$ -мезонов, прецизионное измерение массы  $\tau$ -лептона, двухфотонную физику,  $\Upsilon$ -физику и др.

Предметом настоящей работы является триггер детектора КЕДР. Триггер предназначен для до-ЭВМ-го отбора событий интересных физических процессов. При этом эффективность к таким событиям должна быть как можно больше, просчеты как можно меньше, а примесь фоновых событий такой, чтобы загрузка на выходе триггера была приемлемой для обработки на ЭВМ и последующей записи на ленту.

Далее кратко рассмотрена организация триггера, более подробно рассматривается мой вклад в работу (моделирование и проверка триггера) и описывается состояние электроники триггера.

<sup>4</sup>Аспирант ИЯФ им. Будкера 3-го года обучения, научный руководитель д.ф.-м.н. Тельнов В.И.

В работе принимали участие: Бару С.Е., Кеник И.А., Онучин А.П., Тальшев А.А., Тельнов В.И., Шамаева Л.И.

## 2 Организация триггера

Триггер детектора КЕДР имеет два уровня, которые далее называются соответственно, первичным триггером (ПТ) и вторичным триггером (ВТ). Также предусматривается третичный триггер на уровне ЭВМ (после полного считывания события), который здесь не рассматривается. Блок-схема работы триггера представлена на рис. 1

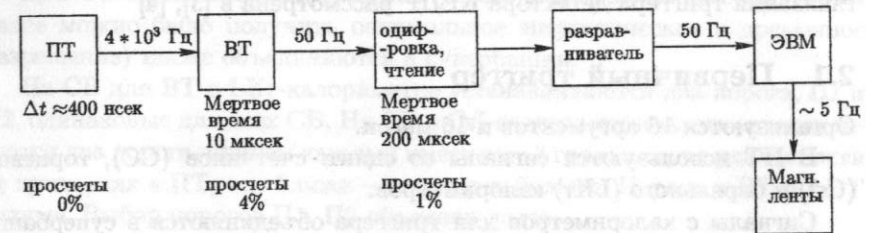


Рис. 1: Блок-схема триггера

В таблице 1 приведены загрузки детектора от процессов с наибольшими сечениями (минимальный угол регистрации  $10^\circ$  определяется сцинт. счетчиками и CsI-калориметром), а также загрузка от космических частиц (далее "космика") и ожидаемого пучкового фона.

Таблица 1:

процесс	$\nu_0$ , Гц	при условии
$e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \text{адроны}$	3.5	$L \sim 10^{30}$ см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	2.2	$\theta \geq 10^\circ$ , $2E=3.1$ ГэВ
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow \text{адроны}$	2	$L \sim 10^{32}$ см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	22	$\theta \geq 10^\circ$ , $2E=9.5$ ГэВ
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$	60	$\geq 1$ част. в сц. сч.
	11	$= 2$ част. в сц. сч.
космика	$\sim 1000$	
пучковый фон	$\leq 10^4$	$\geq 1$ сц. сч.

Триггер организован следующим образом. По сигналам от различных частей детектора вырабатываются логические ("да-нет") аргументы триггера (ПТ и ВТ). Условие на ПТ (ВТ) задается в виде логической суммы ("или") масок, где каждая маска есть логическое произведение



("и") аргументов ПТ (ВТ).

Время решения ПТ  $\approx 400$  нс (что меньше времени между столкновениями, которое в режиме работы с двумя сгустками составляет 600 нс); ограничивается необходимостью задерживать быстрые сигналы со сч. счетчиков. Время решения ВТ — 10 мкс; определяется временем дрейфа в ДК.

Ниже коротко описываются аргументы ПТ и ВТ. Более подробно организация триггера детектора КЕДР рассмотрена в [3], [4]

## 2.1 Первичный триггер

Организуется 16 аргументов и 16 масок.

В ПТ используются сигналы со сцинт. счетчиков (СС), торцевого (CsI) и барельного (LKr) калориметров.

Сигналы с калориметров для триггера объединяются в супербашни (СБ). На супербашни устанавливаются пороги. Всего организуется 192 СБ в LKr-калориметре и 48 СБ в CsI-калориметре.

Для ПТ в СБ объединяются сигналы, сформированные с фронтом  $\approx 300$  нс, чтобы уложиться во время решения ПТ. На все СБ для ПТ в LKr-калориметре устанавливается единый порог (ППТ). Порог на СБ для ПТ в CsI-калориметре имеет 3 градации, по удаленности от пучка: чем ближе — тем порог выше.

ПТ стробируется фазой пучка, или сигналом СС, или сигналом от генератора.

Аргументы ПТ:

"заряженный" ПТ

SCB1 — число СС в бареле  $N \geq 1$  ("Bbarrel")

SCE1(2) — число СС в торце  $N \geq 1$  (2 несмежных) ("Eendcup")

SCi,  $i=1,2,3,4$  — число СС во всем детекторе  $N \geq i$  (для торцевых СС считается число несмежных СС)

аргументы SC2, SC3, SC4 передаются также в ВТ

"нейтральный" ПТ

LKr — число СБ в LKr-калориметре  $N \geq 1$

CsI — число СБ в CsI-калориметре  $N \geq 1$

Для калибровки отдельных систем детектора организуются также 7 аргументов для запуска триггера от генератора:

GEN1...GEN7 — каждый GENi — для одной определенной системы детектора; строб от  $\Sigma$ GENi

## 2.2 Вторичный триггер

Организуется 64 аргумента и 48 масок.

В ВТ используются следующие системы детектора: СС, торцевой и барельный калориметры, дрейфовая камера (ДК), вершинный детектор (ВД), мюонная система и система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ).

Для ВТ сигналы с калориметров (но без формирования, с тем чтобы далее можно было получить оптимальное энергетическое и временное разрешение) также объединяются в супербашни.

На СБ для ВТ в LKr-калориметре устанавливаются два порога, П1 и П2, одинаковые для всех СБ. На СБ в CsI-калориметре также устанавливается два порога, причем каждый имеет еще 3 градации, по удаленности от пучка, как в ПТ, чем ближе — тем порог больше. Пороги в ПТ и в ВТ разные. Выбор порогов П1, П2 объяснен далее.

Из трубок ВД организуются 3 суперслоя и в каждом сигналы объединяются в 64 "универсальные ячейки" (УЯ), соответствующие равномерному разбиению по азимутальному углу. Из 7-ми суперслоев ДК в ВТ используются 4 аксиальных. Ячейки ДК используются как по отдельности, так и объединенными в УЯ, по 64 УЯ в каждом акс. суперслое (для трек-файндера (ТФ)). Ячейка ДК считается сработавшей, если в ней сработало не менее 2(3) каналов из 6-ти — для подавления синхротронного излучения (СИ) (переключение с "2" на "3" — от ЭВМ).

Для аргументов ТФ все УЯ помещаются на замкнутый в кольцо сдвиговый регистр (СР) — в 7 слоев (3 ВД + 4 ДК) по 64 УЯ в каждом слое. К СР подключено несколько схем совпадений — "шаблонов кривизны" (ШК), каждый из которых отбирает треки в определенном интервале кривизны.

Группы аргументов ВТ:

I. ДК и ВД

\* Трек-файндер (ТФ) (find-"находить") — содержит 11 аргументов; подавляет СИ, космику; (ТФ не будет использоваться на первом этапе работы детектора); в ТФ используются 4 акс. суперслоя ДК и 3 суперслоя ВД; с помощью ШК определяется сколько заряженных частиц  $N_i$  из места встречи пересекло  $i=1,2,3,4$  аксиальных суперслоя ДК;

аргументы:

TRij —  $N_i \geq j$  (где  $i,j=1,2,3$ , или  $i=4, j=1,2$ )

\* Заменитель ТФ (ТФ0) — 12 аргументов:

VDi — число несмежных УЯ во всем ВД  $N \geq i$  ( $i=2,3,4$ )

DCij — число несмежных ячеек в i-ом аксиальном суперслое ДК  $N \geq j$  ( $i, j=1, 2, 3$ )

(например, (VD4\*)DC12\*DC22\*DC32 соответствует 2 трекам)

II. Сц. счетчики

\* SC2, SC3, SC4 — из ПТ;

\* SC1F — совпадение СС с фазой пучка с разрешающим временем  $t \sim 30$  нс (подавление космики в  $600/30=20$  раз);

\* ASCB(E) — не сработали СС в бареле (торце) в интервале  $\sim 500$  нс относительно момента встречи (например: SB11\*ASCB, GEOM\*ASCB, SE11\*ASCE — нейтральный запуск)

III. Калориметр (CsI и LKr)

\* Спот-файндер (spot-"пятно") — 14 аргументов:

STij — число пятен с порогом  $\Pi_i$  во всем калориметре (CsI+LKr)  $N \geq j$  ( $j=1, 2, 3, 4$  для  $i=1$ ;  $j=1, 2$  для  $i=2$ )

("пятно" — это группа смежных СБ);

SBij — число пятен с порогом  $\Pi_i$  в бареле  $N \geq j$  ( $i, j=1, 2$ )

SEij — число пятен с порогом  $\Pi_i$  в торце  $N \geq j$  ( $i=1, j=1, 2$  или  $i=2, j=1$ );

STEE — в каждом торце есть СБ с порогом  $\Pi_2$  (отбор  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ); порог  $\Pi_1$  — для подавления фона, порог  $\Pi_2 \approx 2E_{\text{тип}} \approx 300$  МэВ — для подавления минимально ионизирующих частиц (космики);

\* По энерговыделению в калориметре — 8 аргументов:

SUB(E)i,  $i=1, 2, 3, 4$  — сумма энерговыделения в бареле (торце) больше соответствующего порога ("SU" — "сумма")

(SUB(E)1 — подавл. фона; SUB(E)2, 3 — привязка к фазе; SUB(E)4 — отбор  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , пороги для SUB4, SUE4  $\approx E_e/2$  ( $\approx 800$  МэВ для  $\Psi$ );

\* Совпадение с фазой пучка — 4 аргумента:

TB(E)i — совпадение сигнала LKr(CsI)-калориметра с фазой с разрешающим временем  $t_{B(E)i}$  ( $i=1, 2$ ); будут использоваться в комбинациях TB1\*SUB2, TB2\*SUB3, TE1\*SUE2, TE2\*SUE3 — для большего энерговыделения меньше разрешающее время;

\* GEOM — в любом аксиальном угле  $\phi = 240^\circ$  имеется  $N \geq 1$  СБ в бареле с порогом  $\Pi_1$ ; если космическая частица вызвала срабатывание GEOM, то она обязательно пересечет СС (подавление космики);

\* АВАВ — нет одновременного срабатывания ближайших к пучку СБ в обоих торцах (подавление  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  с малым углом вылета, которые не регистрируются в ДК и регистрируются в калориметре с плохим энергетическим разрешением)

IV. мюонная система, CPPЭ

\* АМС — нет срабатывания мюонных камер второго слоя: подавление космики

\* SE1(2) — сработали сц. счетчики в CPPЭ хотя бы с одной стороны (с обеих сторон): тагирование рассеянных электронов

От генератора:

$$\text{GEN} = \sum \text{GEN}_i$$

### 3 Моделирование триггера

Была написана программа моделирования триггера. Эта программа встроена в программу полной реконструкции событий с детектора КЕДР. Программа моделирования триггера до начала полной реконструкции события вырабатывает срабатывание/несрабатывание всех аргументов и заданных масок ПТ и ВТ, т.е. "Да-Нетинформацию, в точности такую, какую триггер вырабатывает и записывает в "Да-Нетплаты в эксперименте.

После обработки всех заданных для реконструкции событий программа выдает значения эффективности условий ПТ и ВТ и всего триггера (т.е. совместного выполнения условий на ПТ и на ВТ).

В настоящее время программа моделирует все аргументы триггера, кроме аргументов ТФ (они не будут использоваться на первом этапе работы детектора) и аргументов CPPЭ (необходимая для выработки этих аргументов информация в настоящее время отсутствует как в моделировании, так и в эксперименте).

Аргументы, использующие привязку к моменту встречи, моделируются только логически, т.е. проверяется только срабатывание соответствующих компонентов детектора.

#### 3.1 Эффективности некоторых масок

С помощью программы моделирования триггера были вычислены эффективности срабатывания для всех аргументов и некоторых видов масок для процессов  $e^+e^- \rightarrow J/\Psi \rightarrow \text{all}$  (JETSET 7.4, [5]),  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{all}$  (JETSET 7.4) и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (Berends, [6]). Полученные значения эффективности помогают понять, какие условия на триггер можно задавать в эксперименте для отбора событий этих процессов.

Условия на триггер, которые будут заданы в эксперименте, зависят от фонов. Сейчас предсказать их трудно. Поэтому моделировались эффективности только некоторых характерных условий, например, наличие

одного, двух, трех треков в ДК, чисто нейтральный запуск по барельной части с подавлением космики (маска GEOM\*ASCB) и т.д.

Ниже представлены некоторые результаты по полученным эффективностям (статистич. ошибки везде  $< 0.6\%$ ;  $\theta(e^+e^-) > 10^\circ$ ; пороги: ППТ=П1=70 МэВ, П2=300 МэВ (CsI, LKr); пороги для SUB4 и SUE4 равны 800 МэВ).

В таблице 2 приведены эффективности некоторых аргументов и простейших масок. Последняя маска предназначена для подавления космики и видно, что она при этом имеет достаточно высокую эффективность к распадам  $\Psi$ .

Таблица 2:

маски	$\epsilon(\Psi), \%$	$\epsilon(\tau\tau), \%$	$\epsilon(e^+e^-), \%$
SC2	98.3	96.7	92.9
SC3	80.6	54.6	30.1
SC4	71.4	36.5	10.6
CSI * SC3	54.7	33.3	27.6
LKR * SC3	79.8	54.1	2.7
ST12	99.1	96.5	93.4
ST13	83.3	69.7	4.2
ST14	74.6	48.9	0.7
SE12	30.2	16.2	81.3
SB12	94.6	85.7	12.9
GEOM * SC1F	91.6	67.2	12.9

В таблице 3 представлены: в верхней части — эффективности масок для отбора треков заряженных частиц (сверху вниз: один, два и три трека); в нижней части — эффективности масок для чисто нейтрального запуска (первые две маски — по барельной части, последняя — по торцам; GEOM \* ASCB хорошо давит космику).

В таблице 4 приведены эффективности масок, предназначенных для отбора процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Последние две маски отбирают события с большим углом рассеяния, что может быть полезно, например, для точного измерения светимости.

### 3.2 Моделирование для $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$

В детекторе КЕДР имеется система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ), которая предназначена для изучения двухфотонных реакций

Таблица 3:

маски	$\epsilon(\Psi), \%$	$\epsilon(\tau\tau), \%$	$\epsilon(e^+e^-), \%$
VD3 * SC1F * DC11 * DC21 * DC31	94.7	96.9	12.5
VD4 * SC2 * DC12 * DC22 * DC32	86.3	65.4	12.3
VD4 * SC3 * DC13 * DC23 * DC33	51.6	18.5	0.0
SB11 * ASCB	1.8	2.3	2.0
GEOM * ASCB	1.2	1.0	1.6
SE11 * ASCE	7.2	9.3	2.7

Таблица 4:

маски	$\epsilon(\Psi), \%$	$\epsilon(\tau\tau), \%$	$\epsilon(e^+e^-), \%$
SB22	17.3	9.5	12.3
STEE	2.4	0.4	72.6
SUE4	3.9	1.0	67.3
SUB4	66.5	38.1	12.4
ABAB	99.4	99.8	50.7
STEE * SUE4	1.8	0.1	66.3
STEE * SUE4 * ABAB	1.5	0.1	31.3
SB22 * SUB4	17.2	9.3	12.3
SB22 * SUB4 * DC12	15.3	7.7	12.3

$e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ , где X — система, рожденная двумя фотонами. По измерению энергий рассеянных электронов (т. н. режим "double-tag—регистрируются оба р. э.) можно определить инвариантную массу рожденной системы  $W_X = W_{\gamma\gamma}$

В работе [7] была рассчитана эффективность СРРЭ в режиме "double-tag" (см. рис. 2) при суммарной энергии пучков  $2E=3$  ГэВ.

Полная эффективность триггера к процессу  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$  в режиме "double-tag" есть произведение эффективности СРРЭ в режиме "double-tag" на эффективность по центральной части детектора.

С помощью программы моделирования триггера была рассчитана эффективность по центральной части детектора (ЦД) для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$  (число адронов больше двух). Условие на триггер было выбрано слабое, но при этом достаточное для подавления основных фонов:

ПТ: SC1+CSI+LKR

(\*)

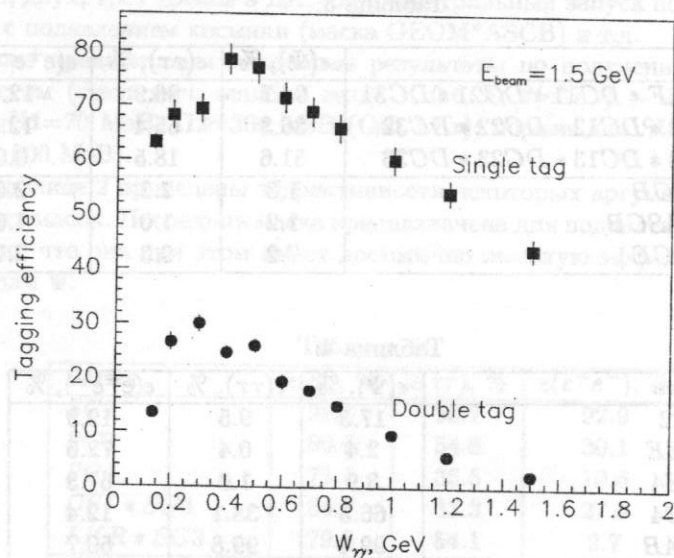


Рис. 2: (из работы [7])

ВТ:  $VD3*DC11*DC21*SC2+VD3*DC11*SC2*ST11+$   
 $+VD4*DC12*SC1F+SB11+ST12$  (\*\*)

Отбор событий с двойным тагированием р.э. производился с помощью специальной подпрограммы (автор — В.А. Таюрский), т.к. отсутствует моделирование аргумента SE2. Результат для  $2E=3.1$  ГэВ представлен на рис. 3 (пороги ППТ=П1=70 МэВ для CsI и LKr).

Видно, что эффективность по ЦД практически равна 100 % во всем интервале инвариантных масс системы адронов. В таблице 5 приведены эффективности отдельных масок, составляющих условие (\*\*) на ВТ для инвариантных масс  $W_{\gamma\gamma}$  в интервале от 0.5 до 0.8 ГэВ (условие (\*) на ПТ всегда выполнено, если выполнено условие (\*\*) на ВТ).

### 3.3 Влияние аргумента АВАВ на отбор треков

В некоторых случаях может оказаться полезным подавлять загрузку триггера от процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  для малых углов вылета. Для этого предусмотрен аргумент АВАВ.

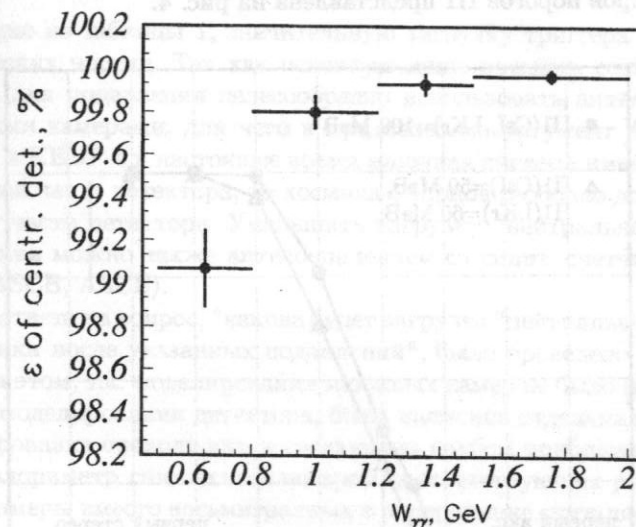


Рис. 3:

Таблица 5:

маски ВТ	ε, %
$M_{ST}(1) = VD3 * DC11 * DC21 * SC2$	56.0
$M_{ST}(2) = VD3 * DC11 * SC2 * ST11$	52.8
$M_{ST}(3) = VD4 * DC12 * SC1F$	39.8
$M_{ST}(4) = SB11$	92.0
$M_{ST}(5) = ST12$	78.1
$\sum_{i=1}^5 M_{ST}(i)$	99.1

Было промоделировано, влияет ли требование в маске этого аргумента на отбор треков заряженных частиц.

В детекторе КЕДР для восстановления всех трех координат точек трека необходимо срабатывание проволочек стерео суперслоев ДК. Поэтому для ответа на поставленный выше вопрос надо посмотреть, "давит" ли АВАВ те треки, которые регистрируются первым стерео суперслоем ДК. Для этого для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  было промоделировано, как зависит отношение числа срабатываний маски  $ST12*АВАВ$  к числу

срабатываний ST12 от полярного угла вылета. Эта зависимость для двух разных выборов порогов П1 представлена на рис. 4.

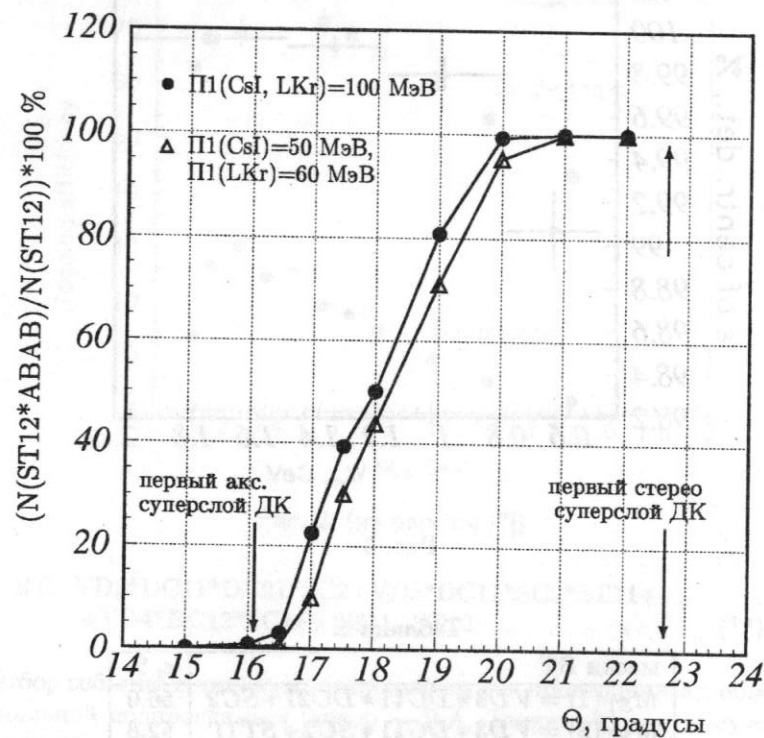


Рис. 4:

На этом же рисунке стрелочками указан полярный угол, с которого начинается первый стерео суперслой ДК, а также — угол, с которого начинается первый аксиальный суперслой ДК. Видно, что для полярного угла, с которого начинается первый стерео суперслой ДК, подавление аргументом АВАВ отсутствует. Вывод: требование АВАВ не влияет на отбор треков (но уменьшает нагрузку триггера).

### 3.4 Моделирование подавления загрузки "нейтрального" триггера от космики

Как видно из таблицы 1, значительную нагрузку триггера дает фон от космических частиц. Так как основную долю космики составляют мюоны, то для подавления целесообразно использовать антисовпадение с мюонными камерами, для чего и предназначен аргумент АМС. Но поскольку в КЕДР-е в настоящее время мюонная система имеется только в барельной части детектора, то космика с торцов свободно достигает внутренней части детектора. Уменьшить нагрузку "нейтрального" триггера от космики можно также антисовпадением со сцинт. счетчиками (аргументы ASCB, ASCE).

Для ответа на вопрос, "какова будет нагрузка "нейтрального" триггера от космики после указанных подавлений", было проведено моделирование. При этом, т.к. моделирования мюонных камер не было (в то время) в полном моделировании детектора, была написана отдельная программа. Моделирование проводилось в следующем грубом приближении:

- 1) калориметр считался цилиндром соответствующих размеров; мюонные камеры вместо восьмигранных в поперечнике считались круглыми — цилиндрами;
- 2) прохождение частиц через детектор моделировалось чисто геометрически, т.е. : если траектория частицы (прямая) пересекается с цилиндром калориметра, то аргумент ST11 равен 1, и т.п.
- 3) распределение мюонов по телесному углу считалось  $\cos^2\theta$ , где  $\theta$  — угол траектории с нормалью;
- 4) распределение по энергии не моделировалось, ослабление потока в железе яра учитывалось коэффициентом ослабления для  $L_{Fe}=90$  см (ослабление в 1.75 раз); при этом использовался дифференциальный энергетический спектр космических мюонов из [8].

Результаты по нагрузке представлены в таблице 6 (статистическая ошибка < 5%).

Как сказано выше, АМС=0 если сработали мюонные камеры второго слоя. Так как до второго слоя все же доходит часть частиц из центра детектора, то чтобы не уменьшать эффективность отбора интересных событий требованием АМС, могло быть целесообразным вырабатывать АМС не по второму, а по третьему (от оси пучков) слою.

Открытый для космики телесный угол:  $2 \cdot \Delta\Omega \approx 25\% \cdot 4\pi$  — для АМС (2-й слой),  $2 \cdot \Delta\Omega \approx 30\% \cdot 4\pi$  — для АМС3 (3-й слой) — т.е. для третьего слоя всего на 5 % больше, чем для второго. Однако моделирование показывает, что нагрузка после всех подавлений во втором случае в 1.7

раза больше. Поэтому для АМС лучше выбрать второй слой, что и было сделано.

Таблица 6:

	$\nu$ , Гц	$\nu$ , Гц для АМСЗ
нет ослабления, ST11	1700	
ядро, ST11	990	
ядро, АМС*ST11	42	66
ядро, АСВ*АСЕ*АМС*ST11	18	31

#### 4 Проверка работы триггера

Общая процедура проверки триггера состоит в том, что считывается в ЭВМ вся информация о событии и по этой информации вычисляется, какие аргументы и маски триггера должны были сработать. Вычисленные аргументы и маски затем сравниваются с реальными, считанными из "Да-Нет" -плат триггера. Если нет совпадения, то срабатывание/несрабатывание данного аргумента (маски) считается ошибкой в одну ("лишнее" срабатывание) или в другую ("недостающее" срабатывание) сторону. Программа суммирует для каждого аргумента и каждой маски число ошибок в обе стороны (отдельно) по многим событиям. Доля ошибок в общем числе событий должна быть не больше заданного допустимого значения.

Кроме того, программа проверки сравнивает срабатывания масок и составляющих ее аргументов между собой по информации с "Да-Нет" -плат. Если нет соответствия, т.е. маска сработала, а какие-то ее аргументы не сработали, или наоборот, маска не сработала, а все ее аргументы сработали, об этом выдается предупреждение. Статистика по таким событиям не набирается, т.к. подобные неисправности недопустимы и должны быть устранены сразу по обнаружении.

Описанная выше программа проверки написана для всех аргументов ПТ и ВТ, кроме аргументов ТФ и СРРЭ. Для проверки работы ПТ и "Да-Нет" -плат она уже использовалась в заходах 1997/98 гг. и с ее помощью был выявлен ряд неисправностей.

Однако описанная выше проверка триггера недостаточна. Она, во-первых, выявляет не все неисправности, а, во-вторых, посчитанная таким способом доля ошибок для некоторых видов неисправностей неверно отражает долю ошибок. В ближайшие планы входит добавить:

1) проверку каждого аргумента при запуске только от независимого от этого аргумента условия (например, SCB1 проверять только при запуске от SCE1 или от CsI или от LKr);

2) программную проверку порогов на СБ в обоих калориметрах.

Кроме того, отдельно, вне захода будет проверяться точная установка по времени совпадения срабатывания СС с моментом встречи — для аргумента SC1F.

#### 5 Состояние электроники

В настоящее время все блоки электроники ПТ изготовлены, установлены на детектор и проверены.

Для ВТ изготовлена и установлены на пультовой большая часть блоков, а именно: блоки для аргументов VD и DC (заменитель трек-файндера, ТФ0), часть блоков трек-файндера, блоки аргументов CsI (SEij, STEE, АВАВ), для аргументов STij готовы блоки, связанные только с CsI, блок аргументов SC (SC2, SC3, SC4 — из ПТ, SC1F, АСВ, АСЕ)

Имеющиеся блоки были включены и проверены.

В настоящее время идет изготовление блоков аргумента АМС и блока передачи аргумента LKr из ПТ в ВТ (этот аргумент заменит недостающие блоки LKr на самое ближайшее время).

Изготовлены и проверены от генератора "Да-Нет" платы ПТ и ВТ.

#### 6 Заключение

Подготовлен к работе триггер детектора КЕДР. Изготовлена полностью электроника ПТ и большая часть блоков электроники ВТ. Подготовлено программное обеспечение триггера: программы управления ПТ и ВТ, программы проверки ПТ, ВТ, "Да-Нет" плат, проверки триггера на рабочем месте разработчика, моделирование триггера.

В планах работа с триггером в предстоящем сезоне, а также изготовление и запуск недостающих блоков ВТ (спот-файндер для LKr, аргументы по сумме энергосуммирования и др.) и модернизация программ проверки.

#### Список литературы

[1] V.Anashin et al. KEDR Status Report RX-1308, Novosibirsk, 1990.

- [2] Труды 13-го Совещания по ускорителям заряженных частиц. т. 1, стр. 369, Дубна, 13-15 октября 1992 г.
- [3] В.И. Тельнов Меморандум КЕДР-ТР1, сентябрь 1993.
- [4] С.С.Петросян, А.А.Талышев, В.И.Тельнов Меморандум КЕДР-ТР2, январь 1999
- [5] T.Sjöstrand CERN-TH.7112/93
- [6] F.A.Berends et al, Nucl. Phys. B228(1983)537.
- [7] В.А.Тягорский Меморандум КЕДР Ф-4, декабрь 1999.
- [8] Таблицы физич. величин. Справочник под ред. И.К. Кикоина, М., 1976, стр. 969.

## Измерение дисперсионной функции накопителя ВЭПП-4М в месте встречи

А. О. Полуэктов<sup>5</sup>

### 1 Введение

В новосибирском Институте ядерной физики СО РАН начиная с 60-х годов проводятся исследования в области физики высоких энергий с применением электрон-позитронных коллайдеров. В настоящее время в ИЯФ ведутся эксперименты на коллайдере ВЭПП-2М в области энергий  $\rho$  и  $\phi$ -мезонов. Готовится к запуску эксперимент КЕДР [1] на коллайдере ВЭПП-4М [2].

Устройство детектора КЕДР показано на рис. 1. Благодаря универсальности детектора и большому диапазону энергий накопителя ВЭПП-4М физическая программа эксперимента КЕДР очень широка. Она включает в себя спектроскопию связанных состояний  $c$ -кварков, измерение полного адронного сечения в широкой области энергий (2-10 ГэВ), двухфотонную физику.

В феврале-июне 1998 года были проведены первые эксперименты с детектором КЕДР на работающем накопителе. Детектор был собран не полностью, отсутствовали цилиндрический жидко-криптоновый калориметр, азрогелевые счетчики и торцевая часть время-пролетной системы. Кроме того, отсутствовало магнитное поле. Однако, это позволило проводить сканирование в области энергий резонанса  $J/\psi$  ( $2E \simeq 3$  ГэВ) и зарегистрировать несколько сотен событий его распада в адроны. Проводился также набор событий упругого  $e^+e^-$ -рассеяния и событий с космическими частицами для калибровки и отладки систем детектора.

Результаты, представленные в данной работе, получены с помощью вершинного детектора (ВД). Реконструкция многочастичных событий в ВД позволила измерить величину дисперсионной функции в месте встречи пучков, а также показала принципиальную возможность уточнения энергии в центре масс с помощью реконструкции координат вершины события.

<sup>5</sup>Магистрант НГУ, научный руководитель — канд. физ.-мат. наук А. Е. Бондарь

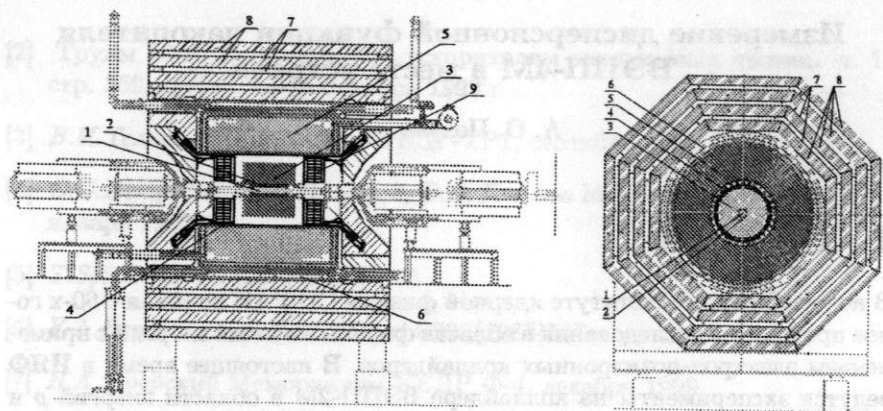


Рис. 1: Детектор КЕДР. 1 – Вакуумная камера, 2 – Вершинный детектор, 3 – Дрейфовая камера, 4 – Время-пролетная система, 5 – Цилиндрический жидко-криптоновый калориметр, 6 – Сверхпроводящая катушка магнита, 7 – Ядро магнита, 8 – Мюонная система, 9 – Торцевой CsI-калориметр.

## 2 Конструкция вершинного детектора

Вершинный детектор (см. [3], [4]) состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, установленных в 6 концентрических слоях вокруг вакуумной камеры (см. рис. 2). Трубки изготовлены из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, аноды выполнены из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 20 мкм.

Особенностью такой конструкции камеры является малое количество вещества на пути частицы. Благодаря тому, что трубки способны самостоятельно выдерживать избыточное давление до 1 атм, отпадает необходимость в дополнительном герметичном объеме, стенки которого вносят дополнительное вещество в детектор.

В качестве основной газовой смеси в ВД предполагается использовать  $CO_2$  с небольшой (3 – 15 %) добавкой изобутана. Такая смесь имеет низкий коэффициент диффузии, позволяющий достичь пространственного разрешения 50 – 100 мкм при давлении ниже 2 ата. Однако, на начальном этапе запуска ВД используется более простая в эксплуатации смесь  $Ar + 10\%CO_2$ , скорость дрейфа в которой практически не зависит от поля и составляет около 50 мкм/нс. При работе с такой газовой смесью было получено значение пространственного разрешения около 300 мкм. Соответствующая точность экстраполяции трека к центру встречи составила

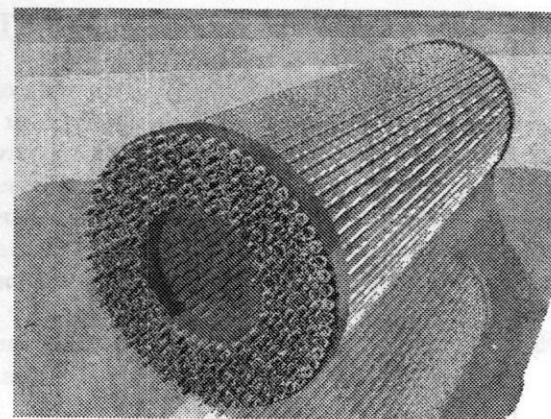


Рис. 2: Общий вид ВД

700 мкм.

## 3 Результаты обработки событий многоадронного рождения

Для обработки многоадронных событий были написаны алгоритмы реконструкции треков и главной вершины события. На рис. 3 приведен пример многоадронного события в вершинном детекторе.

Распределение координат вершин многоадронных событий показано на рис. 4. Значения  $x < 0$  соответствуют направлению внутрь кольца ускорителя, ось  $y$  направлена вертикально вверх.

Зависимость сечения многоадронных событий от энергии пучков (резонансная кривая  $J/\psi$ ) для двух разных сканирований показана на рис. 5. Условия отбора событий, по которым строилось сечение, были следующими:

- каждый трек содержит не менее 3 сработавших трубок,
- не менее 3 треков выходят из вершины,
- вершина находится на расстоянии  $\leq 3$  мм от точки встречи пучков (внутри окружности на рис.4).

При таком отборе число фоновых событий составляет 0–2 для интеграла светимости  $0.1 \text{ нб}^{-1}$ . Сечение фоновых событий показано на рис. 5



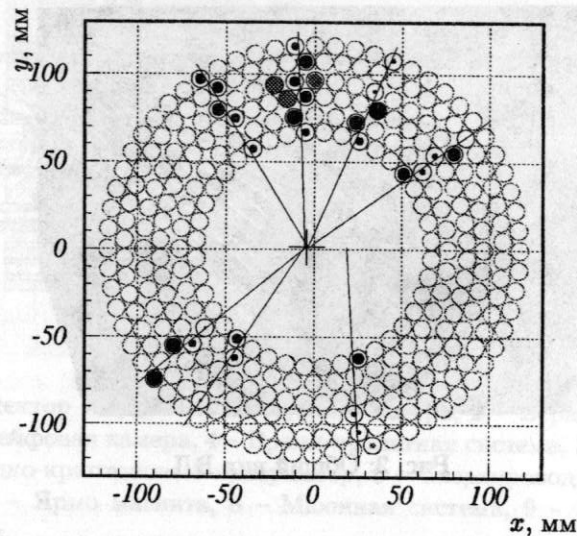


Рис. 3: Пример многоадронного события в ВД.

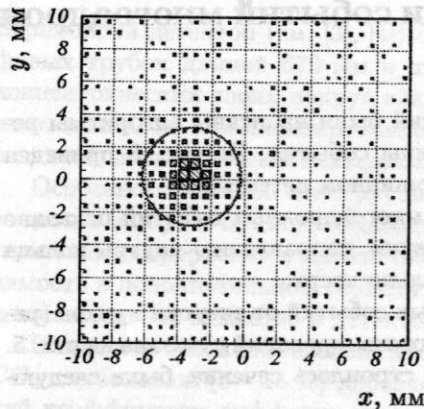


Рис. 4: Распределение вершин событий в плоскости, перпендикулярной оси пучков.

незакрашенными кружками. Оно измерялось по наборам событий, для которых электронный и позитронный пучки были разведены.

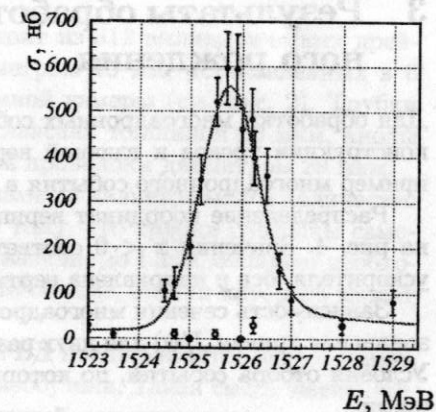


Рис. 5: Измеренное сечение  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow$  адроны.

#### 4 Дисперсионная функция накопителя ВЭПП-4М и поправки к энергии пучков

Особенностью резонанса  $J/\psi$  является его малая ширина  $\Gamma = 87$  кэВ, по сравнению с характерным разбросом энергий электронов в пучке  $\sigma_E = 0.6$  МэВ. Поэтому вид резонансной кривой (рис. 5) практически полностью определяется энергетическим разбросом пучков. Возможно, однако, улучшить точность определения энергии, внося поправку на координату вершины события. Это возможно благодаря большому значению дисперсионной функции накопителя ВЭПП-4М ([2]) в месте встречи.

Известно, что связь между смещением равновесной орбиты электрона  $\Delta x$  в плоскости движения пучков и отклонением его энергии от средней энергии пучка  $\Delta E$  дается дисперсионной функцией  $\psi$ :

$$\Delta x = \psi \frac{\Delta E}{E}.$$

Если положение пучков не меняется с изменением энергии, горизонтальная координата вершины зависит от средней энергии пучков:

$$x = \psi \frac{M/2 - E}{M/2}. \quad (1)$$

Стабильность положения пучков можно контролировать по событиям  $e^+e^-$ -рассеяния (см. рис.7). Их сечение не имеет резкой зависимости от энергии, поэтому средняя координата вершины  $e^+e^-$ -события определяется только положением пучка.

Пользуясь известным значением  $\psi$ -функции для каждого события можно внести поправку на энергию, равную  $E_{\text{сог}} = E\Delta x/\psi$ . Однако, чтобы такая поправка была оправдана, необходимо получить координатное разрешение по вершине  $\sigma_x \lesssim \psi\sigma_E/E \simeq 0.3$  мм, которое пока недостижимо.

Ниже приведено более подробное вычисление зависимости  $x(E)$  и величины поправки к энергии, учитывающее бетатронный разброс в пучке и примесь фоновых событий.

##### 4.1 Функция распределения электронов в пучке

Пусть  $E$  — средняя энергия пучков,  $\sigma_E$  — энергетический разброс в пучке,  $\sigma_x$  — горизонтальный бетатронный размер пучка,  $\psi$  — дисперсионная

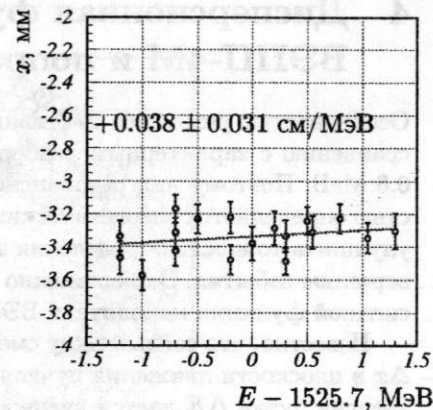
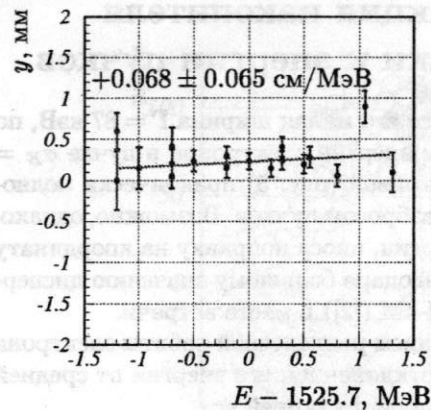


Рис. 6: Зависимость вертикальной координаты вершины многоадронного события от энергии пучков

Рис. 7: Зависимость горизонтальной координаты вершины события  $e^+e^-$ -рассеяния от энергии пучков

функция накопителя. Тогда распределение электронов в пучке по горизонтальной координате  $x$  и отклонению энергии электрона  $\delta E$  от средней энергии в пучке можно записать следующим образом<sup>6</sup>:

$$f(x, \delta E) = \exp\left(-\frac{\delta E^2}{2\sigma_E^2}\right) \exp\left(-\frac{(x - \psi \frac{\delta E}{E})^2}{2\sigma_x^2}\right).$$

Перегруппировав слагаемые в показателе экспоненты можно получить эквивалентное выражение:

$$f(x, \delta E) = \exp\left(-\frac{x^2}{2\tilde{\sigma}_x^2} - \frac{(\delta E - E \frac{x}{\tilde{\psi}})^2}{2\tilde{\sigma}_E^2}\right), \quad (2)$$

где  $\tilde{\sigma}_x^2 = \sigma_x^2 + \psi^2 \frac{\sigma_E^2}{E^2}$ ,  $\frac{1}{\tilde{\sigma}_E^2} = \frac{1}{\sigma_E^2} + \frac{\psi}{\sigma_x^2 E^2}$ ,  $\tilde{\psi} = \psi \left(1 + \frac{\sigma_x^2 E^2}{\sigma_E^2 \psi^2}\right)$ . Отсюда после интегрирования по  $\delta E$  получаем, что полный поперечный размер пучка (с учетом бетатронных колебаний и связи горизонтального отклонения орбиты с синхротронными колебаниями) равен, как и следовало

<sup>6</sup>О нормировке этого и остальных распределений заботиться не будем

ожидать,

$$\sigma_{x,tot}^2 = \tilde{\sigma}_x^2 = \sigma_x^2 + \psi^2 \frac{\sigma_E^2}{E^2}.$$

## 4.2 Распределение вершин событий рождения узкого резонанса

Для рождения узкого ( $\Gamma \ll \sigma_E$ ) резонанса нужно, чтобы инвариантная масса взаимодействующих электрона и позитрона  $W$  равнялась его массе  $M$ :

$$W = \sqrt{(p_+ + p_-)^2} \simeq \sqrt{4E_+ E_-} \simeq 2E + \delta E_+ + \delta E_- = M.$$

Распределение событий рождения резонанса по горизонтальной координате  $x$  и средней энергии пучков  $E$  равно

$$F(x, E) = \iint f(x, \delta E_+) f(x, \delta E_-) \delta(2E + \delta E_+ + \delta E_- - M) d\delta E_+ d\delta E_-.$$

Интегрируя, получаем

$$F(x, \Delta E) = \exp\left(-\frac{\Delta E^2}{\sigma_E^2} - \frac{(x + \psi \frac{\Delta E}{E})^2}{\sigma_x^2}\right), \quad (3)$$

где введено обозначение  $\Delta E = E - M/2$ .

Зависимость средней горизонтальной координаты  $\langle x \rangle$  от  $\Delta E$  имеет вид:

$$\langle x \rangle(\Delta E) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x F(x, \Delta E) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} F(x, \Delta E) dx} = -\psi \frac{\Delta E}{E}. \quad (4)$$

Это выражение совпадает с (1). Таким образом, учет бетатронного размера пучка не влияет на вид зависимости  $\langle x \rangle(\Delta E)$ .

## 4.3 Учет фоновых событий

Примесь фоновых событий, равномерно распределенных по координате  $x$ , искажает зависимость (4). Пусть в  $i$ -й точке по энергии имеется  $N_i$  событий процесса и  $M_i$  фоновых событий, для которых  $\langle x \rangle = 0$ . Тогда

$$\langle x \rangle_i = -\psi \frac{\Delta E_i}{E} \frac{N_i}{N_i + M_i}.$$

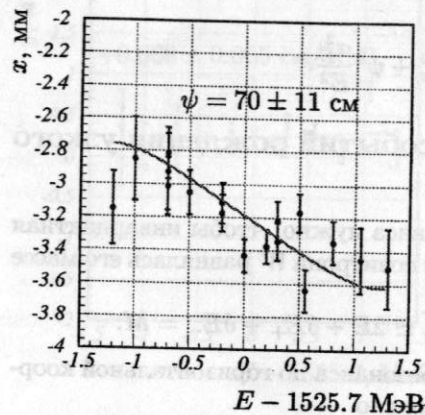


Рис. 8: Средняя  $x$ -координата вершины в зависимости от энергии пучков с учетом фоновых событий

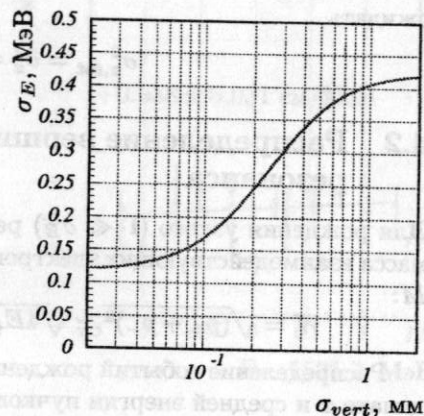


Рис. 9: Зависимость точности определения энергии в центре масс от координатного разрешения по вершине.

Считая, что  $N(E) \sim \exp\left(-\frac{\Delta E^2}{\sigma_E^2}\right)$ , получим:

$$\langle x \rangle(\Delta E) = -\psi \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{1 + A \exp\left(\frac{\Delta E^2}{\sigma_E^2}\right)}, \quad (5)$$

где  $A = (M/N)_{max}$  — отношение числа фоновых событий к числу событий эффекта в максимуме резонанса. Экспериментальную зависимость  $\langle x \rangle(\Delta E)$  можно подгонять функцией (5) минимизируя по обоим параметрам  $\psi$  и  $A$ , но лучше вычислить  $A$  из других соображений (при разведенных пучках или по области, достаточно далекой от пучков). При этом точность определения параметра  $\psi$  значительно улучшается.

Для вычисления  $\psi$  были обработаны два сканирования. Зависимость  $\langle x \rangle(\Delta E)$  и подгонка функцией (5) приведены в табл. 1. Количество фоновых событий  $M$  определялось подсчетом числа событий в области, далекой от пучка (вне окружности на рис. 4).

Усредненное значение  $\psi$ -функции по двум сканированиям равно  $\psi = 73.3 \pm 9$  см. Расчетная величина дисперсионной функции в месте встречи составляет 80 см ([5]).

Таблица 1: Результаты подгонки зависимости  $\langle x \rangle(\Delta E)$ .

Номера заходов	M	$N_{max}$	A	$\psi$ , см.
844-876	2.16	58	0.037	$70 \pm 11$
1090-1106	2.36	72	0.03	$82 \pm 18$

#### 4.4 Поправка к энергии

Для оптимизации энергетического разрешения необходимо найти такую поправку к средней энергии пучков вида  $\alpha x$ , чтобы дисперсия величины  $E + \alpha x$  была минимальна. Ее можно получить, переписав (3) в виде:

$$F(x, \Delta E) = \exp\left(-\frac{x^2}{\tilde{\sigma}_x^2} - \frac{(\Delta E + E \frac{x}{\psi})^2}{\tilde{\sigma}_E^2}\right),$$

где  $\tilde{\sigma}_E$ ,  $\tilde{\sigma}_x$  и  $\tilde{\psi}$  — такие же, как и в (2). Величина  $\Delta E + E \frac{x}{\psi}$  и есть искомое выражение с минимальной дисперсией. Это видно, например, из того, что ее полная дисперсия (после интегрирования по  $x$ ) и дисперсия при фиксированном  $x$  совпадают.

Таким образом, поправка имеет вид

$$E_{\text{corr}} = E \frac{x}{\psi \left(1 + \frac{\sigma_x^2 E^2}{\sigma_E^2 \psi^2}\right)},$$

и энергетическое разрешение с ее учетом равно

$$\sigma_{E, \text{corr}} = \frac{\tilde{\sigma}_E}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sigma_E^2} + \frac{\psi}{\sigma_x^2 E^2}}}.$$

Для учета конечного пространственного разрешения необходимо в приведенных выше формулах заменить  $\sigma_x^2$  на  $\sigma_x^2 + \sigma_{vert}^2$ , где  $\sigma_{vert}$  — точность определения координаты вершины. Зависимость точности определения энергии в центре масс от координатного разрешения по вершине приведена на рис.9.

Понятно, что для уменьшения энергетического разброса необходимо иметь  $\sigma_{vert} \lesssim \psi \sigma_E / E \simeq 0.3$  мм. С другой стороны, нет смысла улучшать разрешение по вершине меньше величины бетатронного разброса в пучке  $\sigma_x$ , который для энергий вблизи  $J/\psi$  составляет (см. [5]) около 90 мкм. Предельное энергетическое разрешение, ограниченное бетатронным разбросом, равно  $\sigma_x E / \sqrt{2} \psi \simeq 0.12$  МэВ.

## 5 Заключение

Основным результатом работы стала разработка и отладка на реальных экспериментальных данных процедур реконструкции космических и пучковых событий. Получена информация о координатном разрешении ВД, которое составляет около 300 мкм. Измерена кривая возбуждения  $J/\psi$ -мезона с помощью реконструкции событий многоадронного рождения. Измерена величина дисперсионной функции накопителя ВЭПП-4М в месте встречи:  $\psi = 73.3 \pm 9$  см. Измеренное значение хорошо согласуется с расчетным ( $\psi = 80$  см). Низкое пространственное разрешение по вершине ( $\sigma_{vert} \simeq 0.7$  мм) не позволило улучшить точность восстановления энергии в центре масс с помощью определения координат вершины события. Проектное разрешение около 150 мкм позволит достичь  $\sigma_E \sim 0.2$  МэВ.

## Список литературы

- [1] V. Anashin et al. KEDR Status Report RX-1308, Novosibirsk, 1990.
- [2] Труды 13-го Совещания по ускорителям заряженных частиц. т. 1, стр. 369, Дубна, 13 – 15 октября 1992 г.
- [3] В. П. Нагаслаев. Кандидатская диссертация. ИЯФ, 1997.
- [4] Б. О. Байбусинов и др. Препринт ИЯФ 97-68.
- [5] С. И. Мишнев. Светимость на ВЭПП-4М при низкой энергии. Меморандум. 1997.

## Идентификация заряженных частиц в дрейфовой камере детектора КЕДР

Тодышев К.Ю.<sup>7</sup>

В данной работе исследована идентификация частиц в дрейфовой камере детектора КЕДР по измерению ионизационных потерь в газе камеры.

На основе модели изотропных гармонических осцилляторов проведено моделирование ионизационных потерь заряженных частиц в рабочем газе дрейфовой камеры детектора КЕДР.

Проведена оптимизация параметров выбранного алгоритма идентификации частиц.

Получены зависимости от импульса коэффициента сепарации частиц.

Проведена обработка данных захода по "космике" и получена величина энергетического разрешения.

Поскольку достоверность идентификации частиц напрямую связана с точностью измерения ионизации, которая зависит от того правильно ли мы учитываем влияние эффектов искажающих информацию об ионизации производимой частицей, то, при обработке данных, проводился детальный анализ эффектов влияющих на наблюдаемую ионизацию.

Данные поправки, вводимые при вычислении ионизационных потерь, позволяют улучшить энергетическое разрешение ДК от 27 % до 9 %.

<sup>7</sup>Магистрант 2-го курса физического факультета Новосибирского Государственного Университета, научный руководитель к.ф.-м.н. Блинов В.Е.

# Исследование процессов $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ в диапазоне энергий 1.0–1.4 ГэВ с детектором СНД.

Шарый В.В.<sup>8</sup>

## Аннотация

В данной работе приведены результаты по измерению сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$ , выполненному на коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД в диапазоне энергий 1.0–1.4 ГэВ.

## 1 Введение

Интерес к исследованию процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в  $2\pi^+2\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-2\pi^0$  вызван следующими причинами. Во-первых, в диапазоне энергий 1-2 ГэВ сечение процессов  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  является доминирующим и определяет адронный вклад в аномальный магнитный момент мюона и правила сумм КХД. Во-вторых, процессы  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  являются важнейшим источником информации при изучении возбужденных состояний  $\rho$ -мезона,  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$  и механизмов их распадов [1].

В предыдущих экспериментах на коллайдерах ВЭПП-2М [2, 3, 4, 5], DCI [6], ADONE [7] была достигнута стат. точность  $\sim 5\%$ , при систематической ошибке  $\sim 15\%$ , а различие между экспериментами достигает 20%. Создание детекторов нового поколения КМД-2 [10], СНД [9], позволяет изучать эти процессы с меньшей систематической ошибкой и прояснить ситуацию с многоадронным рождением.

## 2 Эксперимент

Анализ процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$  был проведен на основе всей статистики, набранной детектором СНД [9] на ускорителе ВЭПП-2М в диапазоне энергий 1.0–1.4 ГэВ.

Было проанализировано 3 сканирования:

Сканирование 1 1997 г. интегральная светимость = 0.55 пб<sup>-1</sup>

<sup>8</sup> Аспирант НГУ, научный руководитель д.ф.-м.н, профессор Середняков С.И.

Сканирование 2 1997 г. интегральная светимость = 5.5 пб<sup>-1</sup>

Сканирование 3 1997 г. интегральная светимость = 3.1 пб<sup>-1</sup>

Суммарный интегральная светимость составила 9.2 пб<sup>-1</sup>.

## 3 Процесс $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$

Особенность анализа процессов  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  с детектором СНД состоит в том, что в отсутствие магнитного поля заряд и энергия пионов не измеряется. Для восстановления энергий пионов используется кинематическая реконструкция, в которой число уравнений связи (законов сохранения энергии импульса) равно 4, т.е. равно числу неизвестных параметров, что дает возможность определить энергию заряженных пионов. Для отбора событий процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  были использованы следующие условия:

1. число заряженных частиц  $\geq 4$ ; число нейтральных частиц  $\geq 0$ ;
2. параметр  $\chi^2$  кинематической реконструкции  $< 0.3$ .
3. энерговыделение в калориметре, нормированное на энергию пучков меньше 0.75;
4. наименьшее расстояние от оси пучка для любой заряженной частицы меньше 0.2 см;
5. расстояние по оси Z до места встречи для любой заряженной частицы меньше 8 см.

Условия 3,4,5 предназначены для подавления пучкового фона и фона от электродинамических процессов.

Измеренное сечение процесса показано на рис. 1,2. При оценке систематической погрешности были учтены следующие факторы.

1. ошибка, возникающая при реконструкции заряженных частиц;
2. ошибка, возникающая при применении условий отбора, в том числе, ошибка от вычисленного триггера;
3. погрешность в вычислении светимости.

Наибольший вклад в систематическую ошибку дают неточности моделирования процессов взаимодействия  $\pi$ -мезонов с веществом детектора. Оценка для систематической ошибки в измерении сечения составила 10%.

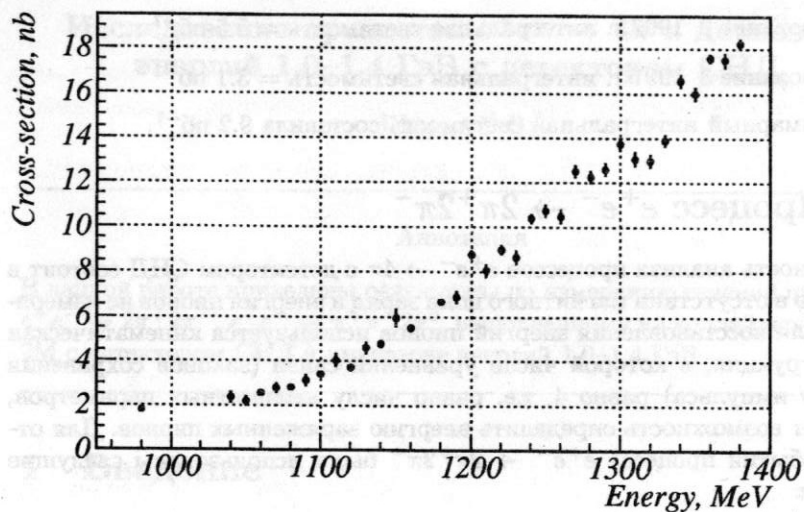


Рис. 1: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .

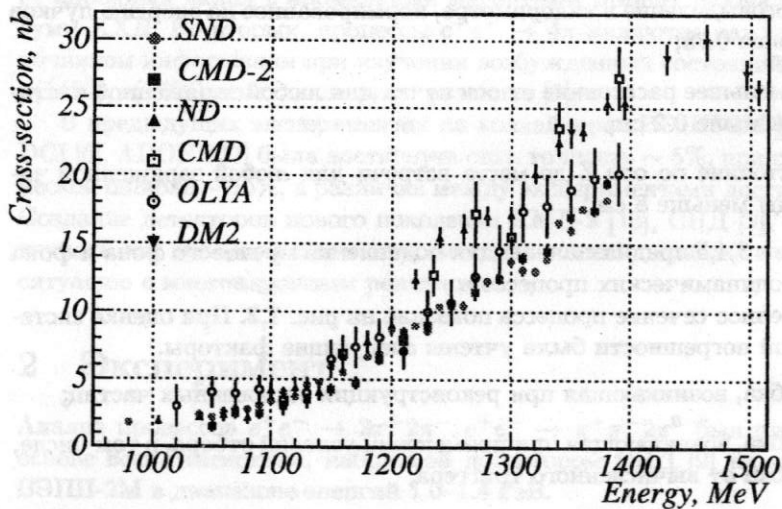


Рис. 2: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ , измеренное детектором СНД, в сравнении с другими экспериментами.

#### 4 Анализ промежуточных состояний.

Анализ промежуточных состояний процессов аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  осуществлялось с использованием матричных элементов, приведенных в [8, 11].

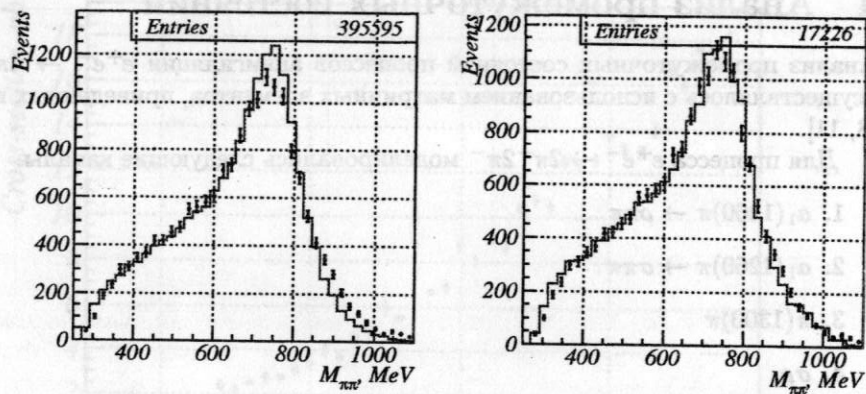
Для процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  моделировались следующие каналы.

1.  $a_1(1260)\pi \rightarrow \rho\pi\pi$
2.  $a_1(1260)\pi \rightarrow \sigma\pi\pi$
3.  $\pi(1300)\pi$
4.  $\sigma\rho$
5.  $a_2(1320)\pi$

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$  было проведено моделирование нижеследующих каналов.

1.  $\omega\pi$
2.  $a_1(1260)\pi \rightarrow \rho\pi\pi$
3.  $a_1(1260)\pi \rightarrow \sigma\pi\pi$
4.  $h_1(1170)\pi$
5.  $\rho^+\rho^-$
6.  $\pi(1300)\pi$
7.  $\sigma\rho$
8.  $a_2(1320)\pi$

Сравнение экспериментальных распределений по инвариантной массе 2-х пионов в реакции  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  (пион с минимальной энергией отброшен) с моделированием  $a_1\pi \rightarrow \rho\pi\pi$  (рис. 3(а)) показало, что данные распределения согласуются неполностью. Рассогласование исчезает, если в моделирование учесть канал  $a_1\pi \rightarrow \sigma\pi\pi$  (около 25% событий).



(a) Моделирование  $a_1\pi \rightarrow r\pi\pi$ .

(b) Моделирование  $a_1\pi \rightarrow r\pi\pi + \sigma\pi\pi$ .

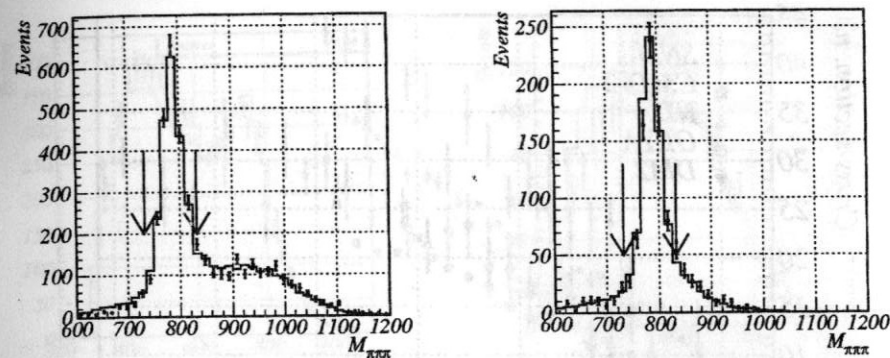
Рис. 3: Распределение по инвариантной массе 2-х пионов  $M_{\pi\pi}$  в реакции  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  (пион с минимальной энергией не включается). Сплошная линия — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. Энергия пучков — 1380 МэВ.

## 5 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$

Для отбора событий искомого процесса были применены следующие условия отбора.

1. число заряженных частиц равно 2 (нецентральные частицы не учитываются); число нейтральных частиц больше либо равно 4;
2. параметр  $\chi^2$  кинематической реконструкции для 2-х заряженных пионов и 2-х нейтральных меньше 30;
3. наименьшее расстояние от оси пучка для любой заряженной частицы меньше 0.2 см;
4. при энергии в системе центра масс меньше 1054 МэВ требуется, чтобы  $\chi^2$  кинематической реконструкции процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  был больше 30.

Условие 3 предназначено для подавления событий пучкового фона. Условие 4 предназначено для подавления событий от распада  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow 3\pi$ .



(a)  $E=1380$  МэВ

(b)  $E=1200$  МэВ

Рис. 4: Инвариантная масса 3-х  $\pi$ -мезонов (выбирается масса, ближайшая к массе  $\omega$  мезона).

Считалось, что в данном канале основной вклад дают реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$  и  $e^+e^- \rightarrow a_1\pi$ . Распределение по инвариантной массе 3-х  $\pi$ -мезонов, ближайшей к массе  $\omega$ -мезона показано на рис. 4. Определяя количество событий в пике  $\omega$ -мезона (область 1) и вне его (область 2), можно определить количество событий  $\omega\pi$  и  $a_1\pi$ . Зная из моделирования эффективность к каждому процессу, и учитывая радиационные поправки можно определить сечения процессов. Предварительные данные по измерению сечений, полученные таким образом, показаны на рис. 5,6.

Распределения по инвариантным массам 2-х пионов для экспериментальных событий и событий моделирования, попавших в область 2 показаны на рис. 7. В спектре инвариантных масс наблюдается некоторое расхождение между экспериментом и моделированием с матричным элементом  $a_1\pi$ , что может говорить о наличии вкладов других промежуточных состояний.

## 6 Заключение

В диапазоне энергий 0.98 – 1.38 ГэВ измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  со статистической точностью 10% - 2% и систематической погрешностью 10%; Экспериментальное распределение по инвариантной массе 2-х пионов (наименее энергичный пион отброшен) можно описать

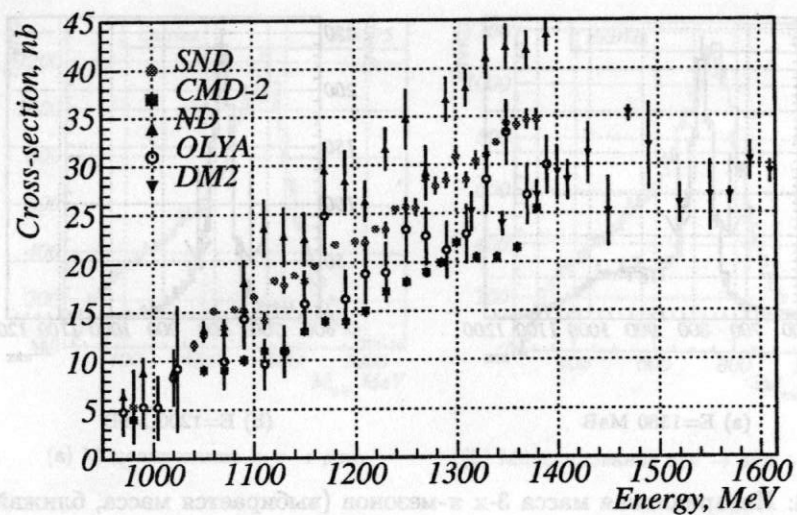


Рис. 5: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$ .

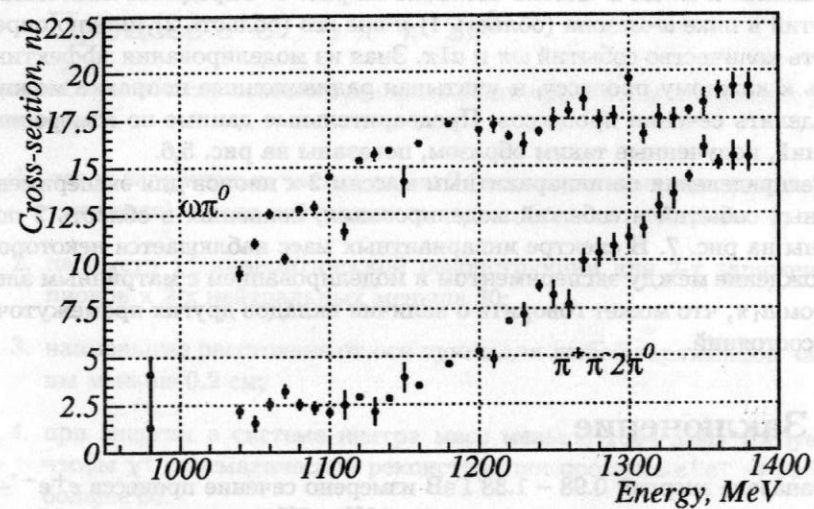
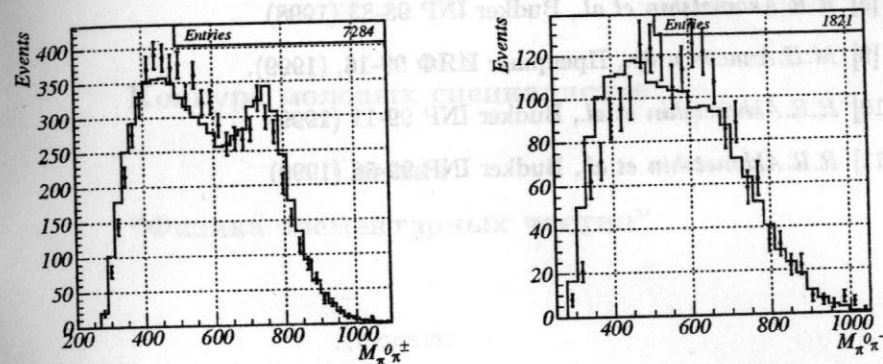


Рис. 6: Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$  и  $a_1\pi \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$ .



(a)  $M(\pi^+\pi^0)$

(b)  $M\pi^+\pi^-$

Рис. 7: Инвариантные массы 2-х пионов в области инвариантных масс 3  $\pi$ -мезонов вне пика  $\omega$ -мезона (область 2).

моделью  $a_1\pi$  с распадом  $a_1$  на  $\rho\pi$  и  $\sigma\pi$ ;

В диапазоне энергий 0.98 – 1.38 ГэВ получены предварительные данные по измерению сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$ . В спектрах инвариантных масс 2-х пионов (канал  $\omega\pi$  выброшен) наблюдается расхождение между экспериментом и моделью  $a_1\pi$ , что может говорить о наличии вкладов других промежуточных состояний.

## Список литературы

- [1] Particle Data Group. Review of Particle Physics. Physical Review D, v.54 (1996).
- [2] S.I.Dolinsky et al., Phys. Rep. 202 (1991) 99.
- [3] L.M.Barkov et al., Sov.J.Nucl.Phys. 47, 248 (1998)
- [4] L.M.Kurdardze et al., JETP Lett. 47 (1988) p.512.
- [5] L.M.Kurdardze et al., JETP Lett. 43 (1986) p.643.
- [6] D.Bisello et al., preprint LAL 90-35 (1990).
- [7] C.Bacci et al., Nucl.Phys. B184 (1981) p.31.



- [8] *R.R.Akhmetshin et al.*, Budker INP 98-83 (1998)  
[9] *М.Н.Ачасов и др.*, Препринт ИЯФ 99-16, (1999).  
[10] *R.R.Akhmetshin et al.*, Budker INP 99-11 (1999)  
[11] *R.R.Akhmetshin et al.*, Budker INP 99-56 (1999)

Конкурс молодых специалистов

Секция

“Физика элементарных частиц”

Доклады

Young Scientist Conference

“High Energy Physics”

Proceedings

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 29.05.2000 г.

Сдано в набор 2.06.2000 г.

Подписано в печать 5.06.2000 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,8 печ.л., 3,1 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 52

Обработано на ИВМ РС и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.