



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-50

ОЭФ

М.Ю.Боголюбский, О.С.Зайцева, Н.С.Иванова, А.Е.Кирюнин,  
Л.Л.Курчанинов, М.С.Левицкий, В.В.Максимов, А.А.Минаенко,  
А.М.Мойсеев, А.В.Плескач, С.В.Чекулаев  
*Институт физики высоких энергий, Протвино*

О.В.Гришина, П.Ф.Ермолов, С.А.Зоткин, А.В.Кубаровский,  
Л.И.Лютов, Л.А.Тихонова  
*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва*

И.В.Богуславский, И.М.Граменицкий, А.Я.Кутов, Т.П.Топурия,  
С.Н.Недев, М.Д.Шафранов  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

## МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ФИЛЬМОВОЙ ИНФОРМАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ E-161

Протвино 1997

**Аннотация**

Боголюбский М.Ю. и др. Методика обработки фильмовой информации в эксперименте E-161: Препринт ИФВЭ 97–50. – Протвино, 1997. – 9 с., 5 рис., 1 табл., библиогр.: 15.

Описана организация обработки фотоснимков с жидководородной быстроциклирующей пузырьковой камеры, являющейся вершинным детектором установки СВД. Приведены основные результаты методических исследований точностных характеристик этой камеры. Обсуждена методика обсчета результатов измерений треков.

**Abstract**

Bogolyubsky M.Yu. et al. The Methodic of Film Information Handling in the Experiment E-161: IHEP Preprint 97–50. – Protvino, 1997. – p. 9, figs. 5, tables 1, refs.: 15.

The organization of handling of pictures obtained with the liquid hydrogen rapid cycling bubble chamber, which serves as a vertex detector of the SVD set up, is described. The main results of the investigations of this chamber precision characteristics are presented. The methods of the analysis of the track measurements are discussed.

## Введение

Эксперимент E-161 нацелен на изучение образования очарованных адронов в  $pp$ -взаимодействиях при 70 ГэВ/с на гибридной установке Спектрометр с вершинным детектором (СВД). В качестве вершинного детектора применяется быстроциклирующая пузырьковая камера (БЦПК), работающая с частотой 30 Гц и обеспечивающая плотность пузырьков на треке 130 пуз./см при диаметре пузырька 20 мкм [1]. Фотографирование треков заряженных частиц осуществляется двухобъективным быстродействующим фоторегистратором (БФР) [2]. БЦПК располагается перед широкоапертурным магнитным спектрометром (ШМС), состоящим из пропорциональных камер [3], установленных в магните МС-7А с размерами входного окна  $1,8 \times 1,3$  м, длиной 3 м и вертикальным направлением вектора индукции магнитного поля  $\simeq 1,1$  Тл. Передний край ярма магнита находится на расстоянии 2,8 м от центра вершинного детектора. Запуск установки обеспечивает триггерная система [4]-[5], использующая сцинтилляционные счетчики и микроstriповые кремниевые детекторы, работающая по принципу выбывания пучковой частицы и появления не менее двух вторичных заряженных частиц после БЦПК.

До настоящего времени было проведено 2 сеанса по набору статистики, в ходе которых было получено около 320 тыс. пригодных для обработки стереоснимков.

Ниже будут описаны основные процедуры, используемые при обработке filmовой информации с БЦПК в эксперименте E-161.

### 1. Просмотр фотоснимков с БЦПК

При изучении рождения очарованных частиц с помощью гибридного спектрометра, в котором в качестве вершинного детектора используется прецизионная пузырьковая камера, основным этапом обработки является визуальный поиск распадов очарованных частиц на просмотровых проекторах. Как показал опыт проведения в ЦЕРНе экспериментов по исследованию образования очарованных частиц

с использованием прецизионной камеры LEBC [6], [7] и [8], для получения надежных результатов необходим двухкратный просмотр фотоснимков на проекторах с большим увеличением с дополнительным анализом всех случаев расхождения результатов отдельных просмотров. Все это делает обработку फिल्मовой информации в экспериментах по изучению очарованных частиц очень трудоемким процессом. Поэтому в ИФВЭ и НИИЯФ МГУ для этой цели используются прецизионные проекторы ПУОС-4, обладающие 60-кратным увеличением, а в ОИЯИ — просмотрные проекторы NEVAS с 30-кратным увеличением.

Для обнаружения распадов очарованных частиц в эффективной области каждой стереопроекции регистрировались все первичные взаимодействия, а также вторичные вершины, лежащие в ограниченной области вокруг первичной, среди которых основной интерес представляли:

- $C1$  – однолучевой распад заряженной частицы;
- $C3$  – трехлучевой распад заряженной частицы;
- $V2$  – двухлучевой распад нейтральной частицы;
- $V4$  – четырехлучевой распад нейтральной частицы.

Как показано в [9], основной вклад в топологию  $C1$  и  $V2$  дают распады странных  $K_s^0$ -,  $K^\pm$ -мезонов,  $\Lambda^0$ -барионов и  $\Sigma^\pm$ -гиперонов. Вклад очарованных частиц становится заметным в топологиях с двумя распадами  $C1$  и/или  $V2$ , и он является преобладающим для распадов  $C3$  и  $V4$ .

Эффективности просмотра приведены в табл. 1.

Таблица 1.

	Первичные вершины	C1	V2
Эфф. 2-кратн. просм., $\varepsilon_{12}$	99,4%	96,3%	96,2%

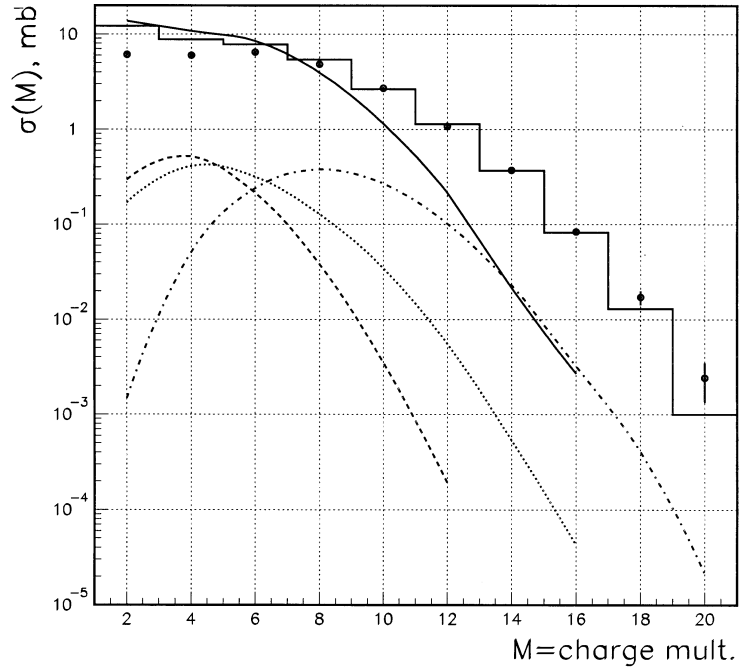
В анализ не включены двухлучевые первичные взаимодействия, которые на пленках с пузырьковой камеры без магнитного поля могут быть симулированы невзаимодействующими частицами с  $\delta$ -

электронами. Часть двухлучевых событий отбрасывается еще на стадии триггирования, остальные бракуются после просмотра.

На рис. 1 приведено измеренное на просмотре распределение первичных взаимодействий по множественности вторичных заряженных треков (точки), нормированное на сечение событий с  $n_{зар} > 8$  в  $pp$ -взаимодействиях при 69 ГэВ/с, полученных на камере “Мирабель” [10], данные которой показаны для сравнения гистограммой. Плавными кривыми даны результаты моделирования по программе RUTHIA, как описано в [9]. Сплошная плавная кривая соответствует результатам для фоновых событий без рождения очарованных частиц. На этом же рисунке приведены разграниченные распределения (умноженные на  $10^3$ ) для событий с образованием  $\bar{c}s$ -пар для трех определений множественности соответственно: а) множественность непосредственно в первичной вершине (пунктир); б) множественность с точки зрения оператора, который в силу конечного пространственного разрешения дополнительно засчитывает в первичную вершину все треки от вершин вторичных активностей в круге радиусом  $\sim 200$  мкм вокруг нее (точечная кривая); в) множественность,

воспринимаемая триггерной системой, на работу которой влияет полная множественность события с учетом всех заряженных треков от всех вершин вторичной активности (штрих-пунктир).

Рис. 1. Распределение первичных взаимодействий по множественности вторичных заряженных треков в  $pp$ -взаимодействиях при 70 ГэВ/с (точки), найденное на снимках с БЦПК, в сравнении с аналогичными данными “Мирабели” [10] (гистограмма) и результатами моделирования (плавные кривые) по программе RUTHIA (см. текст).



При сравнении данных с БЦПК, представленных на рис. 1, с топологическими сечениями [10] было найдено, что за счет триггерной системы теряется 32% 4-лучевых взаимодействий, 17% 6-лучевых и 10% 8-лучевых событий. Эти потери существенно меньше аналогичных потерь, вызванных неэффективностью триггерной системы в  $\pi^-p$ -эксперименте при 360 ГэВ/с [6] с использованием LEVC.

Поскольку относительный вклад 4-6-лучевых событий в  $\sigma(\bar{c}c)$  меньше, чем для полной выборки  $pp$ -взаимодействий, полная эффективность триггирования события с  $(\bar{c}c)$ -парой составила  $(91 \pm 3)\%$ .

Для регистрации распадов очарованных частиц (с учетом того, что они являются короткоживущими ( $c\tau=318, 126$  и  $57$  мкм соответственно для  $D^{\pm-}, D^0/\bar{D}^0$ -мезонов и  $\Lambda_c^+$ -гиперонов)) был выбран ограниченный объем для их поиска, так называемый “чарм-бокс” с размерами  $(\pm 5 \text{ мм по пучку}) \times (\pm 2, 5 \text{ мм})$  с первичной вершиной в центре. Его размеры были выбраны, с одной стороны, достаточно большими, чтобы подавляющая часть очарованных частиц успевала в нем распасться, а с другой стороны, — достаточно малыми, чтобы фон распадов странных частиц давал бы все еще незначительный вклад.

Для регистрации распадов короткоживущих частиц критической величиной является минимальное расстояние, на котором вторичная вершина отличима от первичной. На рис. 2 приведены распределения по расстоянию  $L$  между первичной и вторичной вершинами: а) для вторичных взаимодействий заряженных частиц; б) для  $V2$ -распадов; в) для  $C1$ -распадов. Из этих распределений следует, что при

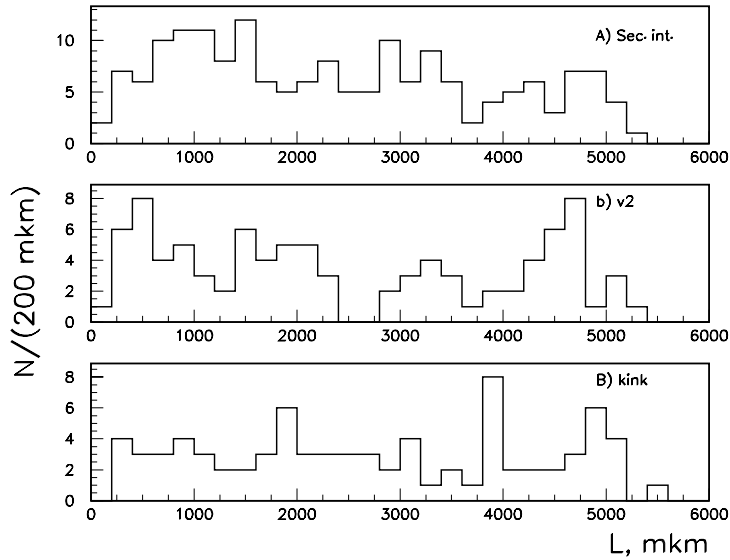


Рис. 2. Распределение по расстоянию между первичной и различными типами вторичных вершин, зарегистрированных на снимках с БЦПК.

для фоновых распадов  $K^\pm$ -мезонов, умноженная на  $10^3$ ). Видно, что при указанном выше нижнем пределе на  $L$  на пленках остаются незамеченными 11%  $D^+$ , 23%  $D^0$  и 45%  $\Lambda_c^+$ .

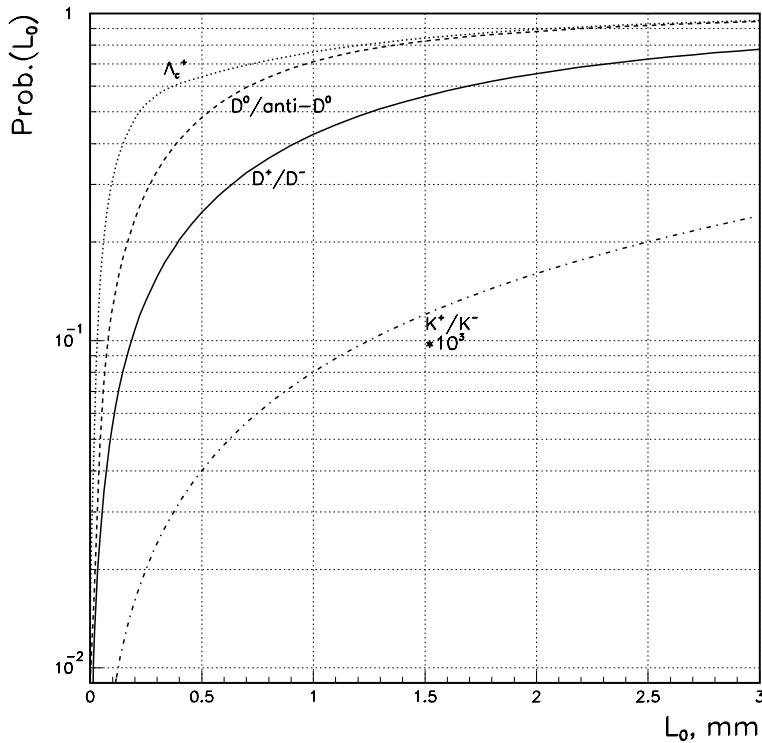


Рис. 3. Интегральная вероятность распада очарованных адронов  $D^\pm$ ,  $D^0$  и  $\Lambda_c^+$  как функция расстояния от первичной вершины  $L_0$  (программа PUTHIA).

$L > 200$  мкм вторичная вершина эффективно обнаруживается при просмотре на проекторах ПУОС-4. Поэтому в качестве минимального расстояния между первичной и вторичной вершинами на пленках БЦПК была взята величина  $L_{min}=200$  мкм.

На рис. 3 приведены расчетные результаты, показывающие вероятность для  $D^\pm$ ,  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов и  $\Lambda_c^+$ -гиперонов (сплошная кривая, пунктир и точечная линии соответственно) быть зарегистрированными при  $L < L_0$

в зависимости от  $L_0$  (для сравнения штрих-пунктиром приведена аналогичная вероятность

для фоновых распадов  $K^\pm$ -мезонов, умноженная на  $10^3$ ).

## 2. Измерения треков и их анализ в плоскости снимка

Измерение треков у событий, имеющих вторичные вершины в “чарм-боксе”, проводилось в полуавтоматическом режиме на проекторах ПУОС-4 (ИФВЭ) и ПУОС-2 (ОИЯИ).

Кроме своего основного назначения — восстановления событий в пространстве БЦПК, данные измерений на отдельных стереопроекциях могут быть дополнительно использованы для выделения распадов очарованных частиц. С этой целью для каждого трека вторичной заряженной частицы производится аппроксимация измеренных точек прямой (или параболой) и определяется минимальное расстояние  $\delta$  от этой линии до первичной вершины (промах). Для треков, действительно исходящих из первичной вершины, в пределах экспериментальной ошибки  $\delta = 0$ . Для треков от распада очарованного адрона  $\langle \delta \rangle \sim \sigma t$  и практически не зависит от импульса первичной частицы (см., например, обзор [11]). В этом смысле эксперимент при импульсе первичных протонов 70 ГэВ/с представляет большие преимущества для выделения заряженных продуктов распада очарованных частиц по их промахам, т.к. величина промаха будет такой же, что и при бóльших энергиях, а полная множественность заряженных частиц в событии будет ниже.

Для точного измерения промаха важно, чтобы изображение трека заряженной частицы на пленке не было искажено ни за счет теплового переноса пузырьков в жидком водороде, ни за счет дисторсий. Как показали расчеты [12], режим работы БЦПК, в принципе, удовлетворяет первому требованию, хотя во 2-ом сеансе оптимального режима работы БЦПК достичь не удалось. Для того чтобы учесть отклонения от прямой линии изображений треков, идущих под большими углами относительно плоскости фотографирования, аппроксимация всех треков проводилась как прямой линией, так и параболой.

Для вычисления промахов треков была написана программа IMPDVD, которая предварительно:

- исправляет возможные масштабные искажения на каждой проекции;
- проводит на каждом треке отбраковку плохих измерений;
- уточняет положение координат первичной вершины, минимизируя сумму квадратов промахов при отбрасывании максимального из них и при приписывании бóльшего веса промаху первичного трека.

На рис. 4 приведено распределение вычисленных промахов треков относительно точки первичного взаимодействия из событий со вторичными активностями вблизи вершины, измеренными в методических целях, в которое промахи треков из вторичных вершин не включены<sup>1</sup>. Это распределение хорошо аппроксимируется Гауссианом с  $\sigma(\delta) = 6,0$  мкм на пленках 1-го сеанса. Для 2-го сеанса было получено  $\sigma(\delta) = 7,2$  мкм. Среднее отклонение измеренных точек от параболы на пленках 1-го сеанса составляет 4,7 мкм, что сопоставимо с точностью измерения центра изображения пузырька  $\varnothing 25$  мкм на проекторах ПУОС-4, и говорит об отсутствии

---

<sup>1</sup>При этом предпочтение параболическому фиту перед линейным отдавалось только в том случае, если для прямолинейной аппроксимации  $\chi^2/N_d > 1,2$ , где  $N_d$  — число степеней свободы фита.

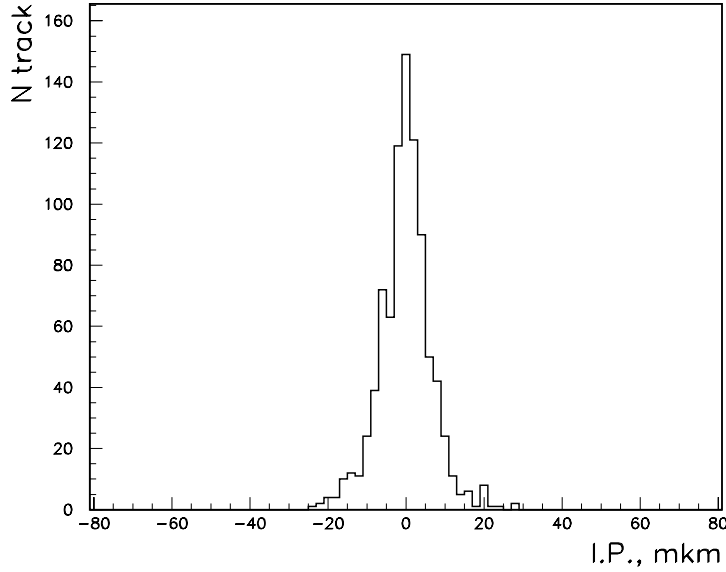


Рис. 4. Распределение по промахам  $\delta$  на снимках с БЦПК, вычисленным в программе IMPSVD для событий, не имеющих вторичных вершин, близких к первичной.

Как показано в [6], фон от распада странных частиц, который при энергии данного эксперимента превышает эффект более чем на два порядка, может быть понижен с помощью ограничения на величину  $L_t = L \sin \Theta$ , где  $L$  — расстояние между первичной вершиной и вершиной распада на пленке,  $\Theta$  — угол вылета очарованного адрона относительно пучка.

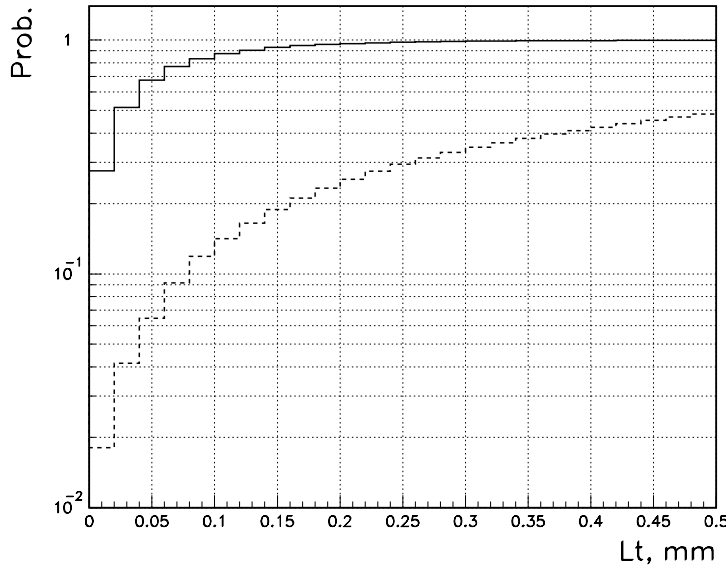


Рис. 5. Интегральное распределение по  $L_t$  (нормированное на единицу) для распадов очарованных (сплошные линии) и странных (пунктир) частиц, смоделированных по программе RUTHIA.

систематических искажений. Точность измерения  $\delta$ , полученная при измерении на треке  $20 \div 30$  точек на ПУОС-4, примерно в 2 раза ниже достигнутой на пленках LEBC при оцифровке треков на HPD [6]. Поэтому на завершающем этапе эксперимента E-161 важно также использовать HPD для измерений кандидатов в события с очарованными частицами.

Как показали результаты моделирования [9], при использовании критерия  $\delta > 3\sigma(\delta)$  можно обнаружить дополнительно 8-10% от полного числа вторичных вершин, которые лежат в области  $L < L_{min}$ .

На рис. 5 показано интегральное распределение по  $L_t$  (нормированное на единицу) для распадов очарованных (сплошные линии) и странных адронов (пунктир), смоделированных по программе RUTHIA как описано выше. Из этого рисунка видно, что обрезание  $L_t < 200$  мкм оставляет  $\sim 95\%$  распадов очарованных частиц и только  $\sim 24\%$  странных распадов. Особенно эффективно этот критерий может быть применен для браковки парных распадов странных частиц в “чарм-боксе”. С этой же целью может быть использована величина  $L_{12} = \sqrt{L_1 \cdot L_2}$ , где  $L_1$  и  $L_2$  —



расстояния между первичной вершиной и вершинами вторичной активности. Моделирование показало, что требование  $L_{12} < 2,25$  мм оставляет соответственно  $\sim 95\%$  и  $\sim 44\%$  пар очарованных и странных частиц.

### 3. Пространственная реконструкция треков в рабочем объеме БЦПК

Особенность пространственного восстановления треков по измерениям на снимках БЦПК состоит в том, что оптическая система у БЦПК (так же как и у ее ЦЕРНовского аналога LEBC) имеет всего два стереообъектива, так что получаемой при фотографировании информации недостаточно для автоматического отождествления треков, которое обычно осуществлялось у пузырьковых камер с тремя и более объективами. Поэтому требуется дополнительная информация, которая позволяла бы: а) отождествить изображения одного трека на разных стереопроекциях до их пространственного восстановления или б) отбраковать треки, неправильно восстановленные в пространстве камеры из-за ошибочной ассоциации изображений разных треков на уровне стереопроекций.

В ОИЯИ отождествление производилось на стадии просмотра. В ИФВЭ результаты измерений, произведенных на каждой стереопроекции независимо, изображались на двух половинах одного листа на лазерном принтере и с помощью этой информации отождествление треков проводилось при дополнительном анализе физиками соответствующих фотоснимков на ПУОС-4.

Для геометрической реконструкции треков в рабочем объеме БЦПК была написана специальная программа GEOSVD [13]. Результаты измерений, проведенных на пленках каждого из двух сеансов, обрабатывались с использованием собственных наборов констант, полученных согласно методике, описанной в [14]. Поскольку при начале обработки пленок 1-го сеанса на них были обнаружены значительные искажения, вызванные, как было установлено позже, нестабильностью положения фотостолика быстрого фоторегистратора, была разработана методика, позволяющая минимизировать эти искажения [15].

В результате работы программы GEOSVD восстанавливались пространственные координаты вершин, а также для каждого трека вычислялись углы  $\phi$  (в вертикальной плоскости, т.е. в плоскости пленки) и  $\lambda$  (в горизонтальной плоскости, т.е. по глубине БЦПК), задающие направление распространения трека в пространстве. Анализ результатов показал, что в вертикальной плоскости точность измерения углов существенно выше, чем по глубине БЦПК, что вызвано сравнительно малым значением стереоугла двухобъективной оптической системы. Однако, поскольку угол  $\phi$  может быть точно измерен в магнитном спектрометре, этот конструктивный недостаток не ведет к ухудшению восстановления кинематики события в СВД.

Программа GEOSVD восстанавливает события в локальной системе координат БЦПК, и в дальнейшем они должны быть переведены в общую систему координат установки, связанную с магнитом МС-7А. Для “сшивки” этих систем координат

в каждом сеансе проводилось специальное фотографирование треков пучковых частиц без магнитного поля при очень низкой (1-3 частицы) загрузке БЦПК за цикл расширения. В дальнейшем эти прямые треки восстанавливались в БЦПК и в магнитном спектрометре по отдельности и с их помощью для каждого сеанса вычислялись константы перевода координат из локальной системы БЦПК в координатную систему магнитного спектрометра.

## Заключение

Проведение методических исследований и опыт массовой обработки फिल्मовой информации в эксперименте E-161 показали, что параметры треков в БЦПК (плотность и размер пузырьков, а также их разброс относительно истинной траектории частицы) и качество снимков отвечают требованиям эксперимента по исследованию адронобразования очарованных частиц при энергии ускорителя У-70.

Для более полной реализации возможностей этого детектора желательно использование на заключительной фазе анализа событий с кандидатами на распады очарованных частиц точной оцифровки фотоснимков на автоматическом сканирующем приборе НРД.

Использованные процедуры обработки фотоснимков с БЦПК обеспечивают объединение получаемой пространственной информации о прямых треках вблизи вершины взаимодействия с их отсчетами в магнитном спектрометре и точное определение на этой основе 3-х импульсов заряженных частиц.

## Список литературы

- [1] Ardashev E.N. et al. // NIM, 1995, v.A356, p.210.
- [2] Самсонов В.А. — Сообщение ОИЯИ Р13-96-442, Дубна, 1996 (направлено в ПТЭ).
- [3] Богданова Г.А. и др. — Препринт НИИЯФ МГУ 97-8/459, 1997.
- [4] Боголюбский М.Ю. и др. — Препринт ИФВЭ 91-172, Протвино, 1991.
- [5] Богданова Г.А. и др. — Препринт НИИЯФ МГУ 92-32/281, 1992.
- [6] Aguilar-Benitez M. et al. // Z.Phys., 1986, v.C31, p.491.
- [7] Allison W. et al. // Phys. Lett., 1980, v.93B, p.509.
- [8] Aguilar-Benitez M. et al. // Z.Phys., 1987, v.C36, p.559.
- [9] Запорожец М.А., Тихонова Л.А, Боголюбский М.Ю. — Препринт НИИЯФ МГУ 95-34/398, 1995.
- [10] Бабинцев В.В. и др. — Препринт ИФВЭ М-25, Серпухов, 1976.

- [11] Моисеев А.М. // ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.3, с.657-711.
- [12] Ардашев Е.Н. и др. — Препринт ИФВЭ 93-90, Протвино, 1993.
- [13] Кравцов В.Д., Кутов А.Я. — Сообщение ОИЯИ Р10-93-354, Дубна, 1993.
- [14] Кравцов В.Д., Хмельников В.А. — Сообщение ОИЯИ Р1-93-353, Дубна, 1993.
- [15] Кутов А.Я., Недев С.Н., Плескач А.В. — Сообщение ОИЯИ (в печати).

*Рукопись поступила 15 июля 1997 г.*

М.Ю.Боголюбский и др.

Методика обработки फिल्मовой информации в эксперименте Е-161.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Редактор Л.Ф.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 18.07.97. Формат  $60 \times 84/8$ .      Офсетная печать.

Печ.л. 1,12.    Уч.-изд.л. 0,86.    Тираж 150.    Заказ 1145.    Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

