

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P10-95-334

В.М.Артёмов, С.А.Волков<sup>1</sup>, А.В.Восканян<sup>2</sup>,  
Г.А.Емельяненко, А.Ж.Кетикян<sup>2</sup>, Е.В.Комиссаров,  
В.С.Курбатов, И.Н.Силин, С.В.Ященко

СИСТЕМА «OFF-LINE» ОБРАБОТКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ  
УСТАНОВКИ ИСТРА-М

---

<sup>1</sup>ИЯИ РАН, Москва

<sup>2</sup>Ереванский физический институт, Армения

Артёмов В.М. и др.

Система «off-line» обработки экспериментальных данных установки ИСТРА-М

Описана система «off-line» обработки экспериментальных данных, получаемых с установки ИСТРА-М: калибровка детекторов установки, реконструкция событий, кинематический и статистический анализы. Описан ряд новых подходов к решению задач, связанных с «off-line» обработкой экспериментальных данных в области физики высоких энергий: аналитическое представление компонент магнитного поля; оценка импульса заряженной частицы в магнитных спектрометрах; прослеживание треков частиц; кинематический анализ событий; минимизация  $\chi^2$ -функционалов со связями. На основе описанной системы обработано  $\approx 10^7$  триггеров ( $\approx 250$  магнитных лент) экспериментальных данных, полученных в течение двух сеансов на ускорителе У-70 в Протвино в 1992 г. Обработка магнитных лент проводилась на персональных компьютерах. Получены первые физические результаты.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна, 1995

Перевод авторов

Artemov V.M. et al.

P10-95-334

The System for «Off-Line» Processing of Experimental Data of the ISTRA-M Setup

The system for «off-line» processing of experimental data, obtained on the ISTRA-M setup is described: calibration of the setup detectors, event reconstruction, kinematical and statistical analysis. A series of new approaches for solving the problems concerning the «off-line» processing of experimental data in the high energy physics — analytic representation of the magnetic field components, charged particle momentum estimation in magnetic spectrometers, particle track propagation, kinematical analysis, minimizing  $\chi^2$  functionals with constraints — are described. On the basis of the described system  $\approx 10^7$  triggers ( $\approx 250$  magnetic tapes) of experimental data, obtained during the two runs of 1992 on U-70 accelerator in Protvino, have been processed. Magnetic tape processing was fulfilled on personal computers. The first physical results are obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 1995

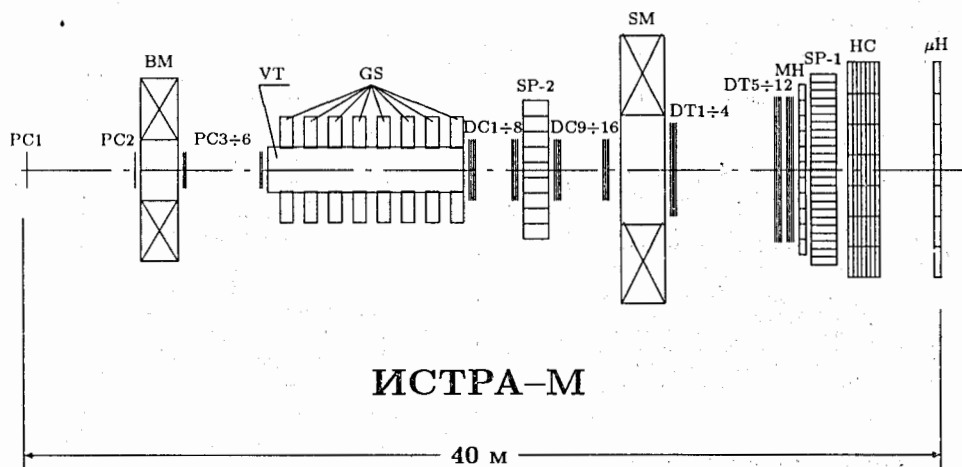


Рис. 1. Конфигурация модернизированной установки ИСТРА-М.

PC — пропорциональные камеры; BM — пучковый магнит; VT — распадный объём; GS — охранная система; DC — дрейфовые камеры; SP-2 — черенковский спектрометр; SM — спектрометрический магнит; DT — дрейфовые трубки; MH — матричный годоскоп; SP-1 — черенковский спектрометр; HC — адронный калориметр;  $\mu\text{H}$  — мюонный годоскоп.

## 1 Введение

В 1975 году Институтом ядерных исследований АН СССР была инициирована программа исследования редких распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов на ускорителе У-70 в ИФВЭ (г. Протвино). Установка ИСТРА, адекватная решению этой задачи, была создана и успешно запущена на канале адронов с энергией  $\approx 25$  ГэВ на У-70. К середине восьмидесятых годов на этой установке была получена серия интересных результатов по распадам  $K$ -мезонов, большая часть из которых была представлена на международных конференциях и вошла в таблицы элементарных частиц [1, 2, 3, 4, 5, 6].

В конце восьмидесятых годов установка была существенно модернизирована. Окончательная конфигурация установки ИСТРА-М, созданной в результате такой модернизации, показана на рис.1.

В настоящей работе описана система "off-line" обработки экспериментальных данных, которая была создана для обработки данных с установки ИСТРА-М. Общая схема этой системы представлена на рис.2, где выделены основные её стадии: калибровка детекторов, реконструкция событий и кинематический анализ. Описан ряд новых подходов к решению задач, связанных с "off-line" обработкой

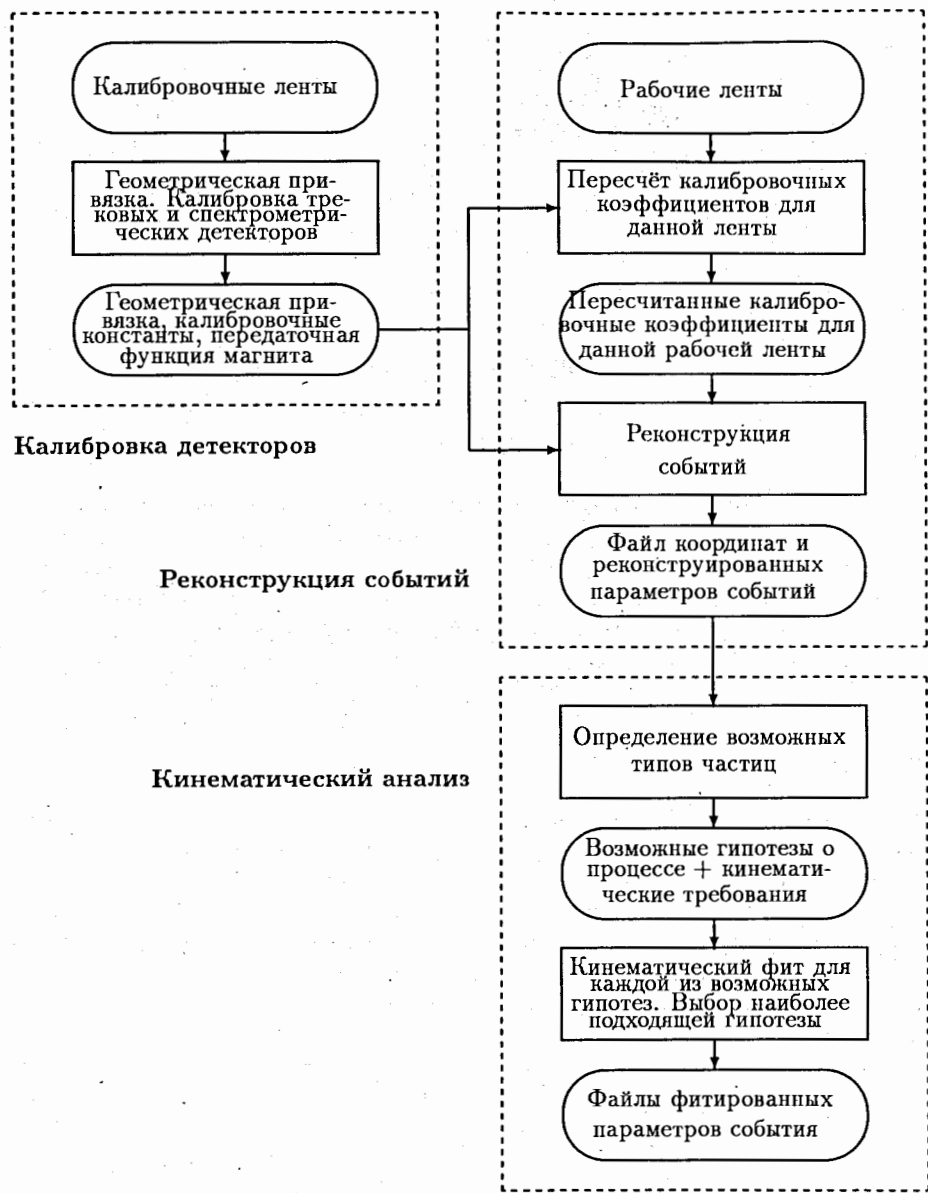


Рис. 2. Общая схема системы обработки экспериментальных данных установки ИСТРА-М.

экспериментальных данных в области физики высоких энергий: аналитического представления компонент магнитного поля; оценки импульса заряженной частицы в магнитных спектрометрах; прослеживания треков частиц; кинематического анализа событий; минимизации  $\chi^2$ -функционалов со связями.

## 2 Детекторы установки ИСТРА-М

Две пучковые пропорциональные камеры PC1 и PC2, измеряющие Y-координату, определяют угол входа заряженной частицы в пучковый магнит ВМ по вертикальному направлению, соответствующему основной компоненте магнитного поля в ВМ. Далее два дуплета PC3, PC4 (X, Y) и PC5, PC6 (X, Y) таких же камер измеряют направление траектории пучковой частицы на выходе из магнита. Камеры PC1, PC2 и камеры PC4, PC6, измеряющие координаты трека по главной отклоняющей преекции соответственно до и после магнита, в сочетании с магнитом позволяют определить импульс пучковой частицы. Чувствительная площадь камер —  $10 \times 10 \text{ см}^2$ . Принципиально новая технология изготовления проволочных камер детально описана в работе [7].

Область, где распадается пучковая частица, представляет собой тонкостенную трубу VT из дюралюминия с майларовыми окнами на входе и выходе частицы, откачиваемую до форвакуума с целью уменьшения многократного рассеяния и фоновых взаимодействий. Длина трубы 9 м, диаметр — 33 см, толщина стенок — 0.3 см. Давление в трубе  $10^{-2}$  Тор.

Для подавления событий с  $\gamma$ -квантами, вылетающими за апертуру спектрометра SP-2, распадный объём окружён восемью кольцами черенковских счётчиков охранной системы GS, распределённых вдоль трубы. В каждом кольце — восемь счётчиков из свинцового стекла ТФ-1 поперечным размером  $20 \times 20 \text{ см}^2$  и длиной 40 см по пучку.

За распадным объёмом расположена трековая система, состоящая из шестнадцати плоскостей дрейфовых камер DC1÷DC16, которые служат для восстановления вершины распада и измерения углов входа вторичных частиц в спектрометрический магнит. Дрейфовые камеры скомпонованы в четыре пакета, каждый из которых состоит из двух плоскостей, измеряющих X-координату, и двух плоскостей, измеряющих Y-координату. Для решения лево-правой неоднозначности одноимённые плоскости в квартете смещены по соответствующей координате на величину, равную половине шага между проволочками. Эффективная площадь регистрации первого пакета камер DC1÷DC4 равна  $32 \times 32 \text{ см}^2$ , второго пакета DC5÷DC8 —  $48 \times 48 \text{ см}^2$ , третьего и четвёртого пакетов DC9÷DC12 и DC13÷DC16 —  $80 \times 48 \text{ см}^2$ . В центральной части рабочей области каждой DC в месте прохождения пучка в камерах организовано локальное подавление эффективности регистрации заряженных частиц (так называемый "beam killer"). Конструкция и методика изготовления камер детально описаны в работах [8,9].

Между вторым и третьим квартетами дрейфовых камер установлен черенко-

вский спектрометр полного поглощения SP-2 для регистрации вторичных электронов и  $\gamma$ -квантов, летящих под большими углами и не попадающих в спектрометр SP-1. Он представляет собой стенку поперечным размером  $90 \times 90 \text{ см}^2$  с отверстием  $30 \times 30 \text{ см}^2$  в центре для прохождения пучка и продуктов распада. Спектрометр содержит 72 модуля свинцового стекла марки ТФ-1 размерами  $10 \times 10 \times 35 \text{ см}^3$ , просматриваемыми спектрометрическими фотоумножителями ФЭУ-139.

Для определения импульсов вторичных частиц за дрейфовыми камерами располагается спектрометрический магнит SM с межполюсным зазором 70 см [10, 11]. Измерение карты магнитного поля показало, что неоднородность поля в пределах межполюсного зазора 10–15%. При рабочем токе магнита  $\approx 3 \text{ кА}$  индукция поля по главной компоненте в центральной части магнита составляет  $\approx 10 \text{ кГс}$ .

Траектория вторичной заряженной частицы после спектрометрического магнита регистрируется трековой системой, состоящей из двенадцати плоскостей дрейфовых трубок DT1÷DT12. Они скомпонованы в три пакета — по четыре плоскости в каждом пакете. Шесть плоскостей дрейфовых трубок измеряют X-координату и шесть плоскостей — Y-координату. Одноимённые камеры в пакете сдвинуты друг относительно друга на половину диаметра трубы. Эффективная площадь регистрации первого пакета трубок DT1÷DT4 равна  $64 \times 64 \text{ см}^2$ , второго и третьего пакетов DT5÷DT8 и DT9÷DT12 —  $96 \times 96 \text{ см}^2$ .

За последним пакетом дрейфовых трубок установлен матричный годоскоп MN. Он представляет собой матрицу  $11 \times 11$  квадратных ячеек размерами  $10 \times 10 \text{ см}^2$  (с отсутствующей центральной ячейкой), регистрирующих прохождение заряженной частицы. Матричный годоскоп предназначен для идентификации (вместе с дрейфовыми камерами и дрейфовыми трубками) пространственных треков вторичных частиц в случае, если их число больше единицы.

Одним из центральных детекторов установки является электромагнитный калориметр SP-1 — 576 каналный черенковский спектрометр полного поглощения [12]. Он представляет собой матрицу  $24 \times 24$  из счётчиков размером  $5.2 \times 5.2 \times 20 \text{ см}^3$  из свинцового стекла марки ТФ-5, с отсутствующими четырьмя центральными счётчиками, в месте прохождения частиц пучка. Спектрометр SP-1 определяет количество электромагнитных ливней, измеряет их энергию и координаты.

Непосредственно за спектрометром SP-1 расположен адронный калориметр HC [13], предназначенный для измерения энергий адронов, для улучшения разделения электронов ( $\gamma$ -квантов) и адронов, а также для идентификации мюонов. HC представляет собой детектор типа сэндвич с апертурой  $140 \times 140 \text{ см}^2$ , в котором годоскопические сцинтилляционные плоскости прослоены стальными конверторами толщиной 2 см. Калориметр разделён на семь продольных идентичных секций (5.2 ядерных длин). Каждая секция содержит две годоскопические плоскости. Годоскопические плоскости в каждой секции собраны из 7 сцинтилляционных пластин длиной 140 см, шириной 20 см и толщиной (по пучку) 0.5 см. В чередующихся годоскопических плоскостях для измерения X- и Y-координат сцинтилляционные пластины располагаются перпендикулярно друг к другу. В центральной части детектора имеется сквозное отверстие диаметром 20 см для пропуска пучка.

Последним детектором установки является мюонный идентификатор  $\mu\text{H}$ , который отделён от адронного калориметра железным поглотителем толщиной  $\approx 200 \text{ см}$  по пучку. Толщина железа выбрана с учётом полного поглощения адронов, вследствие ядерных взаимодействий и электронов, вследствие радиационных потерь.  $\mu\text{H}$  представляет собой матрицу  $7 \times 7$  квадратных ячеек размером  $20 \times 20 \text{ см}^2$  (с отсутствующей центральной ячейкой), регистрирующих прохождение мюона.

### 3 Калибровка детекторов установки

Пространственной реконструкции событий предшествует обработка результатов специализированных экспозиций (калибровочных измерений), предназначенных для геометрической привязки детекторов, координатной калибровки трековых детекторов и энергетической калибровки спектрометрических детекторов. Задачи процедуры калибровки следующие:

- определить геометрическую привязку всех детекторов установки к выбранной общей системе координат, т.е. определить набор констант, характеризующих пространственное расположение детекторов;
- определить калибровочные константы трековых детекторов, т.е. определить параметры функции преобразования амплитуд сигналов, поступающих из каналов детекторов, в координаты;
- определить калибровочные константы ливневых детекторов, т.е. определить коэффициенты перевода амплитуд сигналов, поступающих из спектрометрических каналов, в энергии;
- определить передаточную функцию спектрометрического магнита, т.е. определить параметры функции, которая описывает зависимость угла отклонения заряженной частицы при её прохождении через магнитное поле, от величины импульса частицы.

#### 3.1 Трековые детекторы

##### 3.1.1 Пропорциональные камеры

Шесть плоскостей узкозорных пропорциональных камер PC1÷PC6 составляют трековую систему пучковой части установки. Шаг анодных проволок камер —  $0.11 \pm 0.0001 \text{ см}$  — задаёт ошибку измерения координат  $0.11/\sqrt{12} = 0.0318 \text{ см}$ . Средняя эффективность камер составляет  $\approx 96\%$ ;

С пропорциональными камерами PC3÷PC6 была связана общая система координат. Направления X- и Y-осей были выбраны следующим образом: если смотреть по направлению пучка (направление оси Z), то ось X лежит в горизонтальной плоскости и направлена справа налево, а ось Y — в вертикальной плоскости и направлена снизу вверх. Начало осей было определено так: в каждой из четырёх камер

РС3÷РС6 строился профиль пучка, и за начало соответствующей оси в месте расположения данной камеры выбиралась проволока с максимальным отсчётом.

Плоскости пропорциональных камер устанавливались вдоль линии пучка и перпендикулярно к ней. Линия пучка определяется геодезически с высокой точностью.

Геометрическая привязка камер РС1 и РС2 к общей системе координат определяется фитированием на данных, набранных при выключенном магните ВМ. Треки проводятся по точкам на плоскостях камер после магнита и продолжают до плоскостей РС1 и РС2. Таким образом проделана геометрическая привязка этих камер к общей системе координат с ошибкой 0.05 см.

### 3.1.2 Дрейфовые камеры и дрейфовые трубки

Трековая система магнитного спектрометра вторичных частиц состоит из шестнадцати плоскостей дрейфовых камер DC1÷DC16 и двенадцати плоскостей дрейфовых трубок DT1÷DT12.

Задача калибровки дрейфовых камер и трубок состоит в следующем: для каждой сигнальной проволоки определить её координату  $X_0$  в общей системе координат (т.е. определить геометрическую привязку) и калибровочные коэффициенты (скорость дрейфа  $V$  и кабельную задержку  $N_0$ ), переводящие код времени дрейфа  $N$  с ВЦП, выданный детектором, в координату  $X$  в общей системе координат по формуле

$$X = X_0 + s \cdot V \cdot (N - N_0),$$

где  $s = \pm 1$  в зависимости от того, с какой стороны от проволоки прошёл трек.

Калибровка происходит в два этапа.

На первом этапе определяются геометрическая привязка детекторов к общей системе координат и калибровочные коэффициенты с использованием калибровочной ленты. Для этой цели было проведено облучение установки мюонным пучком при выключенном магните. Предполагается, что треки мюонов прямые, и мюоны проходят через всю установку не распадаясь.

На этом этапе калибровки дрейфовых камер и трубок используется следующая процедура. С помощью пропорциональных камер РС3÷РС6 падаются треки мюонов и определяются координаты их пересечения с плоскостями DC и DT. Найденным таким образом координатам ставятся в соответствие коды времён дрейфа. На большой статистике строятся зависимости среднего значения кода времени от координаты для каждой из плоскостей камер. Эти распределения имеют характерный пилообразный вид. Минимумы этих распределений соответствуют координатам  $X_0$  сигнальных проволок, а максимумы — координатам границ дрейфовых промежутков. Тангенсы углов наклона отрезков "пилы" можно использовать для определения скоростей дрейфа  $V$ , а коды времён в минимумах соответствуют кабельным задержкам  $N_0$ . Однако оценки двух последних величин могут быть серьезно смещены из-за статистического искажения зависимости. Фитированием полученных зависимостей находятся значения  $X_0$ ,  $V$  и  $N_0$  для каждой из статистически обеспеченных сигнальных проволок.

Второй этап калибровки заключается в уточнении значений калибровочных коэффициентов  $V$  и  $N_0$  для текущей рабочей ленты, связанном с изменениями параметров электроники во времени. Поправка значений коэффициентов происходит во время первого прохода программы реконструкции событий (рис.2). Вычисленные на первом этапе значения калибровочных коэффициентов используются в качестве начальных приближений для следующей итерационной процедуры.

С использованием значений калибровочных коэффициентов, вычисленных на предыдущей итерации, находятся треки частиц, зарегистрированные дрейфовыми камерами и трубками, и пересчитываются координаты пересечения этих треков с плоскостями DC и DT. Для каждой сигнальной проволоки на большой статистике минимизируется функционал вида

$$\sum_{i=1}^M (X_0 + s \cdot V \cdot (N^i - N_0) - X_c^i)^2 = \min,$$

где  $X_0$  — координата проволоки;  $s = \pm 1$  в зависимости от того, с какой стороны от проволоки прошёл трек;  $N^i$  — код времени дрейфа;  $X_c^i$  — координата пересечения плоскости камеры с проведённым треком;  $M$  — количество проведённых треков, участвующих в фите. В результате минимизации функционалов определяются новые, более точные значения  $V$  и  $N_0$  для каждого дрейфового промежутка, которые используются при проведении треков на следующей итерации.

Процедура повторяется до достижения сходимости.

Была также сделана оценка разрешения и эффективности трековых детекторов. Средняя эффективность дрейфовых камер и трубок  $\approx 80\%$ , разрешение  $\approx 600$  мкм.

## 3.2 Годоскопические детекторы

Геометрическая привязка матричного годоскопа МН и мюонного детектора  $\mu$ Н к общей системе координат делается с использованием калибровочной ленты, на которой записаны события с проходящими мюонами (т.е. мюонами, которые проходят через всю установку не распадаясь).

При определении геометрической привязки годоскопических детекторов (детекторов с ячеистой структурой) находятся такие геометрические константы, при которых достигается максимальная эффективность регистрации частицы ячейками детектора<sup>1</sup>.

Для определения эффективности работы ячеек МН по системе трековых детекторов выделяется трек частицы, продолжается до плоскости годоскопа и определяется ячейка МН, через которую проходит частица. Эффективность работы какой-

<sup>1</sup>Поворот плоскости МН вокруг оси  $Z$  общей системы координат или их неперпендикулярность приводит к тому, что эффективный размер ячеек получается меньше, чем физический их размер. Поэтому под геометрическими константами кроме координат какой-то фиксированной точки детектора в общей системе координат подразумевается также эффективный размер ячеек детектора.

то ячейки вычисляется как процентное соотношение числа срабатываний данной ячейки к числу проходящих через неё частиц.

Процедура геометрической привязки мюонного детектора  $\mu\text{H}$  к общей системе координат аналогична той, которая применяется при геометрической привязке матричного годоскопа с той лишь разницей, что вычисленные значения эффективностей ячеек  $\mu\text{H}$  относительно и не отражают физических характеристик детектора, т.к. при их вычислении треки частиц проводятся по прямой, без учёта рассеяния частиц в железе, при прохождении через которое происходит потеря определённого числа частиц, оценить которую мы не можем.

### 3.3 Калориметры

#### 3.3.1 Электромагнитные калориметры

Калибровка электромагнитных калориметров SP-1 [15] и SP-2 выполняется стандартным способом [16] с помощью расфокусированного пучка электронов с энергией 10 ГэВ. Статистика для "off-line" калибровки набиралась для каждого модуля отдельно при направленном в центр этого модуля пучке.

С целью повышения точности нахождения калибровочных коэффициентов делается предварительный отбор калибровочных событий. Это связано с примесью в пучке электронов другой энергии, с возможными утечками электромагнитного ливня на краях спектрометра и т.д.

Калибровочные коэффициенты определяются на множестве отобранных событий путём минимизации функционала

$$\chi^2 \equiv \sum_j \left( \sum_i \alpha_i A_i^j - E_0 \right)^2.$$

Здесь:  $j$  — номер отобранного события;  $i$  — номер счётчика;  $A_i^j$  — амплитуда в соответствующем счётчике;  $E_0 = 10$  ГэВ — энергия калибровочного пучка;  $\alpha_i$  — искомые калибровочные коэффициенты.

Калибровочные коэффициенты определялись также другим — итерационным методом [17], который обычно используется при "on-line" калибровке спектрометра.

Сравнение калибровочных коэффициентов, вычисленных итерационным методом, с результатами, полученными с помощью минимизации функционала, показало незначительное различие значений калибровочных коэффициентов, а ширина распределений, характеризующих энергетическое разрешение спектрометра, практически одинакова.

Получены следующие зависимости энергетического и координатного разрешений спектрометра SP-1 от энергии:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.045 + \frac{0.08}{\sqrt{E}},$$

$$\sigma_{X,Y} = \frac{0.68 \text{ см}}{\sqrt{E}} \cdot c \frac{x_0}{d},$$

где  $E$  — энергия электрона;  $x_0$  — координата электрона относительно границы двух рядов счётчиков, которую пересекает ливень;  $d = 5.2$  см — поперечный размер счётчика.

При энергии 10 ГэВ энергетическое разрешение спектрометра SP-2 составляет  $\sigma_E/E = 0.044$ .

Геометрическая привязка SP-1 к общей системе координат делалась на статистике, записанной на пучке электронов с энергией 10 ГэВ при выключенном магните. Геометрические константы определяются фитированием точек треков, проведённых трековыми детекторами, и координат ливней, вычисленных по энерговыделениям в SP-1 (см. п.4.6).

При точной геометрической привязке спектрометра средние значения распределений  $X_{TR} - X_{SP}$  и  $Y_{TR} - Y_{SP}$  (где  $X_{TR}, Y_{TR}$  — координаты точки пересечения трека с плоскостью SP-1,  $X_{SP}, Y_{SP}$  — координаты ливня в SP-1) равны нулю. Ошибки этих распределений задают ошибки определения координат центра ливня в спектрометре, включающие в себя также ошибки геометрической привязки. Для SP-1 получается  $\sigma_X = \sigma_Y = 0.167$  см.

Поскольку спектрометр SP-2 имеет низкое разрешение по углу (малое расстояние от распадного объёма при его поперечных размерах  $10 \times 10 \text{ см}^2$ ), он используется только для измерения энергии электронов и  $\gamma$ -квантов, и процедура геометрической привязки SP-2 к общей системе координат аналогична той, которая применяется при геометрической привязке матричного годоскопа (см. п.3.2).

#### 3.3.2 Адронный калориметр

Калибровка адронного калориметра ПС проводилась на мюонном и на пионном пучках. Измерение энергетического разрешения калориметра было выполнено на пучке пионов с энергией 25 ГэВ и на электронном пучке с энергией 10 ГэВ [13, 14].

Сигнал от проникающего мюона в среднем соответствует энергии адрона около 1.7 ГэВ. Разрешение по энергии для электронов соответствует энергетической зависимости

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.38}{\sqrt{E}},$$

а для адронов

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.02 + \frac{0.55}{\sqrt{E}}.$$

Процедура геометрической привязки адронного калориметра к общей системе координат аналогична той, которая применяется при геометрической привязке матричного годоскопа (см. п.3.2) с той лишь разницей, что под срабатыванием ячейки ПС подразумевается срабатывание одной и той же ячейки по крайней мере в пяти секциях калориметра по каждой из X- и Y-проекций, что является признаком прохождения мюона через калориметр. Эффективность здесь означает эффективность регистрации проходящих мюонов по такому "геометрическому" признаку мюона.

### 3.4 Спектрометрический магнит

Компоненты поля измерялись с шагом 10 мм по  $X$  координате, 20 мм по  $Y$ -координате и 20 мм по  $Z$ -координате в объёме  $640 \times 860 \times 2440$  мм<sup>3</sup> приблизительно в 90000 точках.

Для аналитического представления компонент магнитного поля [18] применяется полиномиальная модель, описанная в [19]. При этом для достижения необходимой точности весь измеренный объём подразделяется на кубические объёмы, количество и размеры которых выбираются в зависимости от требуемой точности. Таким образом достигается необходимая точность представления компонент магнитного поля без применения сложных моделей, требующих большого количества компьютерного времени и оперативной памяти (см., например, [20, 21, 22]).

Весь измеренный объём был разделён на 150 кубов, т.е. общее число коэффициентов составило 7500. Точность аналитического представления компонент магнитного поля оценивалась по разнице между измеренным и вычисленным (с помощью полинома) значениями компоненты в точке измерения. Средняя погрешность представления основной компоненты во всём измеренном объёме составила 0.5%, а в кубах центрального межполосного зазора, где значения компоненты максимальны, погрешность меньше чем 0.1%.

## 4 Реконструкция событий

Стадия пространственной реконструкции (или распознавания образа) события состоит из анализа измерений с целью определения наиболее вероятных значений различных величин — таких, как координаты, пространственные углы, кривизна или импульс, энергия или скорость — которые должны быть назначены каждой частице до и после взаимодействия. К тому же определяются ошибки, связываемые с каждой из этих величин. Реконструкция событий производится за два прохода рабочей ленты. Во время первого прохода происходит поправка калибровочных констант, связанная с изменениями параметров электроники во времени. Основными задачами второго прохода программы пространственной реконструкции событий являются:

- геометрическая реконструкция событий — восстановление треков заряженных частиц и определение вершин распадов;
- вычисление импульсов заряженных частиц;
- реконструкция ливней в электромагнитных и адронном калориметрах — распознавание ливней и вычисление их характеристик;
- установка реакций детекторов идентификации типов частиц на прохождение частицы (электромагнитного и адронного калориметров и мюонного детектора).

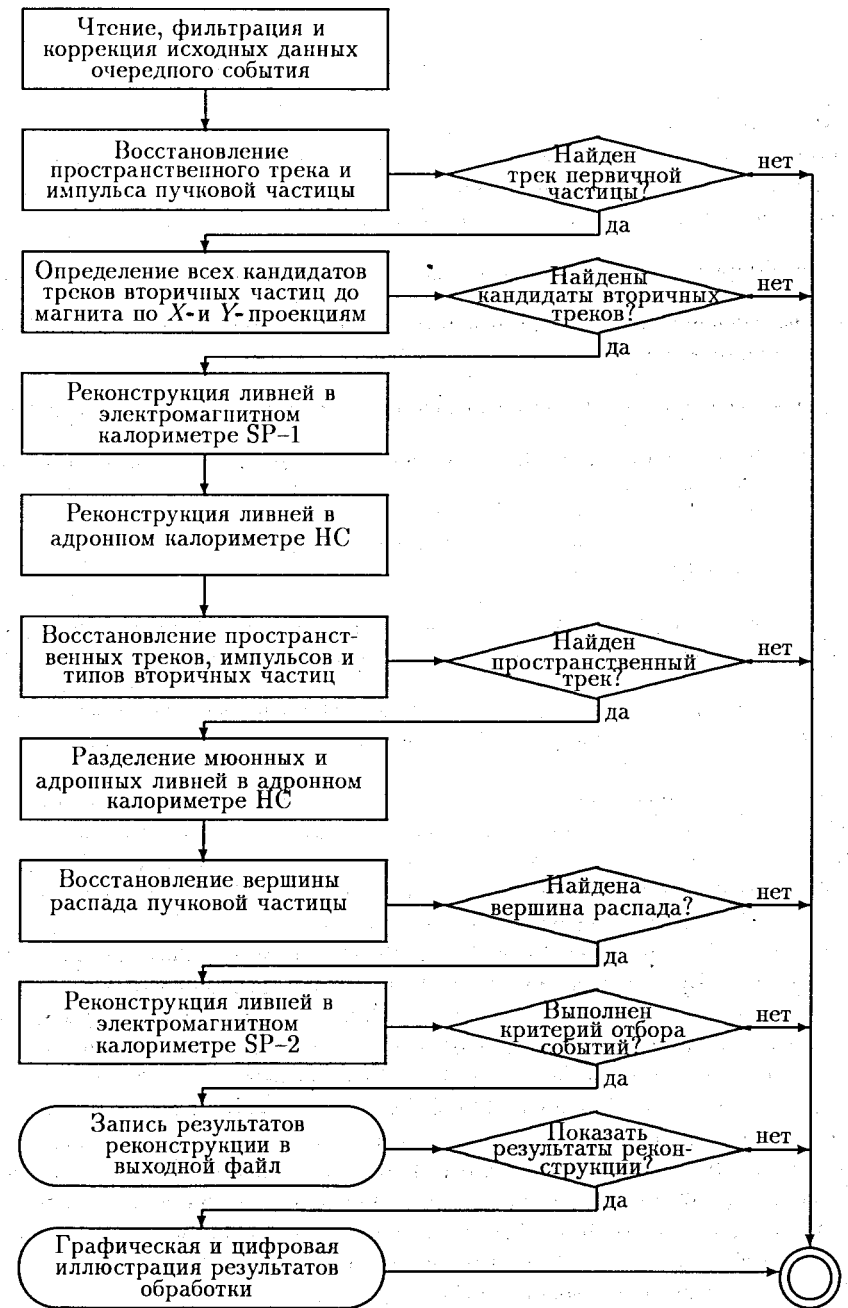


Рис. 3. Общая блок-схема программы реконструкции события



Решение всех задач, связанных с реконструкцией событий, реализовано в программе, общая блок-схема которой приведена на рис.3.

Входными данными для программы реконструкции событий являются исходные данные, непосредственно прочитанные с магнитных лент. После чтения данных очередного события с магнитной ленты происходит коррекция и фильтрация исходных данных, которая заключается в следующем:

- декодировка данных, прочитанных с магнитной ленты в упакованном виде;
- разделение информации, соответствующей зарегистрированной детектором частице, от вспомогательной информации;
- исключение информации с каналов детекторов, подверженных генерации;
- установка соответствия между физическими каналами детекторов и прочитанными данными;
- поправка исходных данных, учитывающая изменения параметров считывающей системы во времени;
- отбраковка события в случае, когда количество прочитанных данных недостаточно для проведения всей процедуры реконструкции.

После такой первичной обработки данные поступают на вход различным модулям программы реконструкции, выполняющим обработку данных конкретного детектора.

По данным с пропорциональных камер РС1÷РС6 (номерам плоскостей РС и номерам сработавших на них проволочек) восстанавливается пространственный трек пучковой частицы и её импульс (см. п.4.1). Если пространственный трек не восстанавливается, то данное событие исключается из дальнейшей обработки, и программа переходит к обработке нового события.

Затем определяются всевозможные прямые по X- и Y-проекциям, которые в дальнейшем могут быть ассоциированы в пространственные треки вторичных частиц до спектрометрического магнита (см. п.4.3). При этом используется информация с дрейфовых камер DC1÷DC16: номера плоскостей, сработавших на них проволочек, кодировщиков и коды времён дрейфа. Если не выделен кандидат хотя бы по одной из проекций, то данное событие исключается из дальнейшей обработки.

Входными параметрами программы реконструкции ливней в электромагнитном калориметре SP-1 (см. п.4.6) являются данные, поступившие с каналов спектрометра: номера сработавших счётчиков спектрометра и значения поступивших с них амплитуд. Для каждого выделенного в спектрометре ливня программа выдаёт её энергию и координаты, а также информационное слово, используемое в дальнейшем при идентификации свойств ливня.

Информация, поступившая с каналов адронного калориметра HC, позволяет восстановить энергию и координаты ливней в HC по каждой из X- и Y-проекций,

а также установить для них признак мюона, проходящего через калориметр (см. п.4.8).

Информация о кандидатах треков вторичных частиц до спектрометрического магнита по X- и Y-проекциям, информация о ливнях, зарегистрированных на калориметрах SP-1 и HC, вместе с прочитанными данными с дрейфовых трубок DT1÷DT12 (номера плоскостей, сработавших на них проволочек и коды времён дрейфа) с матричного годоскопа МП и мюонного детектора  $\mu\Pi$  (номера сработавших ячеек) используются для окончательного полного восстановления пространственных треков вторичных частиц путём их прослеживания после магнита, а также для восстановления импульсов и возможных типов частиц (см. п.4.4). Если импульс и пространственный трек вторичных частиц не восстанавливаются, то данное событие исключается из дальнейшей обработки.

После того, как восстановлены пространственные треки вторичных частиц, рассматриваются проекции ливней, выделенных в адронном калориметре, с целью идентификации X- и Y-проекций, принадлежащих одному и тому же ливню: установки соответствия ливней и пространственных треков: разделения мюонных и адронных ливней.

Далее с использованием полной информации о пространственных треках первичной и вторичных частиц восстанавливаются координаты вершины распада пучковой частицы (см. п.4.5). Если вершина распада не восстанавливается, то данное событие исключается из дальнейшей обработки.

Последней стадией обработки данных является реконструкция ливней в электромагнитном калориметре SP 2 (см. п.4.7). При этом используются данные, поступившие с каналов спектрометра: номера сработавших счётчиков спектрометра и значения поступивших с них амплитуд.

Перед тем как записать результаты реконструкции в выходной файл, в целях экономии времени и объёма внешней памяти, проверяются некоторые мягкие критерии отбора.

Для использования в отладочных целях в программе реконструкции предусмотрена возможность графической и цифровой иллюстрации результатов реконструкции, что даёт наглядное представление о происходящем процессе в рассматриваемом событии.

#### 4.1 Восстановление трека и импульса пучковой частицы

При восстановлении трека пучковой частицы после пучкового магнита ВМ накладывается условие единственности срабатывания на каждой из камер РС3, РС4, РС5, РС6. Под единственным срабатыванием подразумевается, что сработала или только одна проволочка, или только один кластер (пара соседних проволочек) на камере.

Вычисленные параметры трека после магнита вместе с точками трека, зарегистрированными до магнита камерами РС1 и РС2, используются для восстановления импульса первичной частицы.

Импульс пучковой частицы оценивается по параметрам трека частицы после пучкового магнита и по хотя бы одной точке трека до магнита из соотношения <sup>2</sup>

$$Y_R - Y_P = C \cdot \lambda,$$

где  $Y_R$  —  $Y$ -координата точки трека, зарегистрированной на некоторой плоскости до магнита;  $Y_P$  —  $Y$ -координата точки трека, продолженного по его параметрам после магнита до этой плоскости по прямой;  $\lambda = \pm 1/P$  — обратный импульс частицы со знаком заряда частицы;  $C$  — константа для данной плоскости, которая предварительно определяется по этой же формуле из специально набранных событий с известным значением импульсов.

При этом получены следующие ошибки определения импульса (включая ошибки геометрической привязки камер и ошибки определения координат):  $\delta P/P = 0.1$  при импульсах 25 ГэВ/с и  $\delta P/P = 0.06$  при импульсах 10 ГэВ/с.

## 4.2 Восстановление импульса заряженной частицы

При вычислении импульса вторичных частиц используется соотношение [23]

$$\theta_{yz} = \lambda f(x_0, y_0, x'_0, y'_0, \lambda),$$

где  $\theta_{yz}$  — угол отклонения частицы в плоскости, перпендикулярной "главной" компоненте магнитного поля,  $\lambda = P^{-1}$ , а  $f$  — непрерывно дифференцируемая функция переменных в скобках.

Для функции  $f$  отыскивается разложение в ряд Тейлора по пяти переменным  $x_0, y_0, x'_0, y'_0, \lambda$ .

Для нахождения коэффициентов этого разложения генерируется файл событий физического процесса с учётом всех деталей установки. Траектории частиц рассчитываются по методу Рунге-Кутты с использованием аналитического представления компонент магнитного поля [24]. Имея значения  $\theta_{yz}$ , соответствующие каждому из наборов  $x_0, y_0, x'_0, y'_0, \lambda$ , определяют коэффициенты разложения фитированием МНК.

Количество удерживаемых членов разложения и сами члены определяются эмпирически, судя по тому, как они влияют на точность оценки импульса.

В итоге расчётов мы остановились на аппроксимации с шестью коэффициентами (в разложении  $f$  входят степени  $\lambda$  не выше первой).

Разработанный метод вычисления импульса заряженной частицы в магнитных спектрометрах более экономичен по сравнению с широко используемым в настоящее время методом разложения в ряд по полиномам Чебышева [25]. В сравнении с ним описанный здесь метод даёт выигрыш в числе коэффициентов более чем на порядок, в числе машинных операций — приблизительно на два порядка (см., например, [25, 26, 27, 28]). К тому же он обладает большой простотой.

<sup>2</sup>Подробно метод восстановления импульса заряженной частицы описан в п.4.2.

Кроме этого, метод позволяет вычислить импульс частицы не только по углу её отклонения в магнитном поле (т.е. по параметрам трека до и после магнита), но и по параметрам трека до магнита и только по одной точке трека после магнита. Метод проверен на двух магнитных спектрометрах.

Для повышения точности восстановления импульса частицы коэффициенты разложения функции  $f$  находятся на калибровочном процессе [29].

## 4.3 Восстановление трека вторичной частицы до магнита

Метод восстановления проекций кандидатов треков вторичных заряженных частиц до спектрометрического магнита аналогичен методу шнуров.

При поиске треков учитывается то, что треки вторичных частиц представляют собой прямые линии, которые расходятся по мере удаления от вершины распада. Следовательно, плотность точек, образующих трек, в случае нескольких треков уменьшается по мере удаления от вершины, поэтому поиск треков начинается с последних плоскостей трековых детекторов.

Кроме этого, треки вторичных частиц выходят из конца распадного объёма, поэтому поиск точек треков происходит в некотором конусе поиска, вершиной которого является первая выбранная точка трека, а основанием — конец распадной трубы.

По мере добавления точек в трек либо сужается конус поиска (при поиске третьей точки), либо предсказывается точка (при поиске четвёртой, пятой и т.д. точек) на следующей плоскости путём проведения прямой по уже отобранному трек (трём, четырём и т.д.) точкам. Такой предварительный отбор позволяет резко сократить число кандидатов в трек и ускорить процесс поиска.

Ввиду большого количества кандидатов в треки процесс их отбора проводится динамически, по мере накопления кандидатов.

Тестирование алгоритма восстановления проекций кандидатов треков вторичных частиц проводилось на смоделированном физическом процессе. При моделировании была введена возможность регулировки уровня фона, эффективности регистрации плоскостей трековых детекторов и размывания истинных точек треков на случайную величину, распределённую по нормальному закону с заданной ошибкой.

Для проверки качества работы алгоритма в жёстких условиях, моделирование было проведено с уровнем фона 100%, 200% и 300%, что во много раз превышает расчётный уровень, который меньше чем 24%.

Для событий с одной вторичной частицей при 100% уровне фона и ошибке регистрации точек 0.06 см эффективность восстановления истинных треков составила почти 100%.

Кроме этого, в 12% событий выделяются ложные треки (которые, однако, исключаются после процедуры прослеживания треков).

#### 4.4 Восстановление полного пространственного трека вторичной частицы

Алгоритм восстановления полного пространственного трека частицы основан на процедуре прослеживания после спектрометрического магнита пространственного трека вторичной частицы, восстановленного до магнита.

При прослеживании пространственного трека после магнита исходили из того, что параметры пространственного трека частицы до магнита и точка этого трека после магнита однозначно задают импульс этой частицы. Следовательно, после магнита должны быть выделены те точки, которым соответствует одинаковое (в пределах выбранной ошибки) значение импульса при заданных параметрах трека до магнита.

Прослеживание трека после спектрометрического магнита проводится методом предсказания. Для предсказания точки трека на некоторой плоскости после магнита используется передаточная функция магнита — функция, описывающая зависимость между параметрами трека до магнита, импульсом частицы и точкой трека на плоскости после магнита.

Такой подход позволяет определить параметры трека после магнита даже по одной единственной точке (для этого вычисляется импульс по этой точке, а затем определяется ещё одна точка трека по вычисленному импульсу с использованием передаточной функции магнита).

Одновременно, при прослеживании трека происходит идентификация  $X$ - и  $Y$ -проекций пространственного трека, вычисляется импульс частицы и устанавливается признак, определяющий возможный тип частицы.

Тестирование алгоритма прослеживания проводилось на смоделированном физическом процессе. При моделировании была введена возможность регулирования уровня фона, эффективности регистрации плоскостей трековых детекторов и размазывания истинных точек треков на случайную величину, распределённую по нормальному закону с заданной ошибкой.

Для проверки качества работы алгоритма в жёстких условиях, моделирование было проведено с уровнем фона 100%, 200% и 300%, что во много раз превышает расчётный уровень, который меньше чем 24%.

Для событий с одной вторичной частицей при 100% уровне фона и ошибке регистрации точек 0.065 см эффективность распознавания треков составила почти 100%.

#### 4.5 Восстановление вершины распада

После того как выделены трек первичной частицы и все кандидаты в треки вторичных частиц, необходимо определить координаты вершины распада первичной частицы и параметры треков частиц, выходящих из этой вершины.

Все трековые детекторы установки установлены вне воздействия магнитного поля, поэтому трек первичной частицы и все кандидаты в треки вторичных частиц

являются прямолинейными и представляются в виде:

$$x = A_X + B_X \cdot z, \text{ в } X\text{-проекции.}$$

$$y = A_Y + B_Y \cdot z, \text{ в } Y\text{-проекции;}$$

и задача заключается в следующем: надо определить координаты  $X_v, Y_v, Z_v$ , вершины и углы наклона каждого трека так, чтобы сумма расстояний между точками треков при  $Z = Z_v$  была бы минимальной.

Эта задача решается с помощью минимизации функционала

$$\chi^2 \equiv \sum_{k=1}^N \left( \sum_{i=1}^{M_X^k} \left( \frac{X_v + B_X^k (Z_i^k - Z_v) - X_i^k}{\sigma_{X_i^k}} \right)^2 + \sum_{j=1}^{M_Y^k} \left( \frac{Y_v + B_Y^k (Z_j^k - Z_v) - Y_j^k}{\sigma_{Y_j^k}} \right)^2 \right),$$

где  $X_i^k, Z_i^k$  —  $X$ - и  $Z$ -координаты  $i$ -й измеренной точки  $k$ -го трека по  $X$ -проекции;  $Y_j^k, Z_j^k$  —  $Y$ - и  $Z$ -координаты  $j$ -й измеренной точки  $k$ -го трека по  $Y$ -проекции;  $\sigma_{X_i^k}, \sigma_{Y_j^k}$  — ошибки измерения координат  $X_i^k$  и  $Y_j^k$ , соответственно;  $M_X^k, M_Y^k$  — количество измеренных точек на  $k$ -м треке по  $X$ - и  $Y$ -проекции, соответственно;  $N$  — количество треков, выходящих из вершины распада (трек первичной частицы включительно). И  $3 + 2N$  фитируемых параметров:  $X_v, Y_v, Z_v$  — координаты вершины;  $B_X^k, B_Y^k$  — уточнённые параметры  $k$ -го трека в представлении:

$$x = X_v + B_X^k (z - Z_v), \text{ в } X\text{-проекции } k\text{-го трека,}$$

$$y = Y_v + B_Y^k (z - Z_v), \text{ в } Y\text{-проекции } k\text{-го трека.}$$

Если после минимизации функционала значение нормализованного  $\chi^2$  больше некоторого порогового значения, то это означает, что среди выделенных кандидатов во вторичные треки есть "ложный" трек, т.е. трек, который не выходит из вершины распада. В этом случае из всех кандидатов во вторичные треки исключается из дальнейшего рассмотрения тот трек, который даёт максимальный вклад в  $\chi^2$ , и проводится повторное фитирование искомым параметров без точек этого "ложного" трека.

#### 4.6 Реконструкция ливней в спектрометре SP-1

Алгоритм реконструкции ливней в электромагнитном калориметре SP-1 подробно описан в работе [30]. Этот алгоритм, как и алгоритм реконструкции ливней в спектрометре SP-2, основывается на некоторых предположениях о структуре электромагнитного ливня (сигнала от электрона и  $\gamma$ -кванта) в спектрометре, таких, как количество ячеек, занимаемых кластером электромагнитного ливня, соотношение между величинами энерговыделений в разных ячейках кластера и др.

При поиске ливней в SP-1 определяется непрерывная область срабатывания ячеек спектрометра помещающаяся в квадрат размером  $6 \times 6$  ячеек. После этого

в этой области ищется счётчик с максимальным энерговыделением. Затем проверяется наличие сигналов вне девятки счётчиков ( $3 \times 3$ ) с центром в найденном максимуме. Отсутствие таких сигналов означает одиночный ливень. Если сигналы присутствуют, то среди них ищется максимальный (центр второго ливня), и происходит разделение этих двух ливней.

Алгоритмом реконструкции ливней предусмотрено разделение трёх видов перекрытий электромагнитных ливней в зависимости от количества счётчиков в перекрытии.

Для каждого восстановленного ливня по энерговыделениям в счётчиках вычисляется его энергия,  $X$ - и  $Y$ -координаты, а также слово, содержащее информацию о ливне (об утечках энергии за границы спектрометра, о степени перекрытия ливней и т.д.)

#### 4.7 Реконструкция ливней в спектрометре SP-2

Алгоритм реконструкции ливней в спектрометре SP-2 основывается на некоторых предположениях о структуре электромагнитного ливня (сигнала от электрона и  $\gamma$ -кванта) в спектрометре, таких, как количество ячеек, занимаемых кластером электромагнитного ливня, соотношение между величинами энерговыделений в разных ячейках кластера и др.

При поиске каждого нового ливня среди всех счётчиков спектрометра определяется счётчик с максимальным энерговыделением — центр ливня. Затем ищется центр другого ливня, перекрывающегося с данным.

Если такого ливня нет, то первый ливень считается изолированным, и проверяются условия, которым должен удовлетворять электромагнитный ливень.

Если имеет место перекрытие двух ливней, то происходит разделение этих двух ливней. Алгоритмом реконструкции ливней предусмотрено разделение четырёх видов перекрытий электромагнитных ливней в зависимости от количества счётчиков в перекрытии.

Для каждого восстановленного ливня по энерговыделениям в счётчиках вычисляется его энергия,  $X$ - и  $Y$ -координаты (по центру тяжести) [31], а также слово, содержащее информацию о ливне (об утечках энергии за границы спектрометра, о степени перекрытия ливней и т.д.)

#### 4.8 Реконструкция ливней в адронном калориметре

Структура адронного калориметра позволяет рассмотреть его как семь секций — плоскостей ячеистой структуры, расположенных вдоль направления пучка и состоящих из  $7 \times 7$  ячеек размером  $20 \times 20$  см<sup>2</sup> [13, 14].

Из-за больших размеров ячеек калориметра и большого поперечного размера развивающихся в нём адронных ливней точность определения координат ливней недостаточна для того, чтобы установить соответствие между пространственным

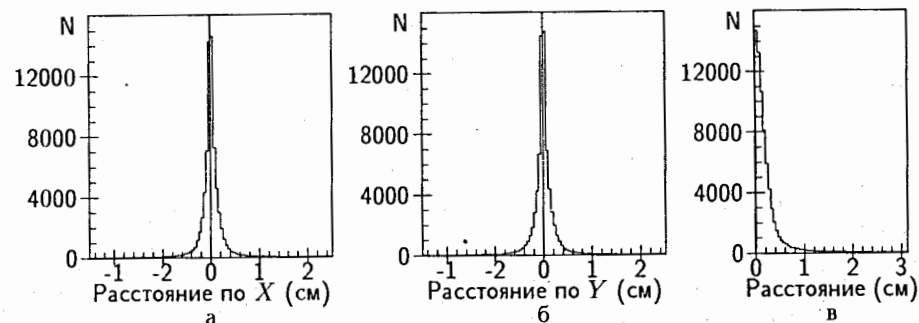


Рис. 4. Расстояние между точками первичного и вторичного треков после фита вершины при  $Z = Z_{\text{вершины}}$ : а — по  $X$ -координате; б — по  $Y$ -координате; в — в пространстве.

треком вторичной частицы и адронным ливнем в калориметре. Мюоны же, проходящие через адронный калориметр, оставляют сигналы только в ячейках, через которые они прошли, вследствие чего мюон в калориметре выделяется с высокой надёжностью, а координаты мюона на входе в калориметр определяются с точностью до размера одной ячейки.

Поэтому при реконструкции ливней в адронном калориметре сначала выделяются сигналы от мюона, а остальное энерговыделение в калориметре присваивается адрону.

При этом учитывается также то, что траектория мюона, входящего в апертуру калориметра под углом, может перейти из одной ячейки на соседнюю по мере прохождения вдоль калориметра и что сигнал от проникающего мюона в среднем соответствует энергии адрона около 1.7 ГэВ.

#### 4.9 Результаты реконструкции событий

В результате реконструкции событий создаётся файл координат и реконструированных параметров событий (параметров треков, импульсов частиц, вершин распадов, энергий и координат ливней и т.д.), который используется для кинематического анализа событий.

Кроме этого создаются также некоторые вспомогательные файлы: протокольный файл, файл распределений и др.

В файл распределений записываются массивы некоторых распределений, которые набираются в процессе реконструкции событий. Такие распределения помогают следить за ходом реконструкции, а также за качеством работы различных узлов установки в процессе набора экспериментальной информации.

Гистограммы некоторых из таких распределений по разным характеристикам приведены на рисунках 4÷8.

Для графического вывода необходимой информации для персональных ком-

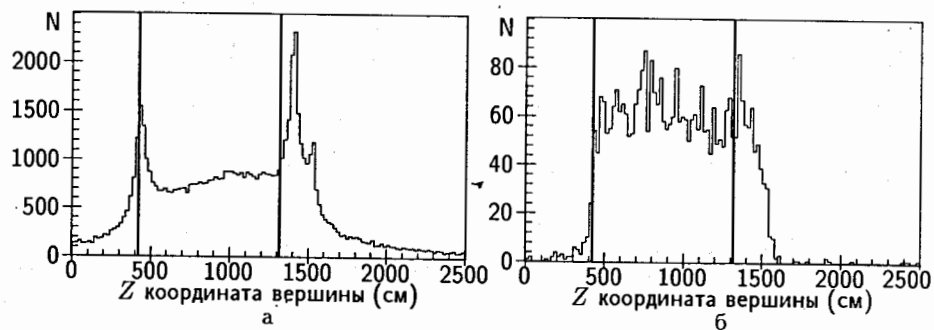


Рис. 5. Отфитированные Z-координаты вершины: а — события с одной вторичной частицей; б — события с тремя вторичными частицами.

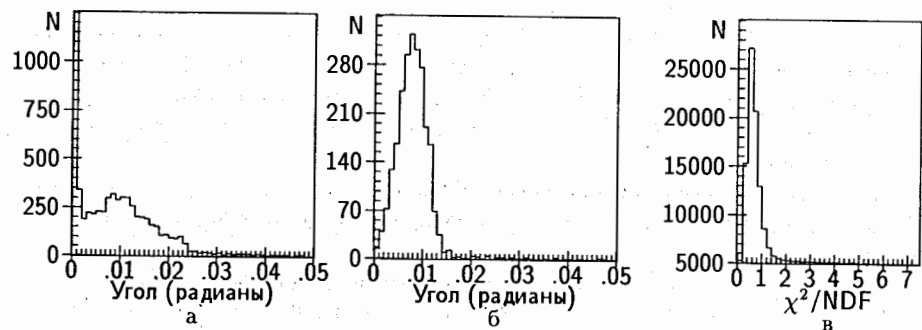


Рис. 6. Угол между треками первичной и вторичных частиц после фита вершины: а — события с одной вторичной частицей; б — события с тремя вторичными частицами. в —  $\chi^2/NDF$  фита вершины.

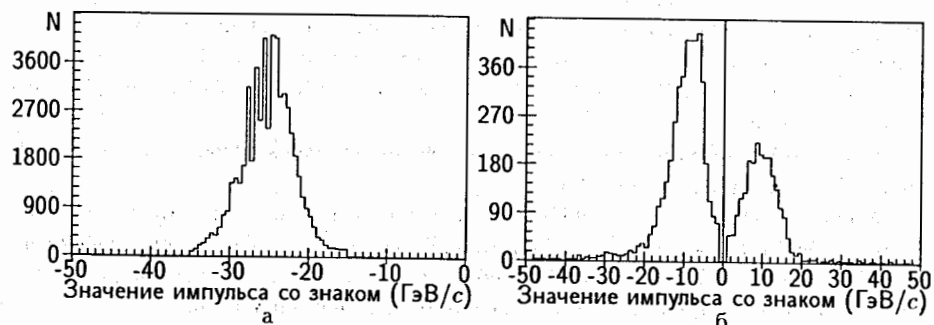


Рис. 7. Значение восстановленного импульса со знаком частицы: а — пучковой частицы; б — вторичных частиц (события с тремя вторичными частицами).

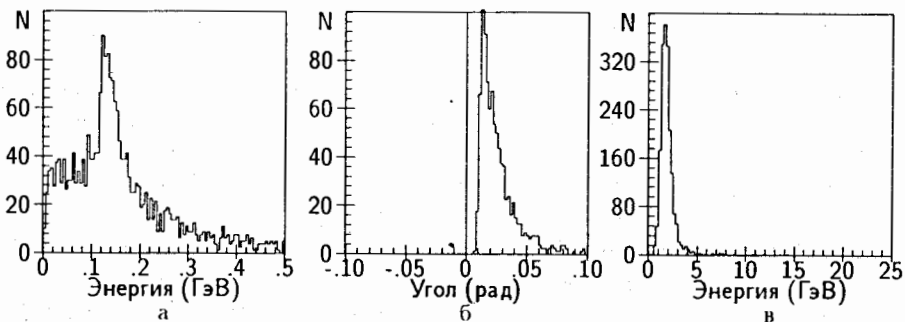


Рис. 8. Результаты восстановления параметров тестового распада  $K_{\pi^2}^-$ : а — эффективная масса  $\pi^0$ ; б — угол между двумя  $\gamma$ -квантами. в — энергия, соответствующая прохождению мюона через ПС.

пьютеров адаптирован известный графический пакет ГРАФОР [32]. В пакет добавлено несколько новых подпрограмм для наиболее полного использования возможностей персональных компьютеров.

## 5 Кинематический анализ событий

Кинематический анализ событий — последняя стадия в процессе распознавания физического события. На стадии кинематического анализа результаты пространственной реконструкции вместе с законами сохранения используются для интерпретации рассматриваемого взаимодействия. Кинематический анализ необходим для идентификации каналов распада, а также для уточнения кинематических переменных, соответствующих каждой частице.

По откликам детекторов делается предположение о типах вторичных частиц (см. рис.2). Исходя из этого выдвигается возможная гипотеза о процессе, вследствие чего формулируются определённые кинематические требования в виде соответствующих законов сохранения. Затем проводится фит с использованием этих требований и непосредственно измеренных координат события. Восстановленные на стадии реконструкции параметры события используются в качестве начальных значений во время фита.

Параметры события, полученные после кинематического фита, хранятся для их последующего статистического анализа с целью изучения интересующего процесса.

### 5.1 Выдвижение возможных гипотез

Возможные гипотезы о физическом процессе выдвигаются исходя из топологии события: количества вторичных заряженных частиц, их возможных типов и количества  $\gamma$ -квантов в данном событии.

В результате распада  $K^-$ -мезона может образоваться одна или три вторичных заряженных частицы. Вторичными заряженными частицами могут быть: электрон,  $\pi$ -мезон или мюон. Признак, определяющий возможный тип для каждой вторичной частицы, устанавливается во время реконструкции событий в виде откликов детекторов идентификации типа частицы: электромагнитного калориметра SP-1, адронного калориметра HC и мюонного детектора  $\mu H$  (см. п.4 и п.4.4).

Вторичная частица может быть идентифицирована как электрон, если в SP-1 выделен электромагнитный ливень, центр которого отстоит от точки трека, продолженного до плоскости спектрометра по прямой, не более, чем на величину ячейки SP-1. При этом значение импульса частицы, вычисленное по магнитному спектрометру, может отличаться от значения энергии, выделенного в SP-1, не более, чем на 2.5 ошибки.

Вторичная частица может быть идентифицирована как мюон, если её трек проходит через те ячейки HC, в которых обнаружен сигнал от проходящего мюона (см. п.4.8) или если есть срабатывание на  $\mu H$ . При этом энерговыделение от данной частицы в SP-1 не должно превышать 0.7 ГэВ.

Вторичная частица может быть идентифицирована как  $\pi$ -мезон, если в HC выделен адронный ливень, или если частица не имеет признаков мюона и электрона.

При определении возможного типа частицы используются также величины энерговыделений в спектрометре SP-1 и адронном калориметре HC (подробнее об идентификации типов вторичных частиц см. в [33]).

Кроме вторичных заряженных частиц в результате распада  $K^-$ -мезона может образоваться также до 6  $\gamma$ -квантов. Значения энергий и координат  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных в электромагнитном калориметре SP-1, используются в фите в качестве измеренных параметров события. Информация о  $\gamma$ -квантах, зарегистрированных в калориметре SP-2 и в охранной системе GS, используется для определения их количества в распаде. Параметры этих (недостающих)  $\gamma$ -квантов и других нейтральных частиц (которые не регистрируются ни одним из детекторов установки) вычисляются в результате фита.

## 5.2 Кинематический фит

К проблеме кинематического анализа событий применён новый подход [34]. В отличие от традиционного подхода, где кинематический фит проводится с использованием восстановленных параметров события (углов, импульсов и т.д.), в предложенном подходе фит проводится с использованием непосредственно измеренных координат события. Такой подход позволяет избегать неточностей, связанных с определением ошибок восстановленных параметров события.

Традиционная схема обработки данных выглядит примерно так (рис.9(а)): вначале проводится геометрическая реконструкция событий, т.е. при помощи координат треков находятся углы, импульсы, координаты вершин событий и т.д. Затем (и это является функцией кинематического фита) при определённых предположениях

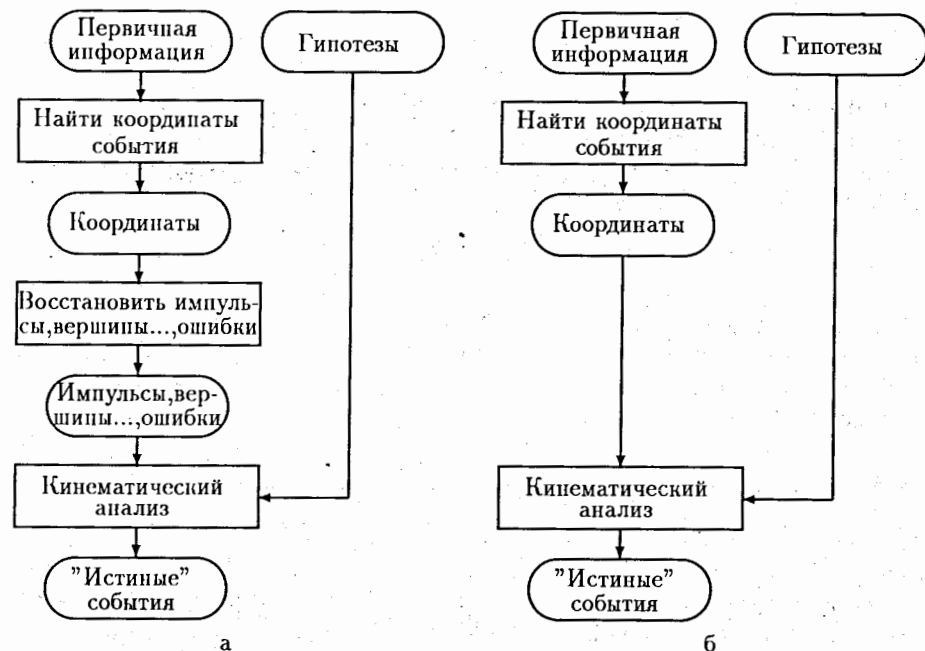


Рис. 9. Традиционная (а) и предлагаемая (б) схемы обработки данных.

о типе процесса, проводится его идентификация с привлечением законов сохранения. Технически это выглядит так: записывается  $\chi^2$ -функционал, в котором фигурируют в явном виде оценки параметров, найденных в процессе геометрической реконструкции, и их матрица ошибок и затем проводится его минимизация с наложением уравнений связи, выражающих законы сохранения. Минимизация проводится различными способами: методом множителей Лагранжа [35, 36] или методом с использованием дополнительного квадратичного члена [37]. При использовании методики минимизации с применением множителей Лагранжа в традиционном подходе функционал записывается в виде

$$M = \sum_{i,j} (X_i - X_i^m) S_{ij}^{-1} (X_j - X_j^m) + 2 \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} f_{\lambda}(X),$$

где:  $X_i^m$  — найденные на стадии реконструкции значения параметров: углов, импульсов и т.д.;  $S_{ij}^{-1}$  — их весовая матрица;  $X_i$  — "истинные", т.е. искомые значения тех же параметров;  $f_{\lambda}(X)$  — уравнения связи;  $X$  — вектор "истинных" параметров.

Наряду с таким подходом к системе обработки данных, возможен и другой подход: на первой стадии проводить распознавание события, т.е. ассоциацию измеренных координат в событие, а на второй проводить кинематическую идентификацию

события, используя непосредственно измеренные координаты (рис.9 б). Второй подход иногда предпочтительнее в связи с меньшим риском искажения информации. Кроме того, такая постановка задачи представляет самостоятельный интерес для общего случая минимизации функционала со связями. В таком подходе при использовании методики минимизации с применением множителей Лагранжа функционал записывается в виде

$$M = \sum_{i,j} [C_i(\mathbf{X}) - C_i^m] G_{ij} [C_j(\mathbf{X}) - C_j^m] + 2 \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} f_{\lambda}(\mathbf{X}).$$

Здесь:  $C_i^m$  — найденные на стадии распознавания координаты,  $G_{ij}^{-1}$  — их ковариационная матрица,  $\mathbf{X}$  — вектор искомых параметров (углы, импульсы, координаты вершин, ...),  $C_i(\mathbf{X})$  — "истинные" значения координат, которые являются известными функциями параметров.

### 5.3 Минимизация функционалов со связями

При проведении кинематического фита был применён новый, более экономный алгоритм минимизации  $\chi^2$ -функционалов со связями, основанный на линеаризации связей и последующим выражением части переменных через другие [38, 39, 40]. Алгоритм реализован в программе FUMIVI [40]. По сравнению с методом множителей Лагранжа этот алгоритм приводит к уменьшению вычислительных затрат. Кроме этого, алгоритм легко обобщается и на случай минимизации функционалов со связями типа неравенств, что является трудноразрешимой задачей в методе множителей Лагранжа.

Метод предназначен для решения задач нахождения минимума функционала

$$\chi^2 = \sum_{i,j}^{nf,nf} [C_i(\mathbf{X}) - C_i^m] G_{ij} [C_j(\mathbf{X}) - C_j^m]; \quad i, j = 1 \div nf, \quad (1)$$

при наличии связей

$$f_{\lambda}(\mathbf{X}) = 0; \quad \lambda = 1 \div nc. \quad (2)$$

Здесь:  $C_i(\mathbf{X})$  — измеряемые на опыте величины, которые являются функциями вектора неизвестных параметров  $\mathbf{X}$ ;  $C_i^m$  — измеренные значения функций  $C_i$ ;  $nf$  — число таких функций;  $G_{ij}$  — матрица, обратная матрице ошибок, т.е.

$$(G^{-1})_{ij} = E\{[C_i(\mathbf{X}) - E(C_i)][C_j(\mathbf{X}) - E(C_j)]\}.$$

Задача — найти такие значения параметров  $\mathbf{X}$ , которые обращают в минимум функционал (1) и одновременно удовлетворяют системе уравнений (2).

Функции  $C_i(\mathbf{X})$  и  $f_{\lambda}(\mathbf{X})$  — в общем случае нелинейные функции параметров  $\mathbf{X}$ .

В работах [38, 39, 40] изложен новый, более экономный метод решения задач подобного типа, даются выражения для матрицы ошибок параметров  $\mathbf{X}$ , излагается алгоритм поиска минимума.

Было проведено сравнение двух итерационных процессов — метода, описанного в этих работах, и метода множителей Лагранжа на одном и том же экспериментальном материале [31]. Результаты сравнения: при одних и тех же критериях сходимости решения совпадали, совпадали и матрицы ошибок и число итераций. Иначе говоря, численное сравнение показало полную эквивалентность этих двух методов. С практической точки зрения этот метод, по нашему мнению, предпочтительнее, т.к. он требует меньше вычислительной работы, чем метод множителей Лагранжа, и применим к более широкому классу задач.

## 6 Статистический анализ

Статистический анализ — завершающая стадия обработки данных. Целью этой стадии является сравнение экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей, получение оценок важных физических параметров. Для того чтобы проделать такое сравнение, надо провести расчёты эффективности регистрации (аксептанса) событий в реальных условиях.

При этом широко используются такие пакеты программ, как: интерактивный пакет RAW [41]; графический пакет ГРАФОР [32], адаптированный и расширенный авторами для работы на персональных компьютерах и для наиболее полного использования возможностей персональных компьютеров; программы минимизации FUMIL [42, 43] и др.

### 6.1 Расчёт эффективности регистрации установки

Для расчёта эффективностей регистрации распадов была создана программа моделирования методом Монте Карло.

Моделирование проводилось с учётом точной геометрии установки, характеристик всех детекторов, а также важнейших физических процессов (таких, как, например, кулоновское рассеяние), влияющих на эффективность регистрации. Программа моделирования протестирована на двух хорошо изученных процессах:  $K_{\mu 2}$  и  $K_{\mu 3}$ . В обоих случаях модель хорошо описывала экспериментальные спектры.

Программа моделирования была в частности использована для определения аксептанса установки при регистрации распада  $K_{\mu 3}$  [44].

## 7 Заключение

Установка ИСТРА-М создана на канале адронов с энергией  $\approx 25$  ГэВ на ускорителе У-70 ИФВЭ в г.Протвино.

В 1992 и 1994 годах на установке было проведено три сеанса, в течение которых набрано  $\approx 850$  магнитных лент экспериментальной информации ( $\approx 3.4 \cdot 10^7$  триггеров). В настоящее время обработано  $\approx 10^7$  триггеров ( $\approx 250$  магнитных лент) экспериментальных данных, полученных в течение двух сеансов 1992 года.

Обработка магнитных лент проводилась на персональных компьютерах. Полная обработка одной ленты, состоящая из двух этапов (калибровочного прохода ленты и реконструкции событий), требует до 1 часа компьютерного времени на IBM PC/486.

Получены первые физические результаты [44].

В заключение авторы выражают признательность дирекции ЛЯП, ОИЯИ, ИЯИ РАН, ИФВЭ, ЕрФИ за помощь в проведении работ, сотрудникам служб ускорителя ИФВЭ, СНЭО ОИЯИ за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N95-02-05973).

## Литература

- [1] Б. А. Арбузов и др., ИЯИ АН СССР, П-0018, Москва, 1975.
- [2] В. Н. Болотов и др., ЯФ, т.45, Москва, 1987, с.1652.
- [3] В. Н. Болотов и др., ЯФ, т.44, вып.1(7), Москва, 1986, с.117.
- [4] В. Н. Болотов и др., Письма в ЖЭТФ, т.42, вып.9, Москва, 1985, с.390.
- [5] В. Н. Болотов и др., ЯФ, т.44, вып.1(7), Москва, 1986, с.108.
- [6] В. Н. Болотов и др., ИЯИ АН СССР, П-0654, Москва, 1990.
- [7] G. Kalmar et al., Nucl. Instr. and Meth. **A307** (1991) 279.
- [8] H. Kalmar et al., "Physics at UNK", IHEP, Protvino, 1991, p.31.
- [9] А. Д. Волков и др., ИФВЭ-ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, с.101.
- [10] С. А. Бунятов и др., ИФВЭ-ОИЯИ, Д1,2,13-84-332, Дубна, 1984, с.130.
- [11] А. И. Григорьев и др., ИФВЭ-ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, с.94.
- [12] В. Н. Болотов и др., ИЯИ АН СССР, П-0428, Москва, 1985.
- [13] В. Н. Болотов и др., ИЯИ АН СССР, 802/93, Москва, 1993.
- [14] С. А. Волков, В. К. Семёнов, ИЯИ АН СССР, 801/93, Москва, 1993.
- [15] С. Н. Гниненко и др., ИЯИ АН СССР, П-0485, Москва, 1986.
- [16] Ф. Бинон и др., ИФВЭ, 80-141, Серпухов, 1980.
- [17] А. В. Кулик и др., ИФВЭ, 85-17, Серпухов, 1985.
- [18] А. Д. Волков и др., ОИЯИ, Р1-94-180, Дубна, 1994.

- [19] H. Wind, DH/67-7, DH/67-8. Journal of Comp. Phys.. vol.2, No.3, 1968, p.274.
- [20] H. Wind, Nucl. Instr. and Meth. **84** (1970) 117.
- [21] Ю. Д. Алешин и др., ИТЭФ, 121-89, Москва-ЦНИИАтоминформ, 1989.
- [22] П. А. Калинин, ИФВЭ, 76-65, Серпухов, 1976.
- [23] A. D. Volkov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A306** (1991) 278.
- [24] J. Myrheim and L. Bugge, Nucl. Instr. and Meth. **160** (1979) 43.
- [25] C. Lechanoine et al., Nucl. Instr. and Meth. **69** (1969) 122.
- [26] Ц. А. Амагуни и др., ИФВЭ, 82-142, Серпухов, 1982.
- [27] В. Б. Виноградов и др., ОИЯИ, Р1-83-390, Дубна, 1983.
- [28] Л. С. Ажгирей и др., ОИЯИ, Р10-12655, Дубна, 1979.
- [29] В. М. Артёмов и др., ОИЯИ, Р10-94-521, Дубна, 1994.
- [30] С. Н. Гниненко и др., ИЯИ АН СССР, П-0487, Москва, 1986.
- [31] Ю. Б. Бушнин и др., ИФВЭ, 72-34, Серпухов, 1972.
- [32] Ю. М. Балковский и др., Москва, Наука, 1985.
- [33] В. М. Артемов и др., ОИЯИ, Р , Дубна, 1995.
- [34] A. J. Ketikian et al., Nucl. Instr. and Meth. **A314** (1992) 572.
- [35] J. P. Berge et al., The Review of Scientific Instruments, 32, No.5, 1961.
- [36] R. Bock, CERN 60-30 (1960).
- [37] В. И. Мороз, ОИЯИ, Р-1958, Дубна, 1965.
- [38] A. J. Ketikian et al., Nucl. Instr. and Meth. **A314** (1992) 578.
- [39] A. J. Ketikian et al., СИЕР'92, Geneva, 1992, p.833.
- [40] V. S. Kurbatov, I. N. Silin, Nucl. Instr. and Meth. **A345** (1994) 346.
- [41] PAW, CERN Program Library Long Writeup Q121, CERN, 1992.
- [42] С. Н. Соколов, И. Н. Силин, ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
- [43] I. N. Silin, CERN, Program Library D510, 1971.
- [44] В. М. Артёмов и др., ОИЯИ, Р1-95-330, Дубна, 1995.