Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Факультет общей и
прикладной физики

Кафедра физики
высоких энергий

А.В. Ивашин

Исследование экзотических состояний с изоспином 3/2 на установке BEC.

Дипломная работа

Научный руководитель: *д.ф-м.н. А.М. Зайцев*

Рецензент: *н.с. В.Ф. Куршецов*

Протвино 2004

Оглавление

Глава 1.Введение 1

Глава 2.Установка ВЕС 3

Глава 3.Идентификация пучковой частицы 14

Глава 4.Эффективность трековых детекторов 18

Глава 5.Геометрия и эффективность годоскопа 28

Глава 6.Реакция $\pi^- A \to \pi^+ \pi^- A'$ 42

Глава 7.Реакция $\pi^- e^- \to \pi^- e^-$ 53

Глава 8.Реакция $K^- A \to K^- \pi^- A'$ 56

Глава 9.Реакция $K^- A \to K^- \pi^- \pi^0 A'$ 58

Глава 10.Заключение 65

Глава 11.Список литературы 66

1.Введение

Целью настоящей работы является попытка наблюдения экзотических состояний с изотопическим спином 3/2, способных распадаться на $K^-\pi^-$ и $K^-\pi^-\pi^0$, а также обнаружение и анализ различных аномалий эффективности установки ВЕС, которые на двухтрековых событиях в силу ряда причин проявляются наиболее сильно.

В настоящее время можно считать твердо установленным экспериментальным фактом существование $SU(3)$-синглета и $SU(3)$-октета мезонов, которые, вообще говоря, заметно перемешаны в силу приближенности $SU(3)$ симметрии. Возникает вопрос: существуют ли высшие $SU(3)$-мультиплеты мезонов? Сейчас существует много рассуждений на эту тему(см. например [7] и ссылки в этой работе), а также получены экспериментальные свидетельства в пользу существования объектов с экзотическими квантовыми числами, в том числе и на установке ВЕС(см. [8]). В частности, на установке ВЕС обнаружен P-волновой пик в системе $\eta\pi^-$ с массой 1.4 ГэВ и P-волновой пик $\eta'\pi^-$ с массой 1.6 ГэВ. Причем первый пик не наблюдается в системе $\eta'\pi^-$, из-за чего естественно отнести его к декуплету, поскольку состояние из декуплета может распадаться на два октета ($\eta\pi^-$) и не может распадаться на синглет и октет ($\eta'\pi^-$) и попытаться поискать другие P-волновые состояния из этого декуплета.

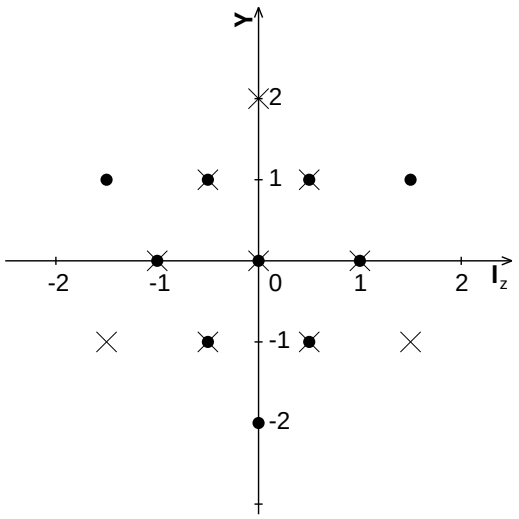

Рис.0.Графическое изображение SU(3) представлений 10(точки) и $\overline{10}$(кресты). По горизонтальной оси — z-проеция изоспина, по вертикальной — значения другого генератора алгебры Ли группы SU(3), коммутирующего со всей подгруппой изоспина группы SU(3)

Системы $K^-\pi^-$ и $K^-\pi^-\pi^0$ интересны тем, что имеют проекцию изотопического спина 3/2. Из кварка и антикварка нельзя построить состояние с такой проекцией изоспина, однако такие состояния появляются уже в декуплете и антидекуплете $SU(3)$ (см. рис.0, как известно, в алгебре Ли группы SU(3) существуют ровно два коммутирующих между собой генератора, в качестве одного из них принято выбирать генератор I_z SU(2)-подгруппы изоспина, а другой можно выбрать так, чтобы он коммутировал со *всеми* генераторами подгруппы изоспина, а не только с I_z; на рисунке по осям отложены собственные значения I_z и другого генератора для базисных векторов декуплета и антидекуплета) и могут рассматриваться как четырехкварковые состояния ($q\overline{q}q\overline{q}$). Поэтому открытие резонансов в системах $K^-\pi^-$ и $K^-\pi^-\pi^0$ (если эти резонансы вообще существуют) будет являться свидетельством наличия в природе высших мезонных $SU(3)$-мультиплетов.

Необходимо отметить, что система $K^-\pi^-$ уже изучалась в работе [1], где было показано отсутствие в этой системе резонанса в P-волне. Поэтому представляет интерес поискать резонанс в другом канале — $K^-\pi^-\pi^0$.

Эффективность установки изучается с использованием следующих реакций:

$$\pi^- A \to \pi^+\pi^-\pi^- A'$$
$$\pi^- e \to \pi^- e$$
$$\pi^- A \to \pi^-\pi^+ A'$$

Здесь и далее A и A' обозначают ядро мишени и ядро отдачи соответственно. В случае разрушения ядра A' обозначает всю совокупность медленных частиц, которые не детектируются.

Работа выполнена с использованием экспериментальных данных, набранных весной 1996 года(17-й сеанс). Установка работала на пучке π^-(с небольшой примесью K^-, e^- и $\tilde{p}$) с энергией 28 ГэВ и интенсивностью пучка $\sim 2.5 \cdot 10^6$ частиц/сброс при продолжительности сброса 1.2 с (полный цикл У-70 составляет 9.5 с).

Этот сеанс отличается повышенным содержанием K^- в пучке (за счет более низкой энергии пучка), неплохой работой пучковых черенковских счетчиков (что позволяет надежно разделять $\pi^-/K^-/\tilde{p}$), большой статистикой и сохранением различной дополнительной информации в реконструированных

данных(DST) по сравнению с 10-м сеансом. Последнее делает возможным определение эффективности проволочных камер,геометрии и эффективности триггерного годоскопа.

Следует, однако, отметить, что более низкая энергия пучка привела к его уширению (по сравнению с 37 ГэВ пучком) и следовательно к увеличению интенсивности гало. Как уже было отмечено выше интенсивность пучка (число одновременных срабатываний S_1, S_2, S_3, S_4 (см. гл.2)) составляла $\approx 2.5 \cdot 10^6$ частиц/сброс, и эта величина составляла всего $\approx 70\%$ от числа одновременных срабатываний S_1, S_2. Кроме того, трековые детекторы изначально работали не очень хорошо в силу ряда причин.

2.Установка BEC

Общее описание установки

Установка BEC является широкоапертурным магнитным спектрометром, предназначенным для регистрации заряженных треков и γ-квантов, возникающих при взаимодействии пучковой частицы в фиксированной мишени. Принята следующая система координат: ось Y направлена вертикально

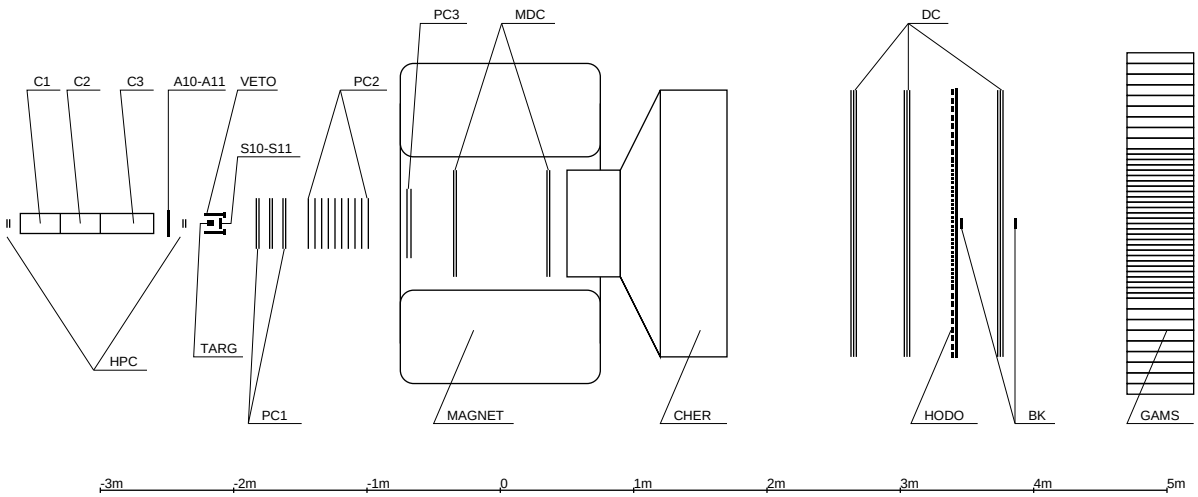

Рис.1. Установка BEC.

вверх, ось Z — по пучку, ось X дополняет тройку до правой, начало расположено в центре магнита. На рисунке 1 изображено YZ сечение установки, пучковая часть установки нарисована не в масштабе в связи с большой длиной($\sim$ 10 м). Установка расположена на канале 4Д ускорителя У70 и состоит из следующих детекторов(рис.1):

1.Пучковые сцинтилляционные счетчики *S1,S2,S3,S4* (на рисунке не показаны, расположены до мишени).

2.Пучковые черенковские счетчики *C1,C2,C3*.

3.Четыре двухплоскостные пучковые пропорциональные камеры *HPC*. Каждая камера состоит из X и Y плоскости с шагом проволочек 2 мм и чувствительной областью 64x64 мм^2 (на рисунке показаны не все камеры).

4.Счетчик *A10-A11* для подавления гало пучка. Представляет из себя пластину пластического сцинтиллятора с вырезанным круглым отверстием диаметром 4 см для пучка. Просматривается двумя ФЭУ.

5.Мишень(*TARG*). Бериллиевый цилиндр диаметром 4.5 см и длиной 5 см.

6.Охранная система(*VETO*). Состоит из двух частей. Первая представляет собой 4 сцинтилляционных счетчика, окружающих мишень с четырех сторон вокруг оси пучка. Вторая состоит из 6-ти счетчиков типа "сэндвич" свинец-сцинтиллятор, четыре из которых расположены также, как и у первой части, а два остальные впереди мишени(ограничивают сектор в XZ-плоскости). Сигналы от первой части участвуют в выработке триггера, в то время как со второй части просто оцифровываются, записываются на ленту и доступны при offline-обработке.

7.Сцинтилляционный счетчик *S10-S11*. Просматривается двумя ФЭУ.

8.Группа пропорциональных камер *PC1* . Состоит из трех двухплоскостных камер с чувствительной областью 448x384 мм^2 и шагом проволочек 2 мм. Каждая камера состоит X и Y плоскостей. Третья повернута вокруг оси Z на 15°.

9. Группа пропорциональных камер *PC2*. Состоит из 10-ти одноплоскостных камер — 4 Y плоскости и 6 X плоскостей. Порядок расположения по пучку такой: X Y X Y X Y X Y X X. Размер чувствительной области 576x384 мм^2, шаг проволочек 2 мм. По бокам первых двух X-камер подвешены конверторы(пластины из свинца толщиной 15 мм) для конверсии γ-квантов не попадающих в апертуру гамма-детектора и подавлении их на уровне триггера.

10. Пропорциональные камеры в зазоре магнита *PC3*. Представляют из себя 2 одноплоскостные Y-камеры развернутые на $\pm 8^\circ$ вокруг оси Z. Чувствительная зона 1088x530 мм^2, шаг проволочек 2 мм.

11. Магнит(*MAGNET*). Размер полюсов 1.5×2.5 м^2 (Z×X). Расстояние между полюсами 1 м. Интеграл поля 0.7 *ГэВ* (2.2 *Т·м*).

12. Группа микродрейфовых камер внутри магнита *MDC*. Состоит из двух двухплоскостных дрейфовых камер, работающих в пропорциональном режиме. Обе плоскости каждой камеры измеряют X координату. Чувствительная зона 1920x830 мм^2, шаг проволочек 6 мм, точность измерения координаты $\sim$ 300 мкм. Предназначены для увеличения точности измерения импульса трека, также для измерения импульса треков, которые по каким-то причинам не дали достаточное число срабатываний в *BDC*.

13. Группа больших дрейфовых камер *BDC*. Состоит из трех трехплоскостных камер, работающих в самогасящемся стримерном режиме(см.[2]). Каждая камера состоит из X,Y и V плоскости. В V-плоскости проволочки наклонены относительно оси X на $+37^\circ$ в первой и третьей камерах и на -37° во второй камере. Чувствительная зона 2560x1920 мм^2, шаг проволочек 1.6 мм(X,Y) и 1.92 мм(V), точность измерения координаты $\sim$ 300мкм. Порядок расположения плоскостей по пучку: X V Y Y V X X V Y. В связи с плохими загрузочными характеристиками СГС-режима в центральной области, где проходит непровзаимодействовавший пучок, сделаны нечувствительные зоны(*beam-killers*) диаметром $\sim$ 5 см путем приклеивания кусочков пластика к катодам.

14. Большой многоканальный пороговый черенковский счетчик(*CHER*). Предназначен для π/K сепарации заряженных треков.

15. Триггерный годоскоп(*HODO*). Служит для отсечения событий по множественности заряженных треков. Подробности в гл.5.

16. Beam-killers(*BK*). Представляют собой сцинтилляционные счетчики круглой формы диаметром $\approx$ 40 мм. Включены в триггер для подавления непровзаимодействовавшего пучка.

17. Гамма-детектор(*GAMS*). Представляет собой сборку из прямоугольных модулей из свинцового стекла размером 43x43x225 мм^3 в центральной части(38x32 модулей) и размером 86x86x225 мм^2 на периферии. В месте прохождения пучка 1 модуль удален.

Триггер

Триггер установки BEC является двухуровневым и коротко может быть описан следующим образом:

T0. Триггер нулевого уровня. Требуется срабатывание всех S_1, S_2, S_3, S_4,отсутствие сигнала в A_{10} и A_{11}, отсутствие одновременного срабатывания BK_1 и BK_2 и присутствие в S_{10} и S_{11} сигнала, соответствующего по амплитуде двум и более минимально ионизирующим частицам(2 *МэВ·см^2/г*). Формально это можно записать так:

$$T_0 = S_1 S_2 S_3 S_4 \overline{A}_{10} \overline{A}_{11} \overline{(BK_1 BK_2)} S_{10}(> 2mips) S_{11}(> 2mips)$$

Положительное решение стробирует регистры годоскопа.

T1. Триггер первого уровня. Анализирует множественность в годоскопе, а также требует отсутствия сигналов охранной системы *VETO*(4 сцинтилляционных счетчика) и с перекрытых конверторами проволочек первых двух X-камер *PC2*. Сформированные сигналы с элементов годоскопа фиксируются по нарастающему фронту в течение длительности строба от триггера нулевого уровня. Условия по множественности в годоскопе подробно описаны в гл.5. По-

ложительное решение запускает систему сбора данных, отрицательное — очищает регистры годоскопа.

Более полное описание некоторых аспектов установки можно найти в [3],[4],[5].

Программа моделирования Fast Monte Carlo

Для учета эффективности установки традиционно используется программа *Fast Monte Carlo*. Здесь кратко представлен алгоритм ее работы:

1. Каждый заряженный трек протягивается через установку при полном пренебрежении наличием вещества в последней и определяются номера проволочек в трековых детекторах вблизи которых прошел трек. В соответствии с таблицами эффективностей разыгрываются срабатывания ("хиты") проволочек. Нечувствительные зоны в *BDC* обрабатываются отдельно, так как используются "одномерные"(т.е. усредненные вдоль проволочек) эффективности. Кроме того, отсутствуют V-плоскости во всех *BDC* и повернутые камеры *PC3*. Трек принимается/отбрасывается, если получившаяся конфигурация срабатываний(хитов) позволяет восстановить трек программой реконструкции. Условия принятия трека следующие:

PC1&PC2. Требуется ≥ 4 хитов в X-плоскостях и ≥ 3 хитов в Y-плоскостях. Также выполняется обработка охранной системы на двух X-камерах *PC2*.

MDC&BDC. Если в *BDC* ≥ 2 хитов в X-плоскостях и ≥ 1 хитов в Y-плоскостях, то в *MDC* требуется 1 хит и трек считается "отметившимся" в *BDC*. Иначе в *MDC* требуется 2 хита. Всего в событии допускается ≤ 2 "неотметившихся" треков(иначе оно отбрасывается).

Для каждого трека также запоминаются координаты попадания в годоскоп и при попадании в BK_1 или BK_2 устанавливаются соответствующие флаги. Если какой-нибудь трек отбрасывается, то всё событие также отбрасывается.

2. После протяжки всех треков вычисляются сработавшие элементы годоскопа и проверяется множественность в полном соответствии с реальной триггерной логикой. Также проверяется отсутствие одновременного срабатывания BK_1 и BK_2. Если все в порядке — событие принимается.

Несмотря на то, что данная процедура не учитывает многократное рассеяние и вторичные взаимодействия в веществе детектора, она имеет право на существование по двум причинам:

1. Установка BEC достаточно "прозрачна".

2. Эта процедура работает на несколько порядков быстрее, чем программа, основанная на *GEANT*.

Когда эта процедура была применена для анализа реакции $\pi^- A \to \pi^-\pi^+ A'$, то сразу же возникли проблемы, связанные с неправильным учетом эффективности установки(см. гл.6 (система $\pi^+\pi^-$ хорошо изучена (см. напр. [6]), поэтому есть с чем сравнивать результат)). Внимательное изучение программы обнаружило следующие недостатки:

1. Используются эффективности 10-го сеанса, которые вообще говоря не имеют никакого отношения к 17-му.

2. Эффективности "одномерны" в смысле, указанном выше. Эффективность может меняться вдоль проволочки, например из-за загрязнения некоторых участков проволочки.

3. V-плоскости *BDC* не учитываются.

4. Неизвестна эффективность элементов годоскопа(и поэтому считается единичной). Это может быть не так, если, например, не достаточно поднято высокое напряжение на ФЭУ.

5. Условия, налагаемые на количество хитов в *BDC* кажутся очень слабыми. Например, двухтрековое событие будет гарантированно реконструировано, даже если оно не имеет ни одного хита в *BDC* и *PC3* при идеальной работе остальных камер! У этого утверждения есть 1 недостаток:

оно не было проверено экспериментально. А это необходимо сделать, учитывая запутанность применяемых алгоритмов реконструкции.

Проблемы 1 и 2 решаются в гл.4; 4 — в гл.5; 3 и 5 — в настоящей главе.

Программа реконструкции

Вообще говоря для установки BEC существует программа моделирования, основанная на *GEANT*. В данном случае эта программа интересна вовсе не точным учетом распространения частиц в веществе, а тем, что она может производить отклик детектора в формате реальной системы сбора данных установки. В принципе ничто не мешает для этих целей использовать простую программу типа *Fast Monte Carlo*+набор подпрограмм для преобразования хитов от проволочных камер в формат сырых данных. С помощью этой программы были сгенерированы двухтрековые события и изучена эффективность их реконструкции в зависимости от количества сработавших плоскостей *BDC*. Вся остальная часть трековой системы работала при этом идеально. Алгоритм программы реконструкции, использовавшейся в 17-м сеансе(без учета обработки *CHER, GAMS* и поиска вторичных вершин(например от распада K^0)) коротко можно описать следующим образом. После считывания события и произведения над данными из него неких преобразований(типа *время дрейфа* $\rightarrow$ *расстояние*), оно по очереди обрабатывается несколькими процедурами(*процессорами*), причем каждая процедура на выходе сохраняет результат обработки и он может быть использован следующими процессорами. Ниже процессоры приведены в том порядке, в котором они вызываются при реконструкции, для удобства приведены также их программные названия:

`DSBEAM`. Производит поиск пучкового трека, основываясь на информации с *HPC*. Если пучковый трек не найден, то событие отбрасывается.

`DSVRTN`. Производит поиск Y-проекций треков в *PC*. Для каждого хита в *PC* строится коридор с учетом допуска на вершину по Y и Z координатам и подсчитывается число других хитов, попавших в него. Если находится достаточное число хитов, то вычисляются и записываются параметры найденной проекции. При построении допуска на вершину учитываются данные от процессора `DSBEAM`.

`DSVERT`. Находит координаты вершины используя результаты `DSBEAM` и `DSVRTN`. Отбрасывает Y-проекции с расстоянием до вершины ≥ 6 см. Если число оставшихся Y-проекций < 2, то событие отбрасывается. Если все Y-проекции лежат в очень узком конусе, то Z-координата фиксируется в центре мишени. X-координата вершины вычисляется по пучковому треку.

`DSVRAN`. Производит дополнительный поиск Y-проекций тем же методом, что и `DSVRTN`, основываясь, однако, на координатах вершины от `DSVERT`.

`DSVRAN`. Производит поиск X-проекций. Этот и предыдущий процессоры совпадают, но вызываются для разных данных и с разными параметрами.

`DSVERS`. Выполняет перефитирование вершины в пространстве, используя найденные X- и Y-проекции треков и пучковый трек.

`DSSDRF`. Производит поиск хитов в Y-плоскостях *BDC* для найденных Y-проекций треков в *PC* (X-компонента магнитного поля мала и Y-проекции треков практически прямолинейны). Если 3 проекции и более не имеют ни одного хита в *BDC* на угловом расстоянии 20 мрад, то событие отбрасывается.

`DSDALI`. Если трек дал срабатывание сразу с трех (XVY) плоскостях одной *BDC*-камеры, то X,Y,V координаты связаны определенным условием, которое позволяет разрешать лево-правую неоднозначность хитов в дрейфовых камерах, а также находить тройки хитов, вызванные прохождением одного трека. Такие тройки называются *тройками Далица* и играют существенную роль в процессе реконструкции. Данный процессор занимается поиском троек Далица в *BDC*. Если не находится не одной такой тройки, то событие отбрасывается.

`DSCURV`. Выполняет цикл по всем Y-проекциям. Для каждого хита в Y-плоскостях BDC от данной Y-проекции находит соответствующую ему тройку Далица (если таковая имеется) и перебирает

все X-проекции в *PC*, приписывая им такой импульс, чтобы X-прокция прошла через текущую точку Далица. Потом прозводится поиск хитов в X и V плоскостях BDC для получившегося трека. Общее число таких хитов должно быть ≥ 3, включая тройку Далица, иначе такая комбинация X и Y проекций отбрасывается. Потом производится поиск хитов в MDC. Должен быть хотя бы один хит, иначе рассматриваемая комбинация X и Y проекций отбрасывается. После этого производится окончательное фитирование трека и сохранение его для дальнейшей обработки.

`DSSLCT`. Связи между X и Y проекциями, найденные предыдущей процедурой могут оказаться неоднозначными, в связи с чем данный процессор сохраняет варианты с большим числом хитов в *MDC+BDC* и лучшим χ^2 в случае равенства числа хитов. Если оказывается, что число несвязанных X и Y проекций не равно, то пытается снова перебрать комбинации от `DSCURV` с целью поиска "слипшихся" в *PC* треков.

`DSVRSF`. Выполняет окончательное перефитирование вершины, используя пучковый трек и треки, найденные `DSSLCT`. Если `DSSLCT` не нашел ни одного трека, то событие отбрасывается.

`DSIMPR`. *(Так называемая процедура подбора)* Выполняет дополнительный поиск треков, используя найденную вершину и несвязанные X и Y проекции в *PC*. Очень запутанный алгоритм.

Уже отсюда можно заключить, что для реконструкции события *необходимо* наличие хотя бы одного трека имеющего хотя бы одну тройку Далица и дополнительно 1 хит в X или V плоскости *BDC*. Ничего подобного в оригинальной версии *Fast Monte Carlo* нет.

Ниже представлены результаты трех упражнений, имеющих целью проиллюстрировать вышесказанное, а также качественно оценить эффективность процедуры подбора.

Упражнение 1

Здесь генерируются события $\pi^- A \rightarrow \pi^+\pi^- A'$ без ядра отдачи с инвариантной массой $\pi^+\pi^-$ 0.5 *ГэВ* и t-распределением взятым из эксперимента(экспонента с наклоном ~ -3 *ГэВ* $^{-2}$). Всего было сгенерировано 1000 событий. Распределение по инвариантной массе после выполнения реконструкции(в случае идеально работающих трековых детекторов) представлено на рис.2. Разрешение по массе равно 6.0 ± 0.2 *МэВ*. Возникает вопрос: что будет, если начать "выключать" определенные плоскости *BDC*(сразу для обоих треков)? Всего таких комбинаций(включено/выключено) $2^9 = 512$. Поэтому было сгенерировано 512000 событий, по 1000 событий на каждую комбинацию. Результат представлен в табл.1. Слева записана маска включения в восьмеричном виде. Каждый бит в маске установлен в 1 если соответствующая плоскость включена. Младшему биту соответствует первая по пучку плоскость, плоскости упорядочены по пучку (XVYYVXXVY). Справа в таблице записано число реконструированных событий.

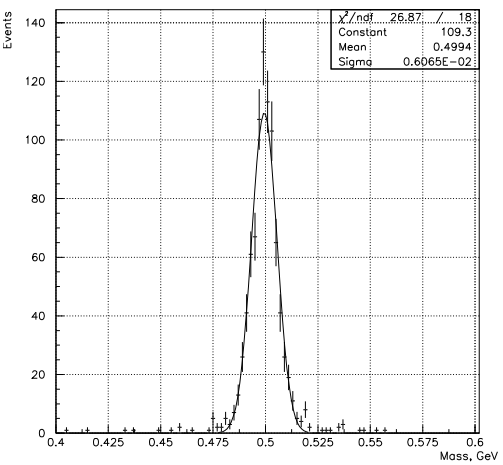

Рис.2. Распределение по инвариантной массе событий с массой 0.5 *ГэВ* после реконструкции.

Таблица 1.

Маска	События	Маска	События	Маска	События
000	0	001	0	002	0
003	0	004	0	005	0
006	0	007	0	010	0

011	0	012	0	013	0
014	0	015	0	016	0
017	0	020	0	021	0
022	0	023	0	024	0
025	0	026	0	027	794
030	0	031	0	032	0
033	0	034	0	035	0
036	0	037	807	040	0
041	0	042	0	043	0
044	0	045	0	046	0
047	855	050	0	051	0
052	0	053	0	054	0
055	0	056	0	057	852
060	0	061	0	062	0
063	0	064	0	065	0
066	0	067	860	070	0
071	858	072	800	073	860
074	0	075	857	076	817
077	895	100	0	101	0
102	0	103	0	104	0
105	0	106	0	107	848
110	0	111	0	112	0
113	0	114	0	115	0
116	0	117	845	120	0
121	0	122	0	123	0
124	0	125	0	126	0
127	858	130	0	131	0
132	0	133	0	134	0
135	0	136	0	137	857
140	0	141	0	142	0
143	0	144	0	145	0
146	0	147	864	150	0
151	0	152	0	153	0
154	0	155	0	156	0
157	860	160	0	161	0
162	0	163	0	164	0
165	0	166	0	167	866
170	854	171	863	172	862
173	865	174	855	175	864
176	861	177	896	200	0
201	0	202	0	203	0
204	0	205	0	206	0
207	788	210	0	211	0
212	0	213	0	214	0
215	0	216	0	217	786
220	0	221	0	222	0
223	0	224	0	225	0
226	0	227	845	230	0
231	0	232	0	233	0
234	0	235	0	236	0
237	844	240	0	241	0
242	0	243	0	244	0
245	0	246	0	247	860
250	0	251	0	252	0
253	0	254	0	255	0
256	0	257	858	260	0
261	0	262	0	263	0
264	0	265	0	266	0
267	864	270	773	271	858
272	838	273	861	274	796
275	857	276	849	277	896
300	0	301	0	302	0
303	0	304	0	305	0
306	0	307	854	310	0
311	0	312	0	313	0
314	0	315	0	316	0
317	852	320	0	321	0
322	0	323	0	324	0
325	0	326	0	327	862
330	0	331	0	332	0
333	0	334	0	335	0
336	0	337	859	340	0
341	0	342	0	343	0
344	0	345	0	346	0
347	866	350	0	351	0
352	0	353	0	354	0
355	0	356	0	357	861
360	0	361	0	362	0
363	0	364	0	365	0
366	0	367	867	370	860

371	864	372	865	373	865
374	856	375	864	376	860
377	897	400	0	401	0
402	0	403	0	404	0
405	0	406	0	407	0
410	0	411	0	412	0
413	0	414	0	415	0
416	0	417	0	420	0
421	0	422	0	423	0
424	0	425	0	426	0
427	787	430	0	431	0
432	0	433	0	434	0
435	0	436	0	437	782
440	0	441	0	442	0
443	0	444	0	445	0
446	0	447	842	450	0
451	0	452	0	453	0
454	0	455	0	456	0
457	832	460	0	461	0
462	0	463	0	464	0
465	0	466	0	467	849
470	0	471	849	472	810
473	855	474	0	475	846
476	809	477	892	500	0
501	0	502	0	503	0
504	0	505	0	506	0
507	836	510	0	511	0
512	0	513	0	514	0
515	0	516	0	517	827
520	0	521	0	522	0
523	0	524	0	525	0
526	0	527	849	530	0
531	0	532	0	533	0
534	0	535	0	536	0
537	837	540	0	541	0
542	0	543	0	544	0
545	0	546	0	547	853
550	0	551	0	552	0
553	0	554	0	555	0
556	0	557	842	560	0
561	0	562	0	563	0
564	0	565	0	566	0
567	854	570	847	571	858
572	858	573	859	574	844
575	855	576	851	577	896
600	0	601	0	602	0
603	0	604	0	605	0
606	0	607	780	610	0
611	0	612	0	613	0
614	0	615	0	616	0
617	775	620	0	621	0
622	0	623	0	624	0
625	0	626	0	627	831
630	0	631	0	632	0
633	0	634	0	635	0
636	0	637	825	640	0
641	0	642	0	643	0
644	0	645	0	646	0
647	850	650	0	651	0
652	0	653	0	654	0
655	0	656	0	657	839
660	0	661	0	662	0
663	0	664	0	665	0
666	0	667	852	670	793
671	855	672	841	673	857
674	788	675	848	676	835
677	894	700	0	701	869
702	798	703	873	704	0
705	867	706	821	707	895
710	0	711	868	712	821
713	873	714	0	715	861
716	817	717	893	720	795
721	872	722	852	723	875
724	817	725	870	726	861
727	896	730	825	731	872
732	863	733	873	734	817
735	863	736	853	737	893
740	867	741	873	742	871
743	875	744	865	745	872
746	869	747	898	750	867

751	874	752	871	753	874
754	860	755	865	756	862
757	896	760	871	761	875
762	874	763	874	764	869
765	870	766	868	767	900
770	896	771	896	772	897
773	898	774	892	775	895
776	896	777	900		

Отсюда следует, что нет событий, которые не удовлетворяют сформулированному выше необходимому условию реконструкции.

Упражнение 2

Цель — изучить эффективность процедуры подбора. Всё как в предыдущем упражнении, но плоскости выключаются только для одного трека — π^-. Результат представлен в таблице 2.

Таблица 2.

Маска	События	Маска	События	Маска	События
000	569	001	571	002	571
003	571	004	574	005	573
006	573	007	577	010	574
011	573	012	573	013	573
014	573	015	573	016	573
017	576	020	571	021	571
022	571	023	571	024	572
025	575	026	572	027	842
030	573	031	574	032	573
033	574	034	572	035	574
036	571	037	849	040	571
041	571	042	571	043	571
044	573	045	578	046	573
047	872	050	573	051	573
052	573	053	573	054	573
055	576	056	572	057	865
060	571	061	570	062	570
063	578	064	572	065	577
066	571	067	880	070	573
071	871	072	841	073	880
074	572	075	870	076	853
077	897	100	571	101	571
102	571	103	572	104	574
105	580	106	574	107	869
110	574	111	574	112	574
113	573	114	574	115	576
116	572	117	863	120	571
121	571	122	571	123	576
124	573	125	577	126	571
127	879	130	575	131	573
132	573	133	582	134	572
135	578	136	573	137	875
140	571	141	571	142	571
143	582	144	574	145	578
146	572	147	882	150	574
151	572	152	572	153	586
154	572	155	578	156	573
157	878	160	571	161	586
162	574	163	596	164	571
165	594	166	577	167	883
170	873	171	879	172	880
173	883	174	871	175	880
176	879	177	897	200	572
201	572	202	572	203	572
204	575	205	579	206	575
207	831	210	575	211	575
212	575	213	573	214	573
215	575	216	572	217	837
220	572	221	572	222	572

223	572	224	574	225	577
226	572	227	867	230	576
231	574	232	574	233	578
234	572	235	577	236	573
237	865	240	572	241	572
242	572	243	573	244	575
245	579	246	573	247	876
250	575	251	573	252	573
253	578	254	572	255	578
256	573	257	874	260	572
261	573	262	574	263	579
264	572	265	583	266	577
267	878	270	830	271	877
272	862	273	879	274	840
275	879	276	870	277	897
300	572	301	574	302	573
303	579	304	575	305	581
306	574	307	875	310	575
311	574	312	574	313	584
314	572	315	579	316	574
317	872	320	572	321	579
322	579	323	584	324	573
325	589	326	583	327	878
330	574	331	584	332	585
333	587	334	576	335	587
336	583	337	876	340	574
341	582	342	579	343	592
344	575	345	592	346	584
347	881	350	574	351	586
352	583	353	593	354	575
355	589	356	581	357	880
360	579	361	595	362	583
363	601	364	583	365	600
366	584	367	884	370	881
371	881	372	883	373	884
374	882	375	881	376	882
377	898	400	574	401	574
402	574	403	574	404	573
405	572	406	572	407	573
410	574	411	574	412	574
413	572	414	572	415	571
416	571	417	575	420	574
421	574	422	574	423	573
424	571	425	572	426	570
427	841	430	574	431	572
432	572	433	575	434	570
435	574	436	572	437	836
440	574	441	574	442	574
443	573	444	573	445	575
446	571	447	863	450	574
451	571	452	572	453	573
454	571	455	575	456	573
457	854	460	574	461	572
462	572	463	583	464	570
465	576	466	571	467	874
470	573	471	861	472	842
473	875	474	572	475	860
476	843	477	896	500	573
501	573	502	573	503	572
504	571	505	575	506	570
507	859	510	572	511	570
512	571	513	573	514	569
515	574	516	571	517	849
520	573	521	571	522	571
523	581	524	569	525	576
526	571	527	872	530	571
531	573	532	574	533	581
534	570	535	575	536	571
537	867	540	573	541	571
542	571	543	587	544	570
545	577	546	572	547	875
550	571	551	572	552	573
553	585	554	571	555	575
556	571	557	869	560	571
561	589	562	578	563	597
564	571	565	593	566	576
567	877	570	861	571	876
572	875	573	879	574	859
575	875	576	873	577	896
600	575	601	576	602	575

603	574	604	573	605	576
606	571	607	834	610	575
611	574	612	573	613	575
614	571	615	576	616	572
617	831	620	576	621	574
622	574	623	579	624	572
625	577	626	573	627	862
630	574	631	576	632	575
633	580	634	573	635	577
636	573	637	860	640	575
641	574	642	573	643	580
644	571	645	578	646	572
647	871	650	573	651	574
652	574	653	579	654	572
655	577	656	572	657	867
660	574	661	580	662	580
663	585	664	574	665	584
666	577	667	874	670	837
671	874	672	864	673	875
674	838	675	873	676	864
677	896	700	575	701	881
702	845	703	888	704	571
705	883	706	866	707	898
710	573	711	884	712	862
713	891	714	573	715	880
716	864	717	897	720	843
721	888	722	879	723	889
724	858	725	891	726	889
727	900	730	862	731	891
732	888	733	893	734	856
735	888	736	885	737	898
740	883	741	891	742	890
743	892	744	884	745	894
746	891	747	901	750	885
751	894	752	892	753	896
754	881	755	891	756	889
757	899	760	890	761	892
762	891	763	895	764	892
765	895	766	894	767	901
770	898	771	899	772	900
773	900	774	898	775	898
776	898	777	900		

Видно, что если трек должен реконструироваться процедурой подбора, то эффективность реконструкции составляет $\sim 60\%$.

Упражнение 3

Здесь генерируются события $\pi^+\pi^-$ с массой 0.8 *ГэВ* и углом Готтфрида–Джексона для π^+ $cos\ \theta_{GJ} = -0.98$ (определение угла см. в гл.6, здесь важно то, что в этой области фазового объема есть большие проблемы с эффективностью). Особенность этих событий в том, что π^- очень жесткий(~ 20 *ГэВ*), а π^+ мягкий. В остальном процедура такая же, что и в предыдущем упражнении, за исключением того, что генерировалось по 2000 событий и только для небольшого числа масок. Результат в таблице 3.

Таблица 3.

Маска	События	Маска	События	Маска	События
000	330	007	370	027	1180
777	1294				

Эффективность процедуры подбора снижается(по сравнению с упражнением 2) и становится $\sim 30\%$.

Также было изучено влияние *MDC* на реконструкцию треков, которые находятся основным алго-

ритмом. Результат совпал с тем, что есть в *Fast Monte Carlo*: для реконструируемости необходимо и достаточно наличие хотя бы одного хита во всей группе камер.

Результат этой главы можно сформулировать так: Определение реконструируемости трека по числу и виду хитов на нем может иметь смысл только для треков, которые находятся основным алгоритмом. Если, согласно полученному множеству хитов, трек должен реконструироваться процедурой подбора, то о его реконструируемости ничего сказать нельзя. Причем эффективность реконструкции таких треков сильно зависит от параметров трека(например $\sim 60\%$ в упражнении 2 и $\sim 30\%$ в упражнении 3). Поэтому физический анализ при использовании для моделирования программы типа *Fast Monte Carlo*(без привлечения программы реконструкции) целесообразно проводить только на тех треках, которые находятся основным алгоритмом.

3.Идентификация пучковой частицы

Пучок частиц на котором работает установка BEC в основном содержит π^- мезоны($> 95\%$). Однако есть небольшая примесь K^- мезонов($\sim 3\%$) и антипротонов($\sim 1\%$). Для изучения $K^-\pi^-$ и $K^-\pi^-\pi^0$ важно правильно идентифицировать пучковую частицу. Идентификация производится с помощью пороговых черенковских счетчиков *C1,C2,C3*. В 17-м сеансе счетчики были настроены следующим образом:

C1. Светит при прохождении π^- и не светит при прохождении $\tilde{p}, K^-$.

C2. Светит при прохождении π^-, K^- и не светит при прохождении $\tilde{p}$.

C3. Светит при прохождении π^- и не светит при прохождении $\tilde{p}, K^-$.

На рис. 3 показаны амплитудные спектры счетчиков для 1000000 событий(без всякого отбора). Вопрос правильного выбора порогов уже изучался несколько лет назад В.И. Николаенко и результат таков:

π^-: $C1 > 425, \quad C2 > 500, \quad C3 > 375$

K^-: $16 < C1 < 425, \quad C2 > 500, \; 0 < C3 < 375$

$\tilde{p}$: $16 < C1 < 425, \; 0 < C2 < 500, \; 0 < C3 < 375$

Здесь остаётся только проверить этот результат, а также оценить примесь π^- в K^--пучке. Для начала можно отобрать события с двумя отрицательно заряженными треками и потребовать $\tilde{p}$ в пучке. Если более быстрому треку приписать массу $\tilde{p}$, а медленному — массу π^-, то в спектре масс $\pi^-\tilde{p}$ наблюдается хорошо различимый пик от $\overline{\Delta}^{--}(1232)$(см. рис.4,5). Если теперь отобрать события с положительно и отрицательно заряженными треками и потребовать K^- в пучке и приписать положительному треку массу π^+, а отрицательному — массу K^-, то в спектре масс $K^-\pi^+$ наблюдаются яркие пики от $K^*(892)$ и $K^*(1420)$(см. рис.6,7). Наконец, если взять события с двумя отрицательными и одним положительным треком, приписать им всем массу π и построить спектр масс, то при требовании π^- в пучке из спектра исчезает сигнал от распада $K^- \to \pi^-\pi^-\pi^+$(см. рис.8,9). Выше везде было наложено условие отсутствия в гамма-детекторе электромагнитных кластеров и выполнено обрезание по упругому пику при построении спектра масс(о процедуре отбора различных реакций подробно рассказано в гл.6,9). Количественная оценка на примесь π^- в K^--пучке будет получена в гл.7 на основании π^-e^- и K^-e^- упругого рассеяния.

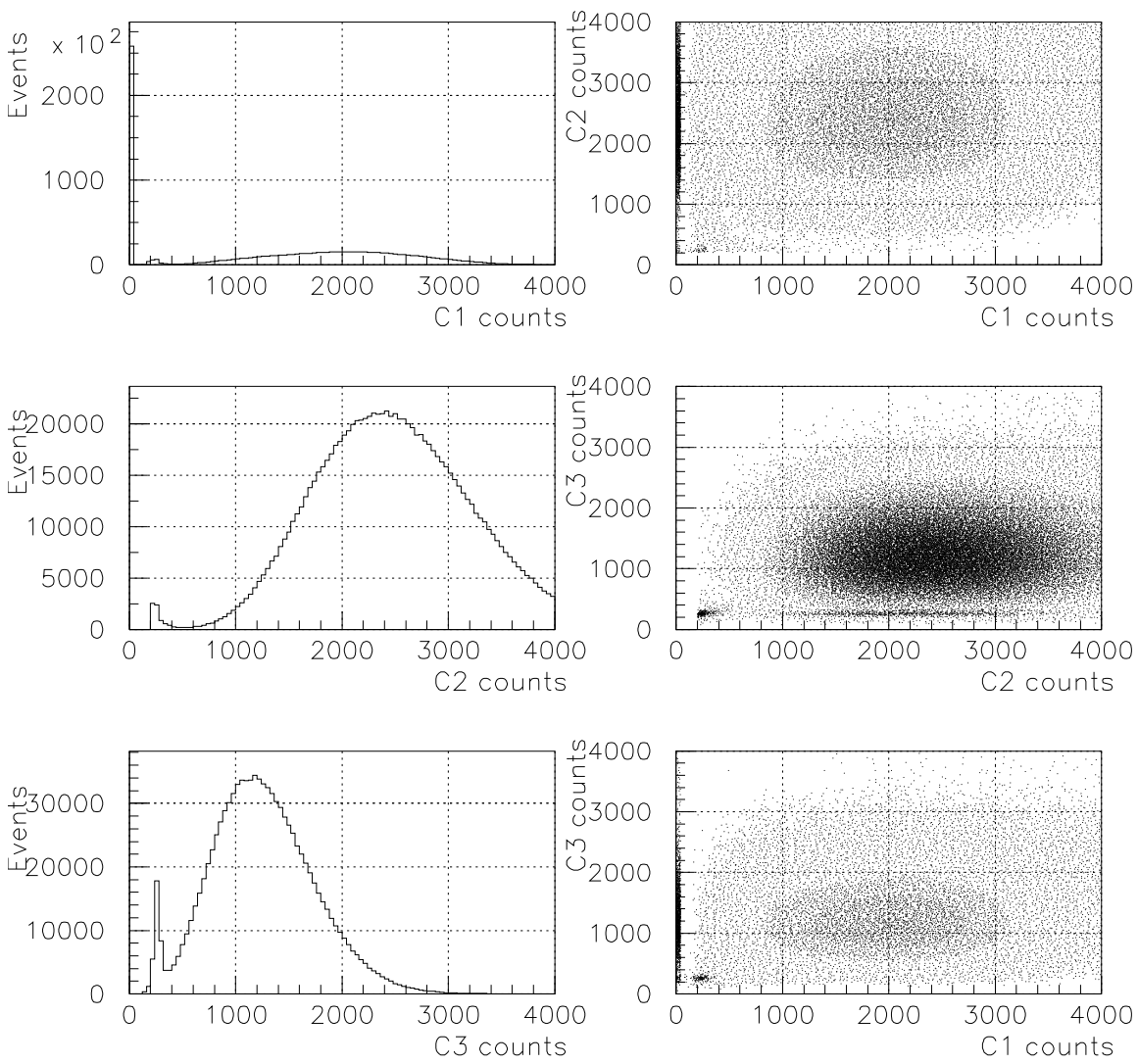

Рис.3. Амплитудные спектры пучковых черенковских счетчиков и их корреляции между собой.Небольшие пики в начале являются пьедесталами. Пик в нуле у C1 вероятно связан с тем, что он просто не работал некоторое время.

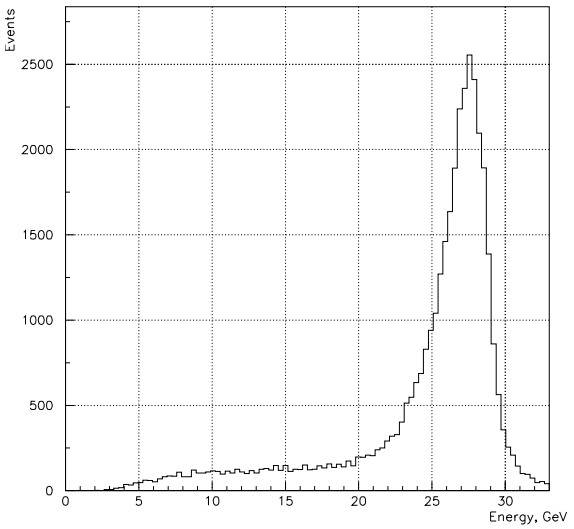

Рис.4. Восстановленная энергия пучка для реакции $\tilde{p}A \to \tilde{p}\pi^- A'$ (упругий пик)

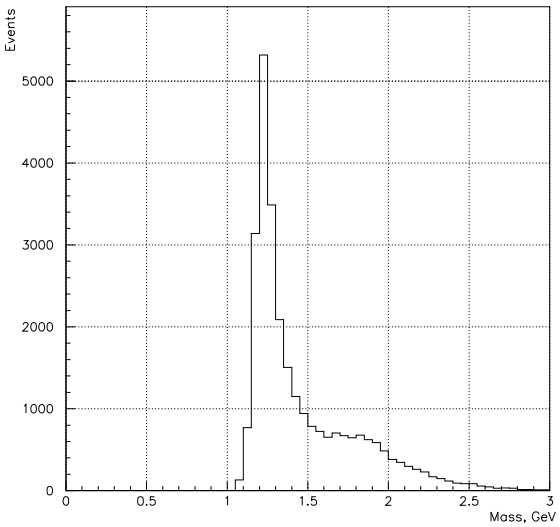

Рис.5. Распределение по массе $\tilde{p}\pi^-$ для реакции $\tilde{p}A \to \tilde{p}\pi^- A'$

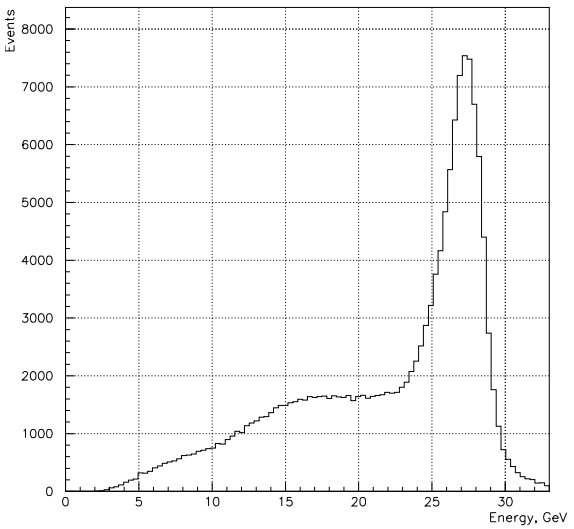

Рис.6. Восстановленная энергия пучка для реакции $K^- A \to K^- \pi^+ A'$ (упругий пик)

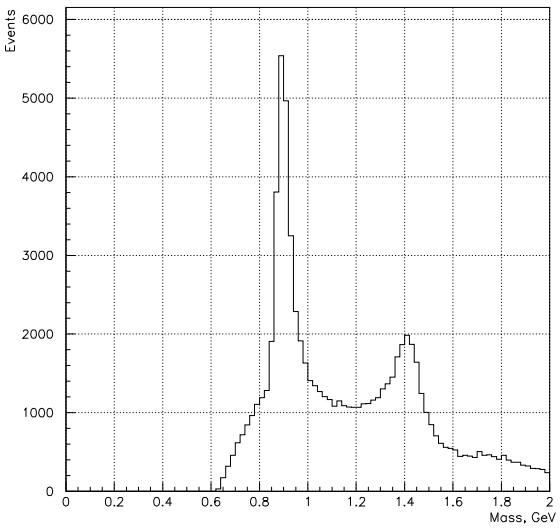

Рис.7. Распределение по массе $K^-\pi^+$ для реакции $K^- A \to K^- \pi^+ A'$

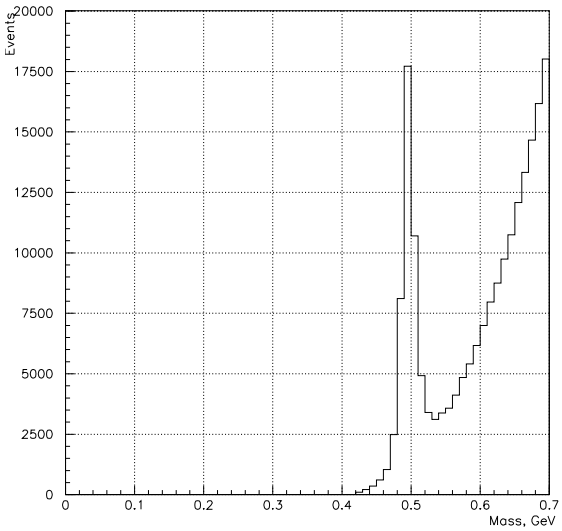

Рис.8. Спектр масс $\pi^-\pi^-\pi^+$ без идентификации пучковой частицы. Хорошо виден пик от распада $K^- \to \pi^-\pi^-\pi^+$.

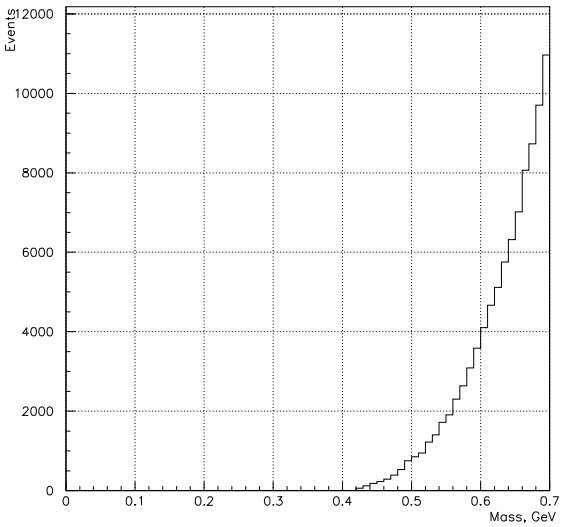

Рис.9. Спектр масс $\pi^-\pi^-\pi^+$ с идентификацией пучковой частицы как π^-. Исчез пик от распада $K^- \to \pi^-\pi^-\pi^+$.

4.Эффективность трековых детекторов

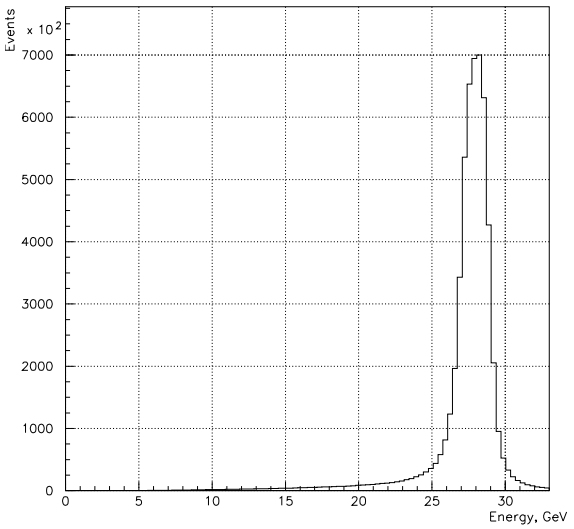

Рис.10. Упругий пик для $\pi^- A \to \pi^-\pi^-\pi^+ A'$.

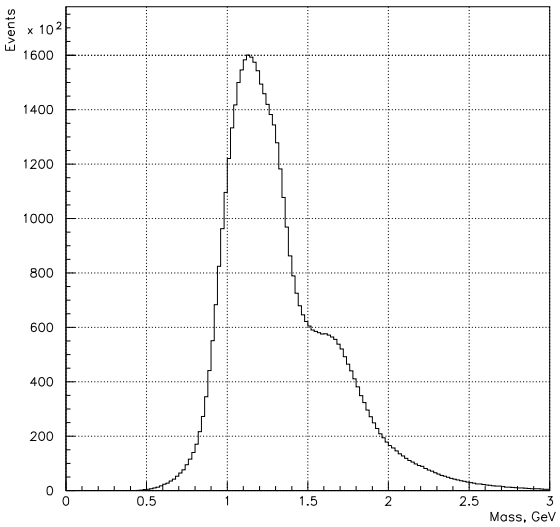

Рис.11. Спектр масс $\pi^-\pi^-\pi^+$.

Реконструированные данные (*DST*) 17-го сеанса содержат для каждого трека 32-битное слово, единичные биты в котором соответствуют сработавшим камерам при пролете частицы через установку. Это позволяет определить эффективность проволочных камер. Для решения этой задачи были отобраны события $\pi^- A \to \pi^-\pi^-\pi^+ A'$ следующим образом:

1.Потребован π^- в пучке.

2.Потребовано отсутствие в GAMS кластеров, которые идентифицируются как γ-кванты.

3.Потребовано наличие двух отрицательных и одного положительного трека. После этого построен упругий пик(см. рис.10).

4.Сделано обрезание по упругому пику $|E_{beam} - 28| < 4$, где E_{beam} в ГэВ. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^-$ на рис. 11.

Всего получается $\sim 5 \cdot 10^6$ событий для первой четверти 17-го сеанса. На рис.12 представлено распределение битов в слове срабатывания. Необходимо отметить, что все плоскости перенумерованы подряд по пучку (за исключением последней(повернутой) камеры группы *PC1* на рис.1, ее плоскости называются PC15 и PC16(если нумерацию вести с единицы), и при нумерации они сначала пропускаются) однако для установки битов использовалась функция `setbit` из CERNLIB, в которой самый старший бит имеет номер 1, поэтому получается, что на рис. 12 плоскости перенумерованы наоборот, бит 1 — это DC9, а бит 31 — PC1. Видно, что отсутствует информация для камер в зазоре магнита (группа *PC3* на рис.1) и почти не работают PC15 и PC16. Или эти камеры действительно не работали, или это ошибка в реконструкторе. Автор приносит извинения за то, что обозначает отдельные плоскости и группы камер PC одинаково, но группы всегда можно отличить тем, что их обозначения напечатаны курсивом.

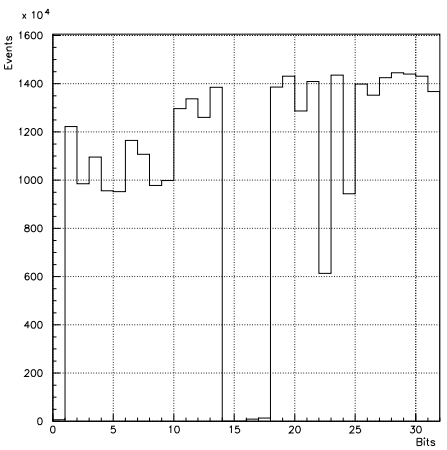

Рис.12. Распределение битов в слове срабатывания проволочных камер, на рисунке биты нумеруются с нуля начиная с самого младшего бита.

Вообще говоря, измерять эффективность как отношение числа треков, для которых определенная область изучаемого

детектора сработала, к общему числу треков, прошедших через рассматриваемую область, недопустимо. Например, если трек реконструируется тогда и только тогда, когда сработали все камеры, то мы получим единичную эффективность, вне зависимости от реальной эффективности камер. Правильный метод состоит в том, чтобы изучать эффективность определенного детектора на таких треках, когда несрабатывание этого детектора не может привести к нереконстуируемости трека по оставшимся хитам. Программно это осуществляется сбрасыванием соответствующего бита в слове срабатывания и проверке получившегося слова на соответствие условиям, найденным в гл.2 ($\geq 3+4$ хитов в PC, ≥ 1 хитов в MDC, ≥ 1 тройка Далица, ≥ 3 хита в X+V плоскостях DC). На рис.13 приведено распределение координат попадания треков в PC10, на рис.14 — то же самое, но с требованием срабатывания PC10. Это Y-плоскость, и видно, что половина камеры (поперек проволочек) почти не работает. На рис.15–32 то же самое изображено для всех DC. При требовании срабатывания видно четкое выделение пассивных beam-killers, а также резкие узкие провалы вдоль проволочек, вызванные, по всей видимости, какими-то неправильными обрезаниями по времени дрейфа в DC при реконструкции. Для использования в *Monte Carlo* были получены двумерные эффективности. Все плоскости были разделены на квадратные ячейки с размером стороны равным шагу проволочек. Для простоты здесь изображены одномерные эффективности (усредненные вдоль проволочек) (см. рис. 33–34, эффективности получены для первой четверти 17-го сеанса, эффективность 0.0 означает недостаточную статистику). Камеры MDC представлены отдельно на рис.35. Здесь нарисованы эффективности, полученные правильным методом (G), с использованием всех треков (A) и с использованием подобранных(в смысле гл.2) треков (B). В случаях A и B видны завалы по краям, а в случае B еще и в центре. Это нельзя объяснить использованием "плохих" треков, т.к. механизм, указанный выше, может приводить только к завышению эффективности. Скорее всего это является свидетельством того, что процедура подбора по каким-либо причинам пропускает хиты, принадлежащие треку, из-за допущенной в ней ошибки.

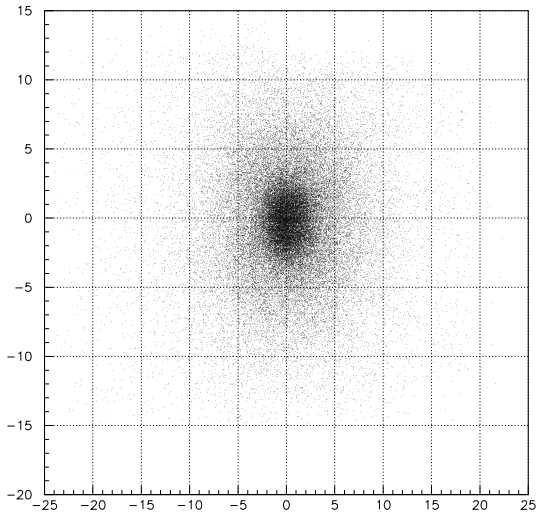

Рис.13. Распределение координат попадания треков в PC10. Координаты измеряются в сантиметрах.

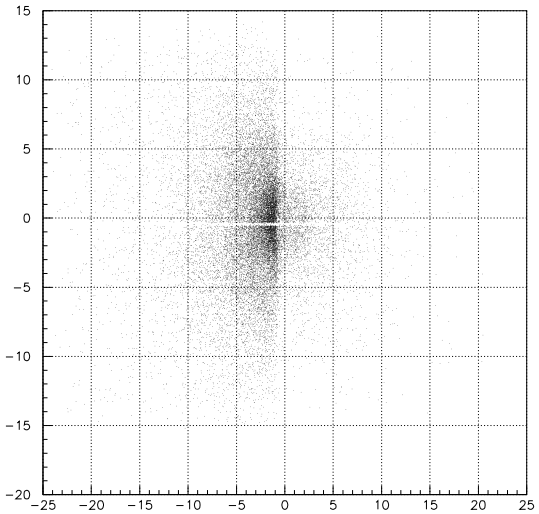

Рис.14. Распределение координат попадания треков в PC10, когда камера сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

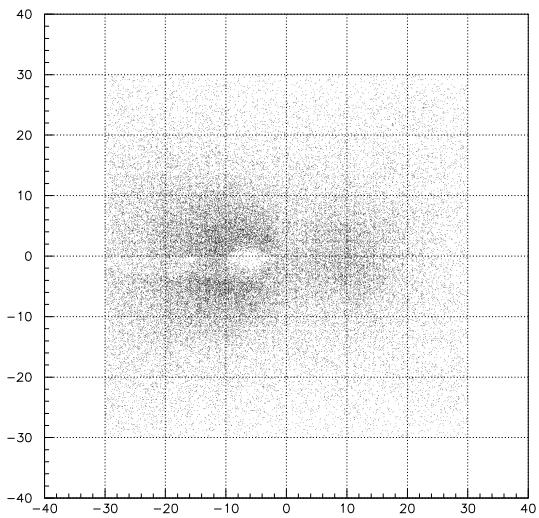

Рис.15. Распределение координат попадания треков в DC1. Координаты измеряются в сантиметрах.

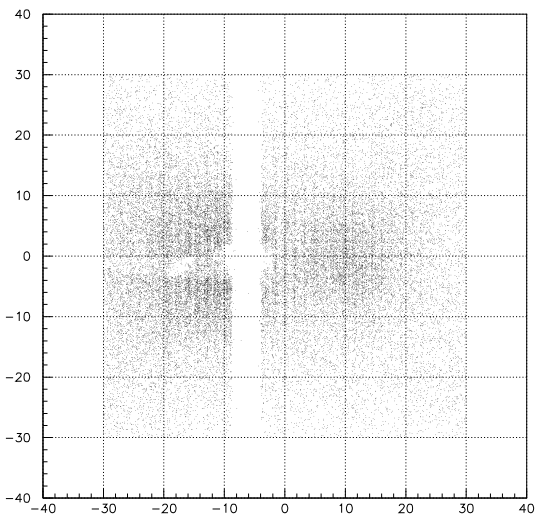

Рис.16. Распределение координат попадания треков в DC1, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

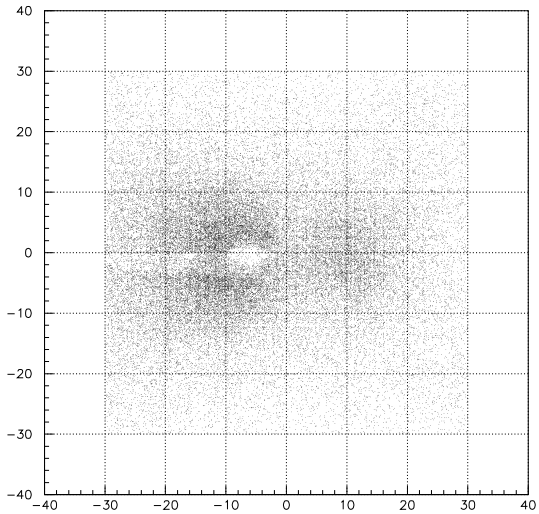

Рис.17. Распределение координат попадания треков в DC2. Координаты измеряются в сантиметрах.

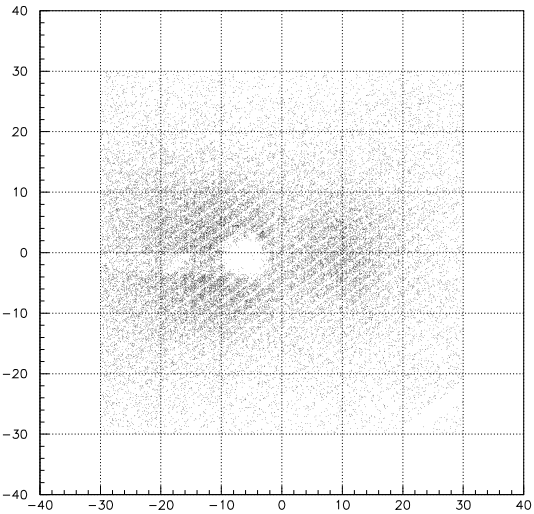

Рис.18. Распределение координат попадания треков в DC2, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

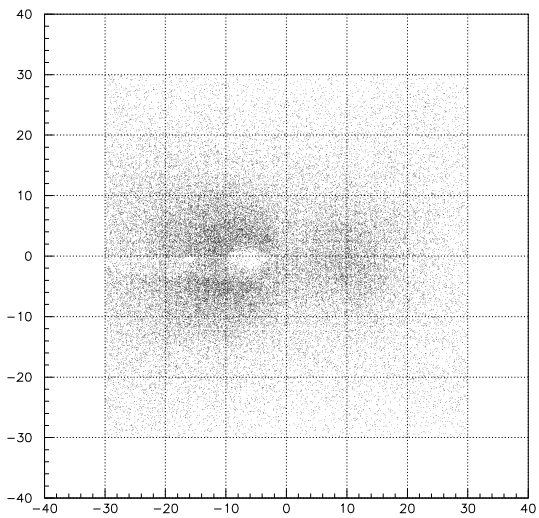

Рис.19. Распределение координат попадания треков в DC3. Координаты измеряются в сантиметрах.

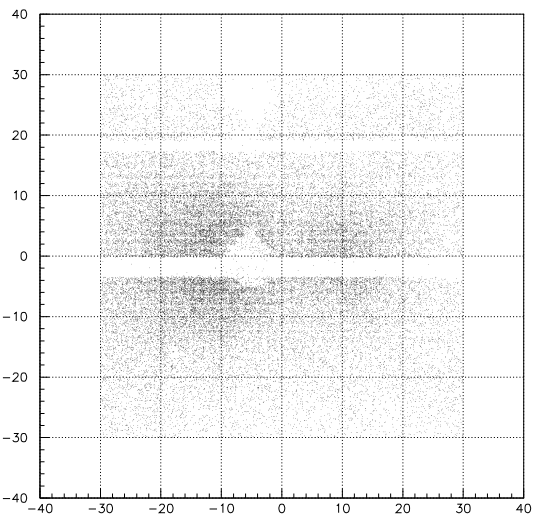

Рис.20. Распределение координат попадания треков в DC3, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

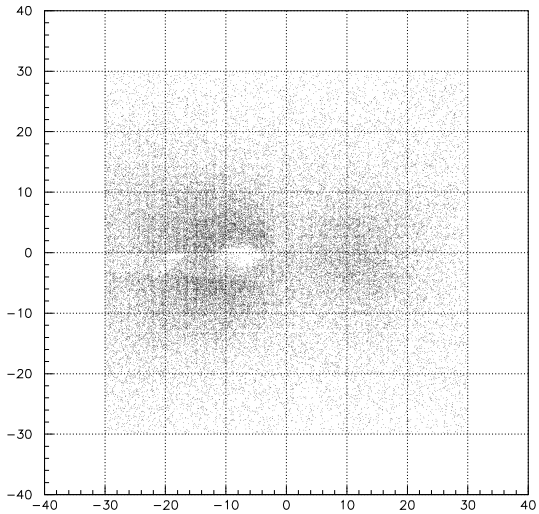

Рис.21. Распределение координат попадания треков в DC4. Координаты измеряются в сантиметрах.

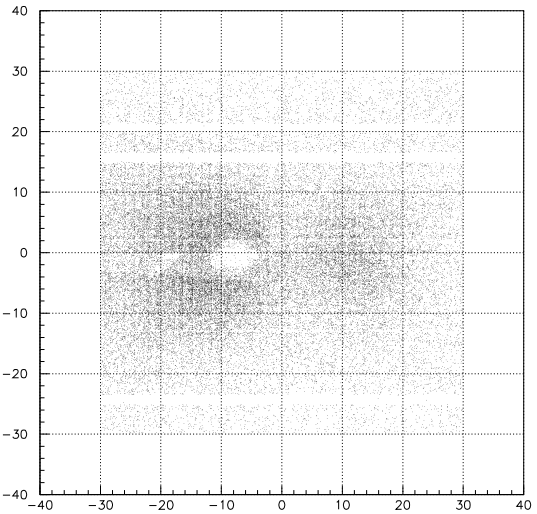

Рис.22. Распределение координат попадания треков в DC4, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

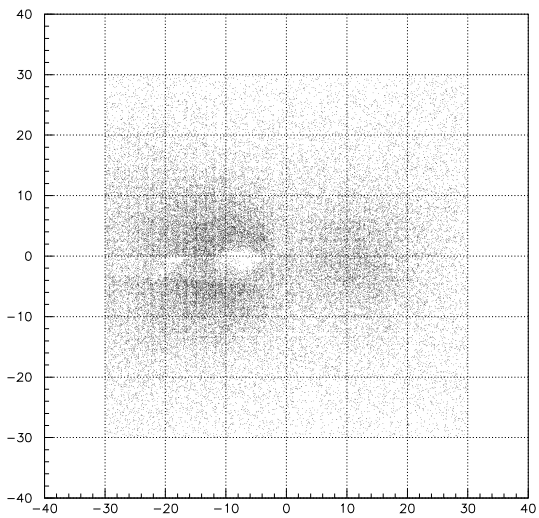

Рис.23. Распределение координат попадания треков в DC5. Координаты измеряются в сантиметрах.

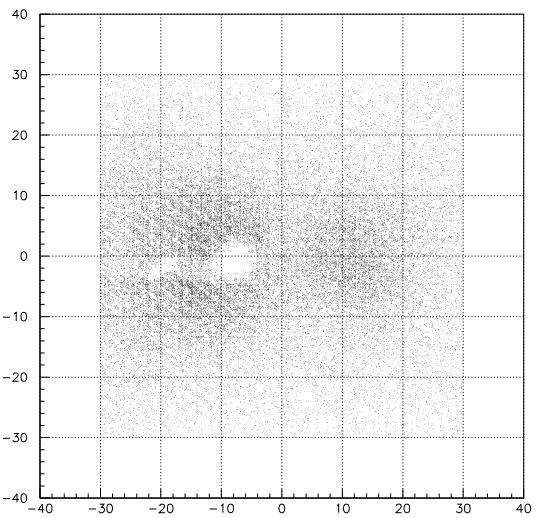

Рис.24. Распределение координат попадания треков в DC5, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

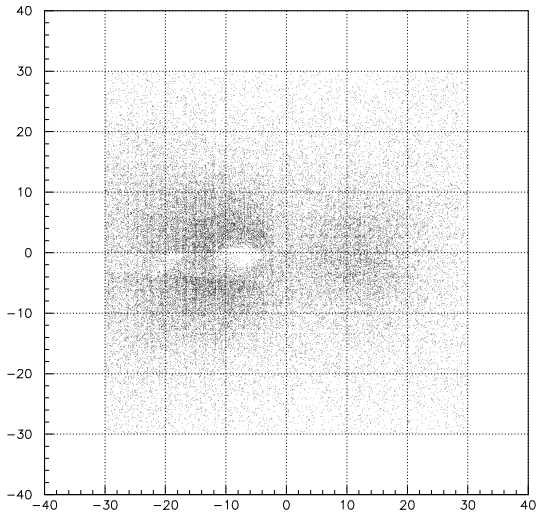

Рис.25. Распределение координат попадания треков в DC6. Координаты измеряются в сантиметрах.

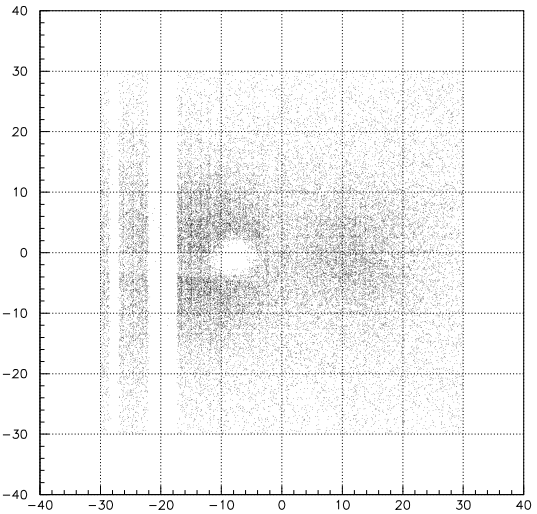

Рис.26. Распределение координат попадания треков в DC6, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

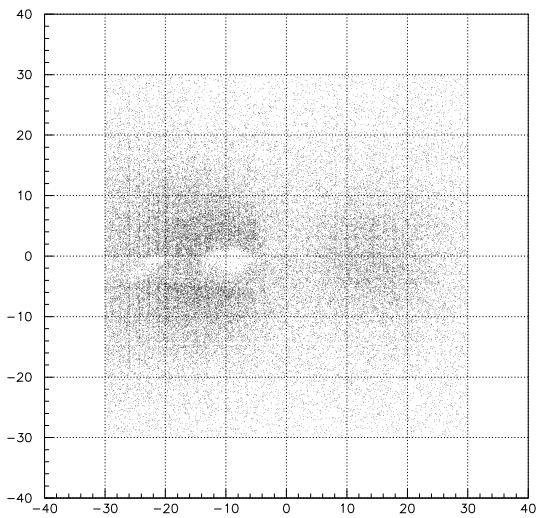

Рис.27. Распределение координат попадания треков в DC7. Координаты измеряются в сантиметрах.

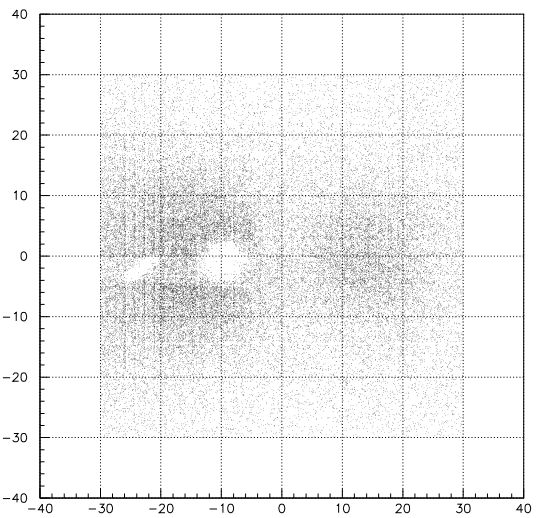

Рис.28. Распределение координат попадания треков в DC7, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

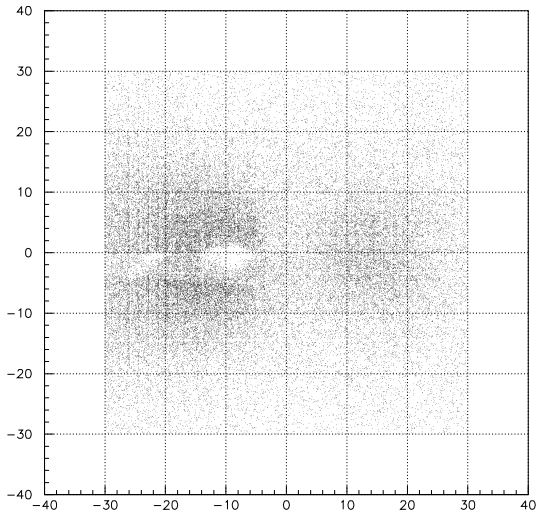

Рис.29. Распределение координат попадания треков в DC8. Координаты измеряются в сантиметрах.

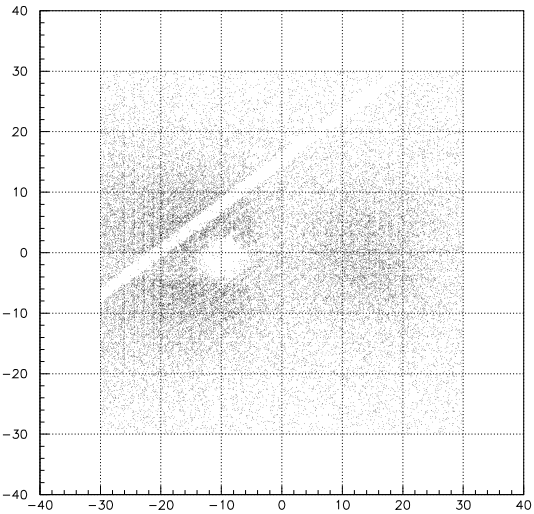

Рис.30. Распределение координат попадания треков в DC8, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

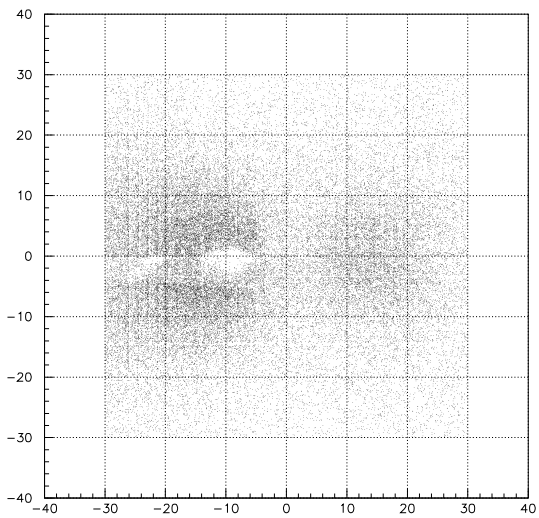

Рис.31. Распределение координат попадания треков в DC9. Координаты измеряются в сантиметрах.

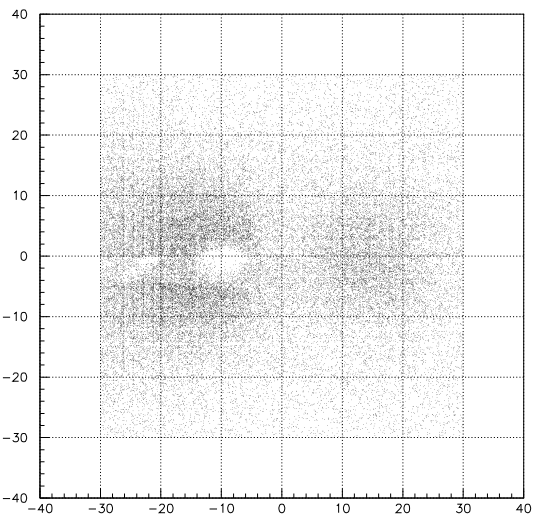

Рис.32. Распределение координат попадания треков в DC9, когда плоскость сработала. Координаты измеряются в сантиметрах.

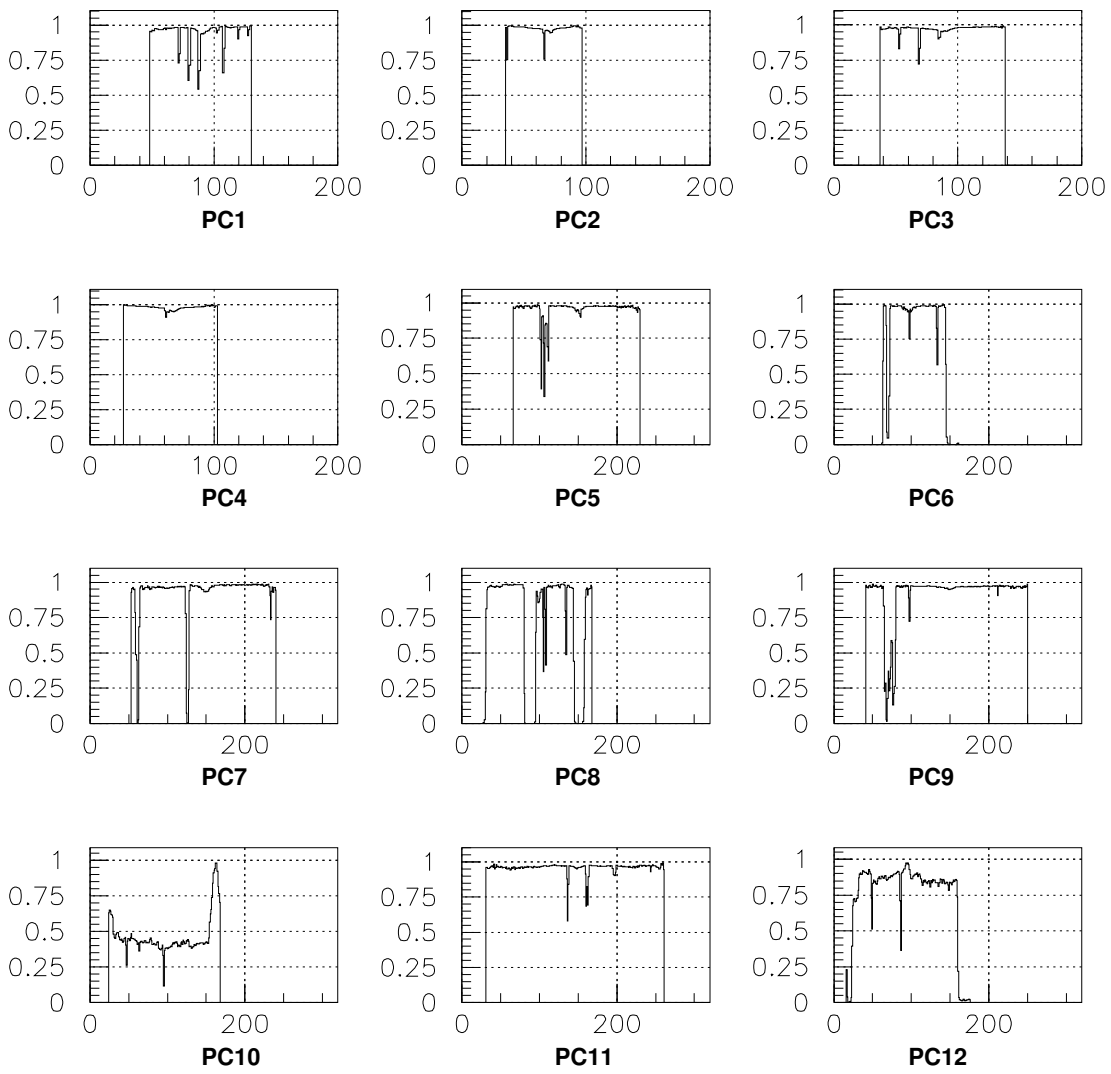

Рис.33. Одномерные эффективности головных пропорциональных камер. По горизонтальной оси отложен номер проволочки, по вертикальной — эффективность.

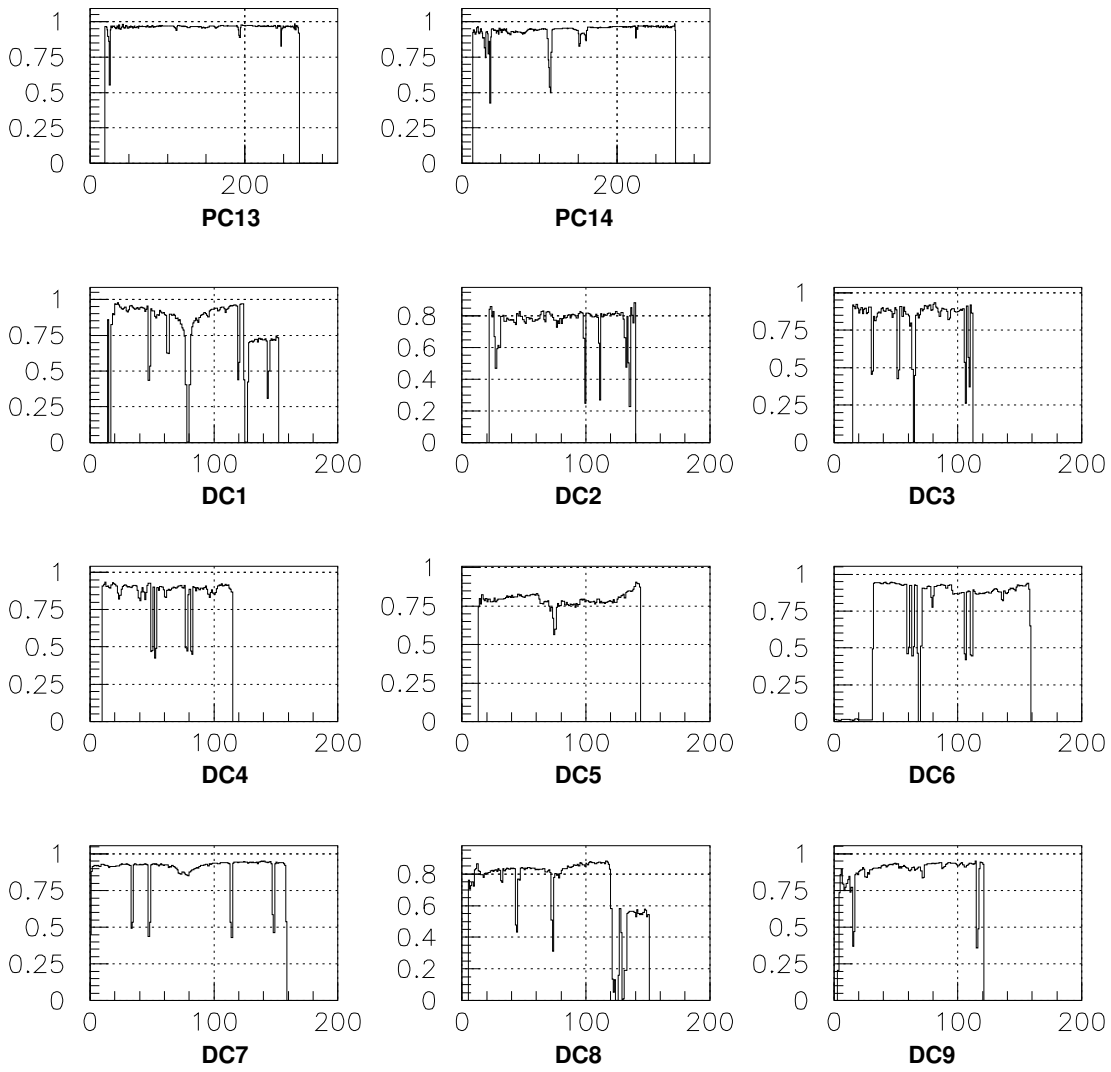

Рис.34. Одномерные эффективности головных пропорциональных и больших дрейфовых камер. По горизонтальной оси отложен номер проволочки, по вертикальной — эффективность.

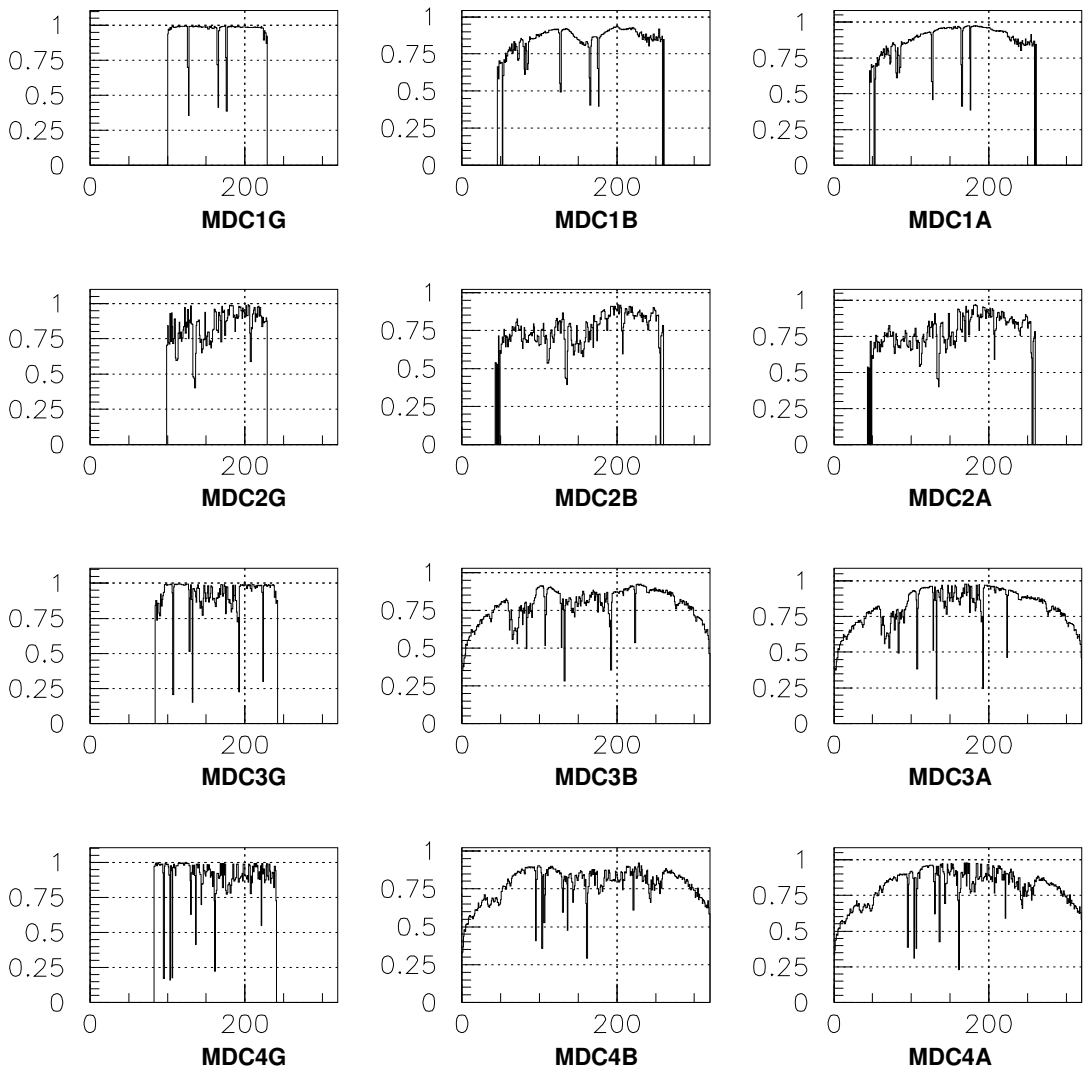

Рис.35. Эффективности MDC. Обозначения такие: G — эффективность измерена на хороших(good) треках (подробности в тексте), A — на всех(all), B — на плохих(bad).По горизонтальной оси отложен номер проволочки, по вертикальной — эффективность.

5.Геометрия и эффективность годоскопа

Общее описание годоскопа

Триггерный годоскоп установки BEC состоит из X и Y плоскостей, каждая из которых состоит из 4-х квадрантов. X-квадранты набраны из прямоугольных кусков пластического сцинтиллятора длиной 100 см и толщиной 4 мм. 14 элементов(которые ближе к центру годоскопа) имеют ширину 32 мм, остальные 13 элементов имеют ширину 64 мм. Y-квадранты набраны из элементов длиной 127 см и толщиной 4 мм. 14 элементов(ближе к центру годоскопа) имеют ширину 32 мм, остальные 9 — 64 мм. Каждый элемент завернут в светоизолирующую майларовую пленку и просматривается ФЭУ с того конца, где он (элемент) закреплен. Несущей конструкцией является прямоугольная рама, в которой просверлены отверстия с шагом 32 мм и 64 мм. Элементы вставлены в отверстия тем концом, где находится ФЭУ. При этом Y-элементы от вертикального перемещения удерживаются при помощи алюминиевых полосок проходящих в вертикальном направлении ближе к центру годоскопа. К 17-му сеансу поддержка сломалась и некоторая часть Y-элементов провалилась вниз. К сожалению, это было замечено после сеанса, по причине того, что годоскоп в целом затянут черной бумагой для лучшей светоизоляции.

На рис.37,38 представлено схематическое изображение X и Y плоскостей годоскопа вместе с нумерацией элементов и квадрантов принятой на установке BEC. Следует отметить, что элемент 27 обрезан на 64 мм(по ошибке, должно было быть 32 мм), а элемент 131 на 32 мм для образования отверстия, через которое проходит непровзаимодействовавший пучок. Все остальные элементы имеют нормальный размер.

Годоскоп включен в триггер установки следующим образом. Сначала в каждом квадранте для каждого кластера подсчитывается соответствующая ему удвоенная множественность по формуле $\kappa_i = (N_i + 1)$, где N_i — число соседних сработавших элементов. Потом в каждом квадранте определяется удвоенная множественность $Q_j = \sum_{i \in (quadrant\ j)} \kappa_i$. После этого происходит сравнение по множественности в одинаковых квадрантах X и Y плоскости. Должно быть $|Q_j^x - Q_j^y| \leq 2$ во всех квадрантах для выработки положительного решения. Если это условие выполнено, то находится общая множественность для X и Y плоскости $Q_x = (\sum_{i \in (Xplane)} \kappa_i)/2$ и $Q_y = (\sum_{i \in (Yplane)} \kappa_i)/2$ (подразумевается целочисленное деление) и для выработки положительного решения должно быть $2 \leq Q_x \leq 6$ и $2 \leq Q_y \leq 6$.

Важность эффективности годоскопа для двухтрековых событий

Из вышеприведенного видно, что в случае двухтрековых событий триггер вырабатывается только тогда, когда оба трека дают сигнал в обеих плоскостях годоскопа. В определенных областях фазового объема(при $|\cos\ \theta_{gj}| \sim 1$) происходит концентрация одного из треков на небольшом числе элементов годоскопа. Если один или несколько этих элементов оказываются с плохой эффективностью, то это сильно влияет на эффективность регистрации события. Поэтому в данной главе выполняется измерение эффективности элементов годоскопа, которое можно осуществить на очень высокостатистической($\sim 10^7$ событий) реакции $\pi^- A \to \pi^-\pi^-\pi^+ A'$.

Геометрия

Геометрия годоскопа была измерена несколько лет назад В.А. Дорофеевым. Однако приводимые ниже результаты получились в виде "бесплатного приложения" и в какой-то мере являются критерием правильности работы программы для измерения эффективностей. Использовался следующий метод. Были выбраны события(выделение реакции произведено так же, как и в предыдущей главе) $\pi^- A \to \pi^-\pi^-\pi^+ A'$ с $|x_i - x_j| > 20$ см и $|y_i - y_j| > 20$ см, где x_i, y_i — координаты попадания трека i в годоскоп, а i,j пробегают значения от 1 до 3. В качестве первого приближения была взята идеальная геометрия с центром в точке (0,0). После этого если точка попадания трека находилась на расстоянии ≤ 10 см от какого-нибудь сработавшего элемента, то считалось, что трек попал в этот элемент. После этого для каждого элемента получается множество точек (x, y) в него попавших. Вдали от центра годоскопа геометрия искажена не очень сильно, что позволяет определить смещение центра каждой плоскости годоскопа. После сдвига идеальной геометрии на найденное смещение, для каждого

элемента производился поворот в плоскости XY вокруг точки его закрепления на раме и строилось число точек попадающих в апертуру элемента в зависимости от угла его поворота. За истинный угол поворота принимался тот, при котором число точек максимально. Процедура повторялась еще раз с полученной геометрией в качестве первого приближения. Результат представлен на рис.39,40. Необходимо отметить что Y-плоскость поднята вверх на 32 мм относительно X-плоскости, что приводит к перекрытию элементов из разных квадрантов даже при отсутствии падения вниз Y-элементов. На рис.41,42 то же самое, но с наложением геометрии В.А. Дорофеева. Наблюдается хорошее согласие. На рис.43,44 приведено распределение точек, попавших в конкретный элемент, для половины всех элементов каждой плоскости взятых через один(здесь используются события $\pi^- A \to \pi^+ \pi^- A'$, когда каждый трек вызывает ровно по одному срабатыванию в каждой плоскости). Видно ясное разделение отдельных элементов и провал элементов в Y-плоскости.

Эффективность

Поскольку условия триггерования 3-х трековых событий не такие жесткие, на них можно изучать эффективность следующим образом. Если трек "смотрит" в изучаемый элемент(с запасом, например, 5 мм) и если два остальных находятся достаточно далеко от изучаемого элемента(например > 10 см) и дали срабатывания в обеих плоскостях, то такой трек можно использовать для мониторирования эффективности изучаемого элемента. Как обычно, эффективность есть отношение числа попаданий со срабатыванием к общему числу попаданий. Эффективности были измерены вдоль элемента делением последнего на 20 частей. Результат приведен на рис.45. Хочется отметить 2 эффекта. Первым является завал эффективности при удалении от ФЭУ, и скорее всего вызван низким напряжением на ФЭУ или отклеиванием световода который собирает свет с торца элемента на окно ФЭУ. Второй проявляется в виде падения эффективности при *приближении* к ФЭУ, и видимо вызван тем, что срабатывание элемента фиксируется по нарастающему фронту внутри строба от триггера нулевого уровня — если сигнал приходит рано(т.е. частица прошла недалеко от ФЭУ), то при плохой настройке нарастающий фронт оказывается раньше строба и срабатывание не фиксируется(см. рис.36).

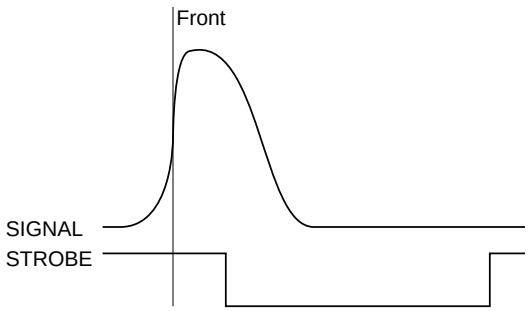

Рис.36. Причина завала эффективности вблизи ФЭУ.

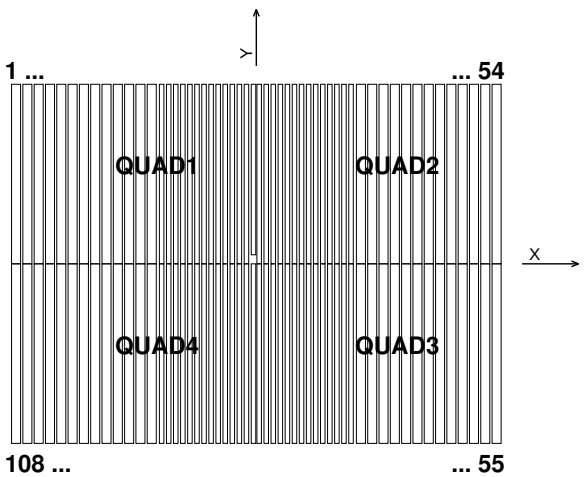

Рис.37.Принятая на установке BEC нумерация элементов и квадрантов X-плоскости.

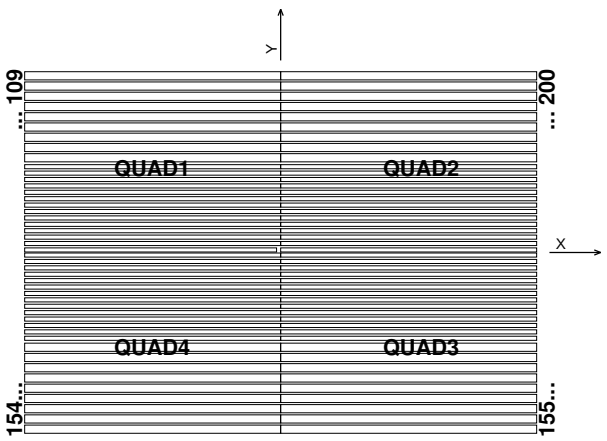

Рис.38.Принятая на установке BEC нумерация элементов и квадрантов Y-плоскости.

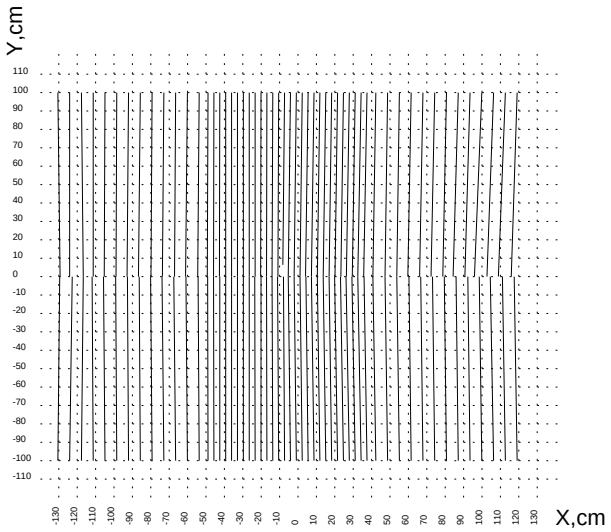

Рис.39.Геометрия X-плоскости. На рисунке изображены осевые линии элементов годоскопа.

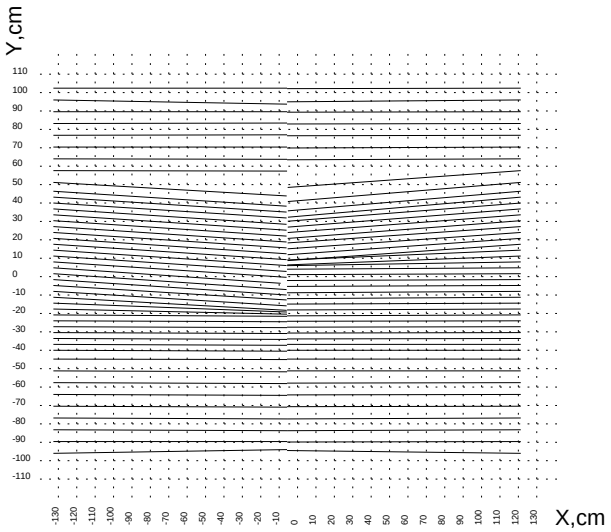

Рис.40.Геометрия Y-плоскости. На рисунке изображены осевые линии элементов годоскопа.

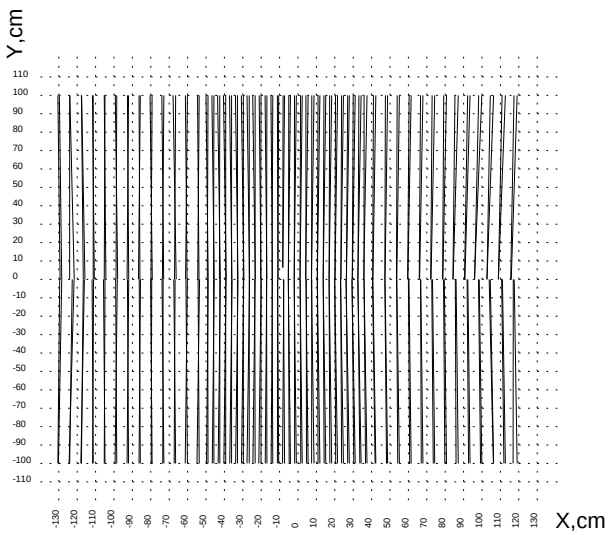

Рис.41.Геометрия X-плоскости. Геометрия на рис.39. и геометрия,найденная В.А. Дорофеевым, наложены друг на друга.

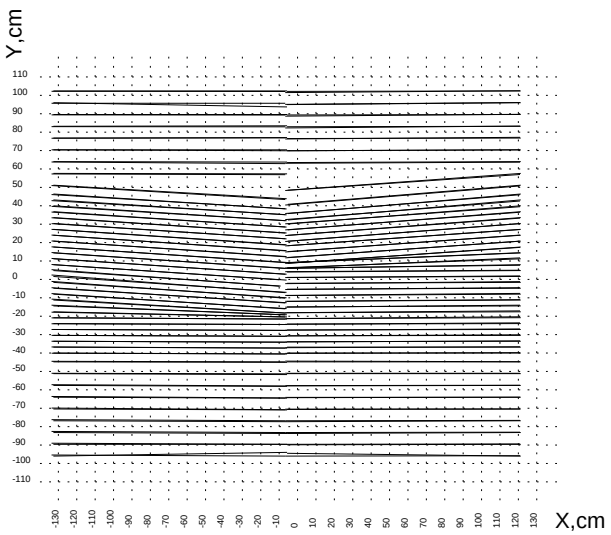

Рис.42.Геометрия Y-плоскости. Геометрия на рис.40. и геометрия,найденная В.А. Дорофеевым, наложены друг на друга.

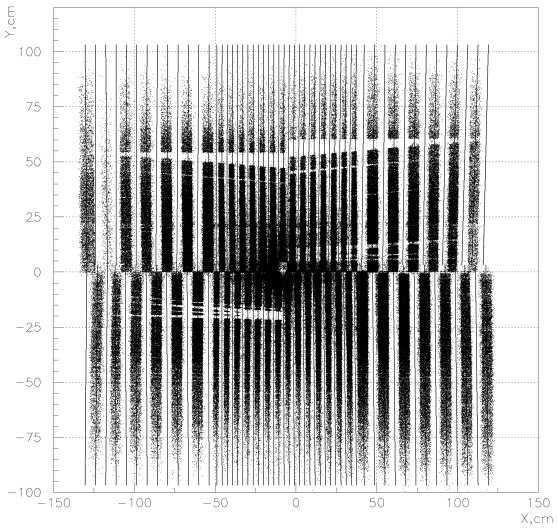

Рис.43.Распределение точек попадания треков на плоскости годоскопа, вызвавших срабатывание конкретно взятого элемента. На рисунке изображены распределения для половины всех элементов X-плоскости(взятых через один). Используются события $\pi^- A \to \pi^+ \pi^- A'$, когда каждый трек вызывает ровно по одному срабатыванию в каждой плоскости.

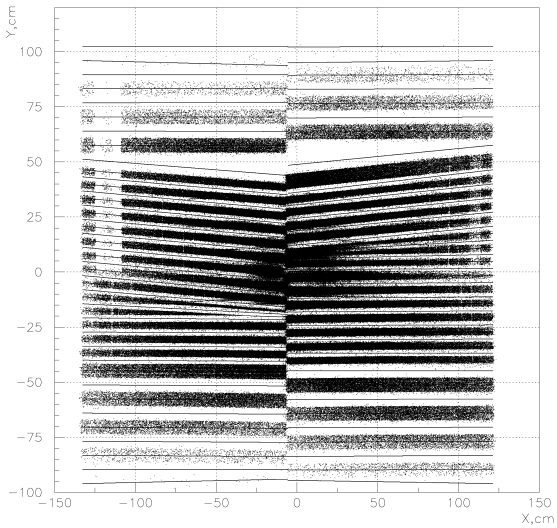

Рис.44.Распределение точек попадания треков на плоскости годоскопа, вызвавших срабатывание конкретно взятого элемента. На рисунке изображены распределения для половины всех элементов Y-плоскости(взятых через один). Используются события $\pi^- A \to \pi^+ \pi^- A'$, когда каждый трек вызывает ровно по одному срабатыванию в каждой плоскости.

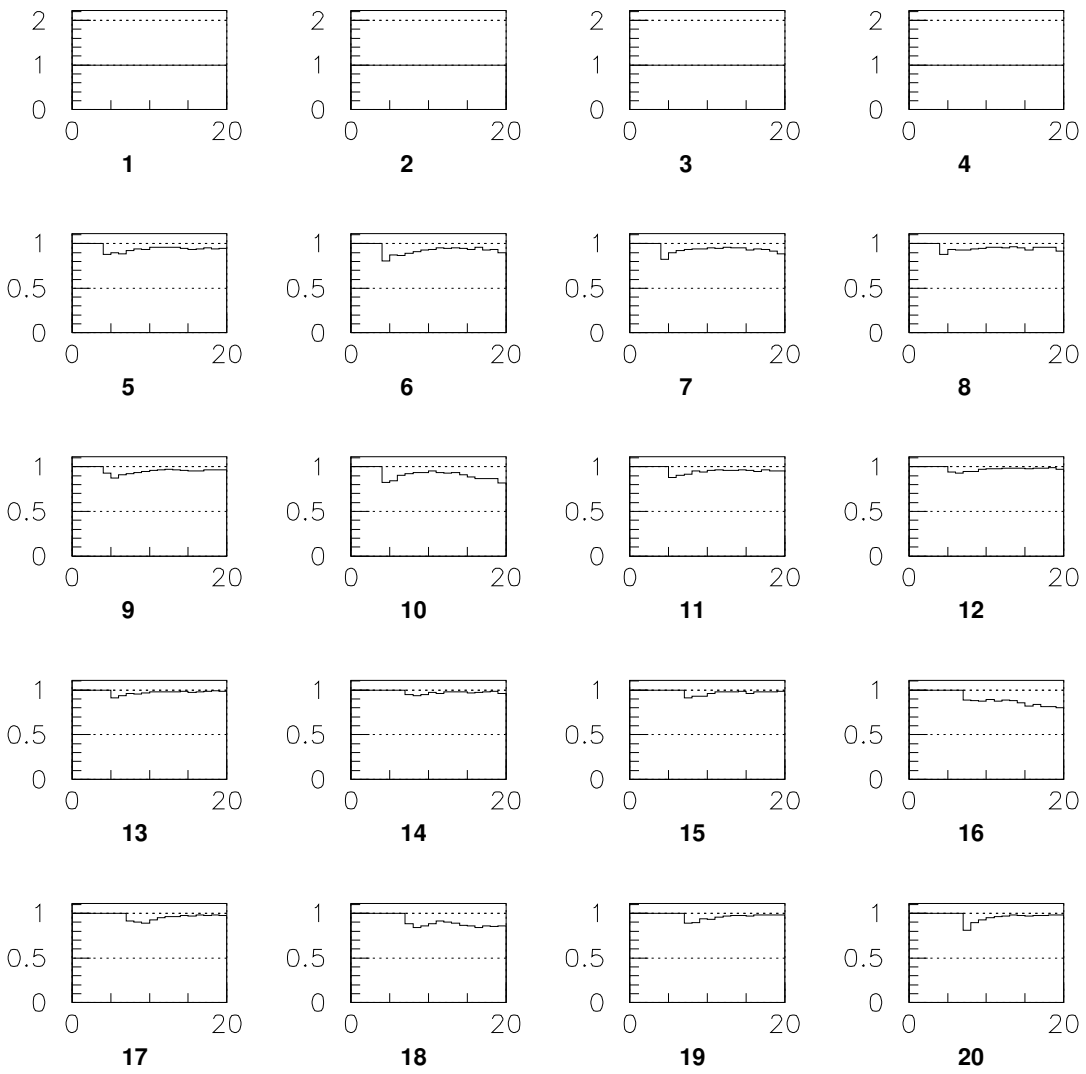

Рис.45. Эффективности элементов годоскопа. По оси X отложено расстояние от ФЭУ вдоль элемента в 1/20 частях длины элемента. По оси Y — эффективность. Если эффективность равна точно 1.0, то это означает, что она неизвестна(или из-за недостаточной статистики,или из-за того, что соответствующий канал регистра не работал).Внизу каждого графика подписан номер элемента.

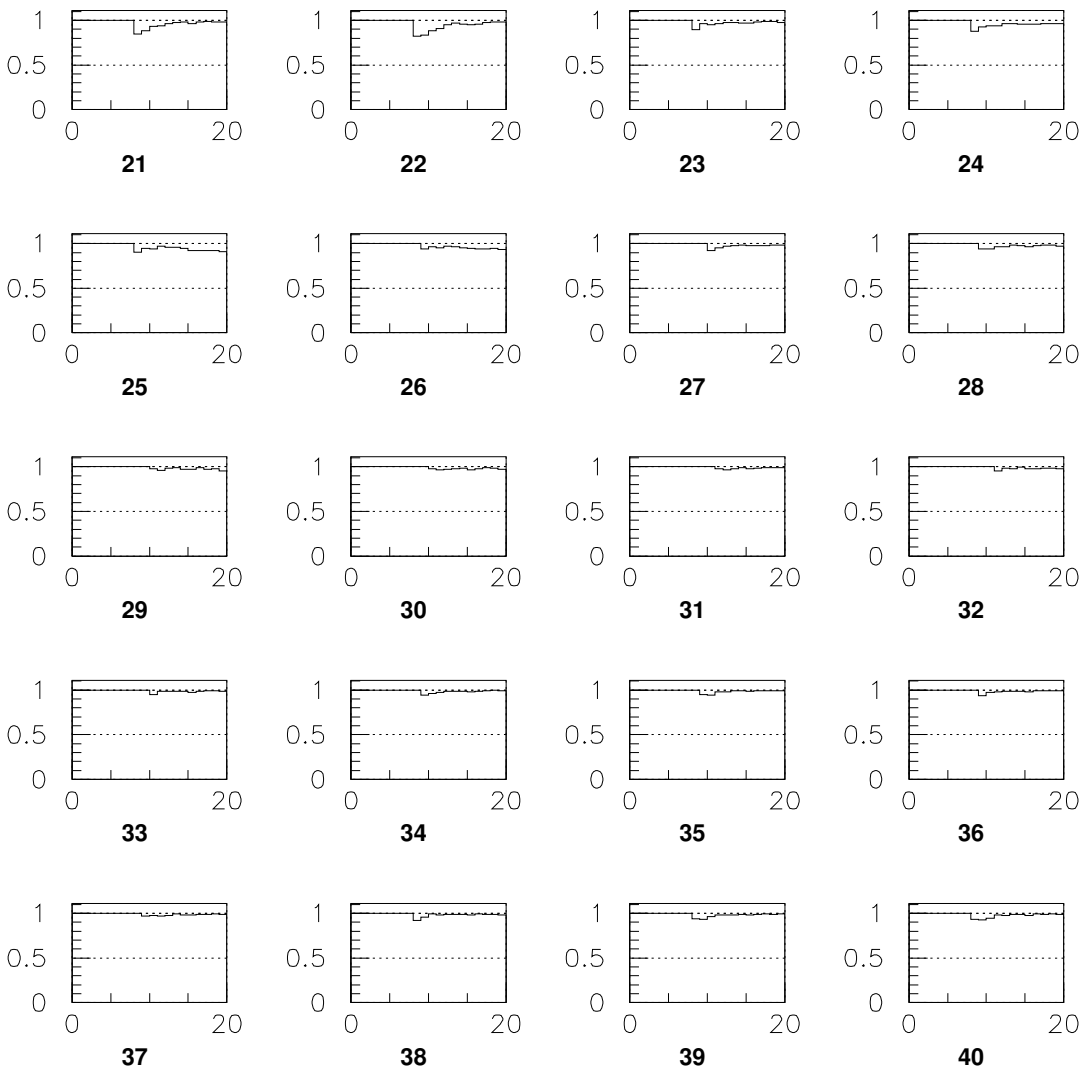

Рис.45. *(продолжение)*

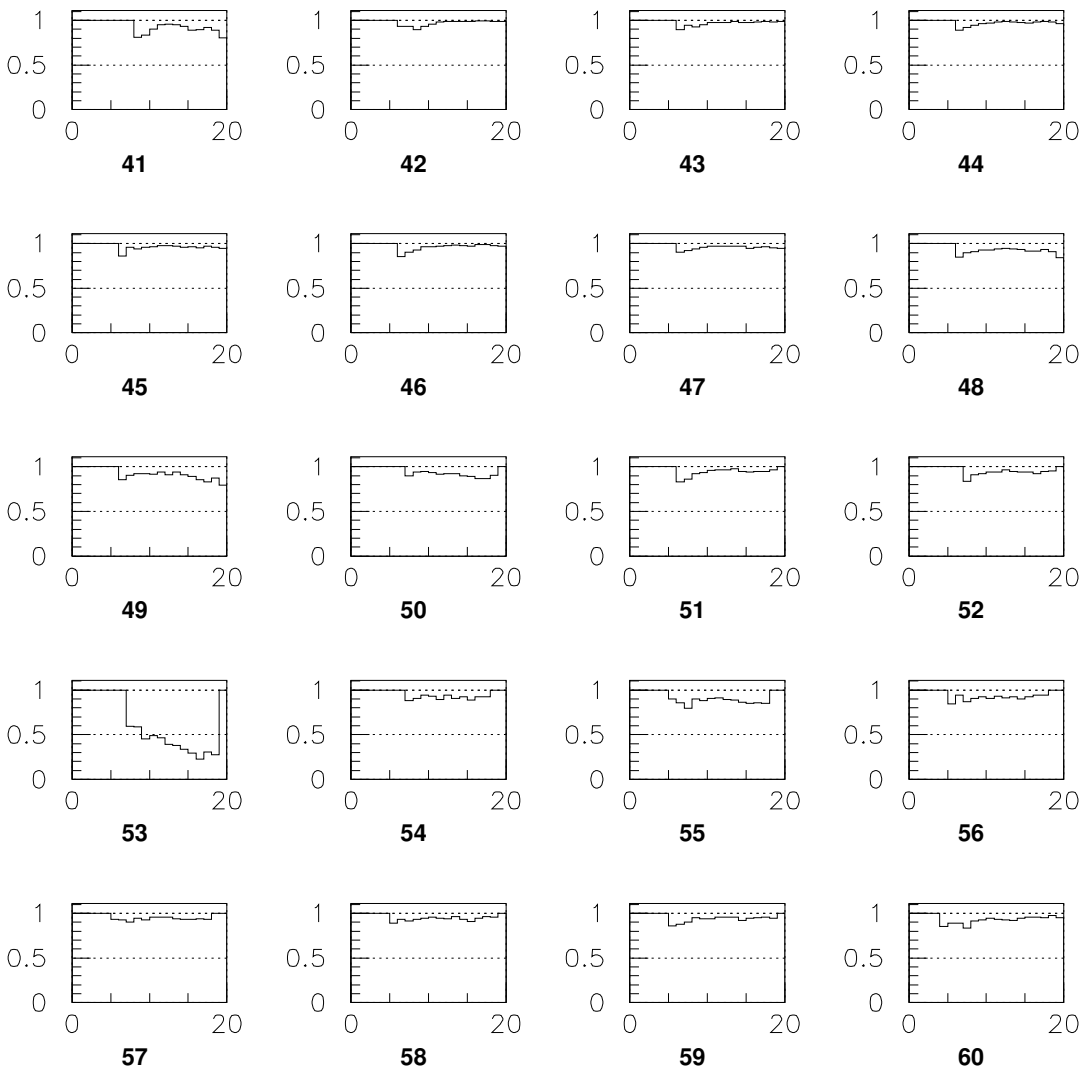

Рис.45. *(продолжение)*

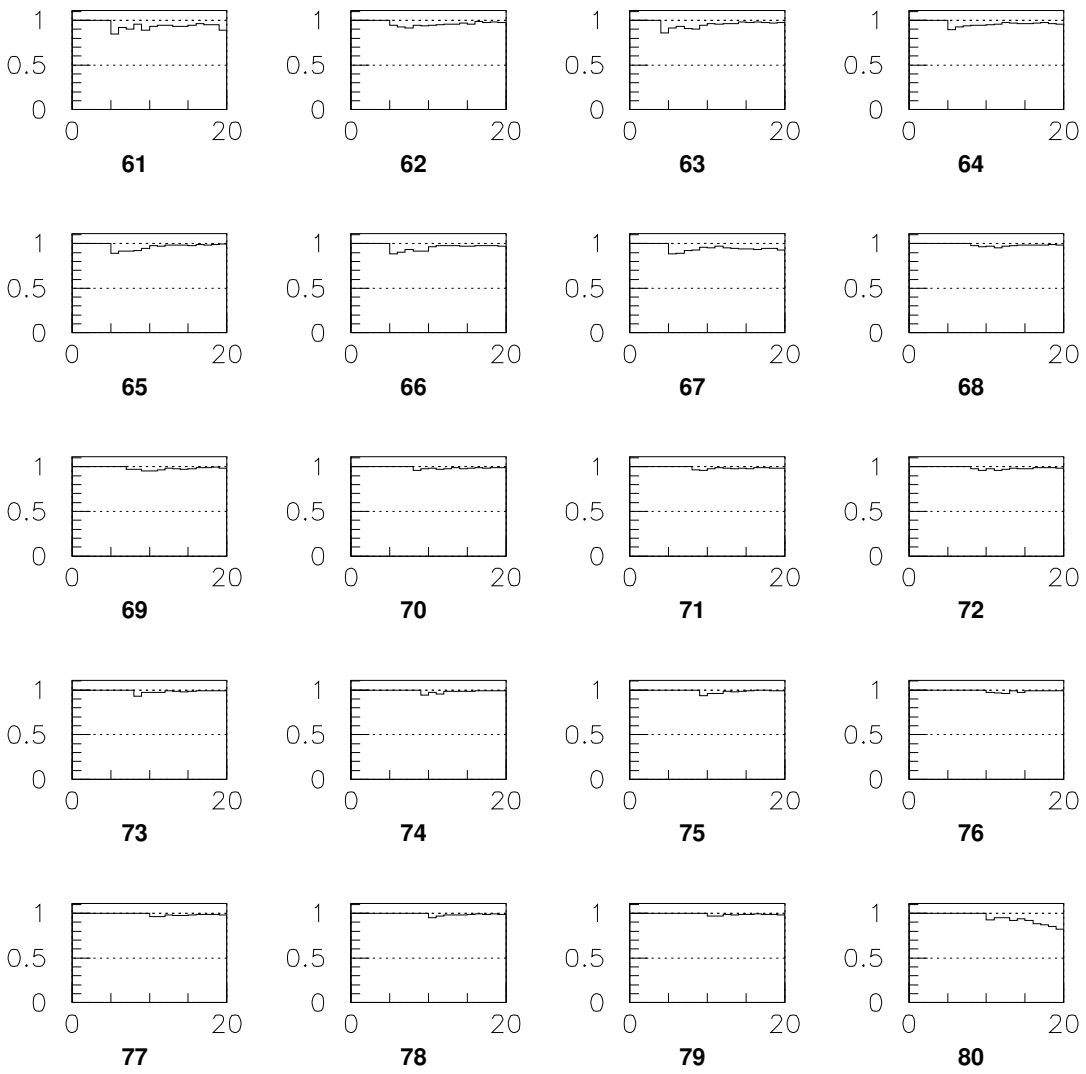

Рис.45. *(продолжение)*

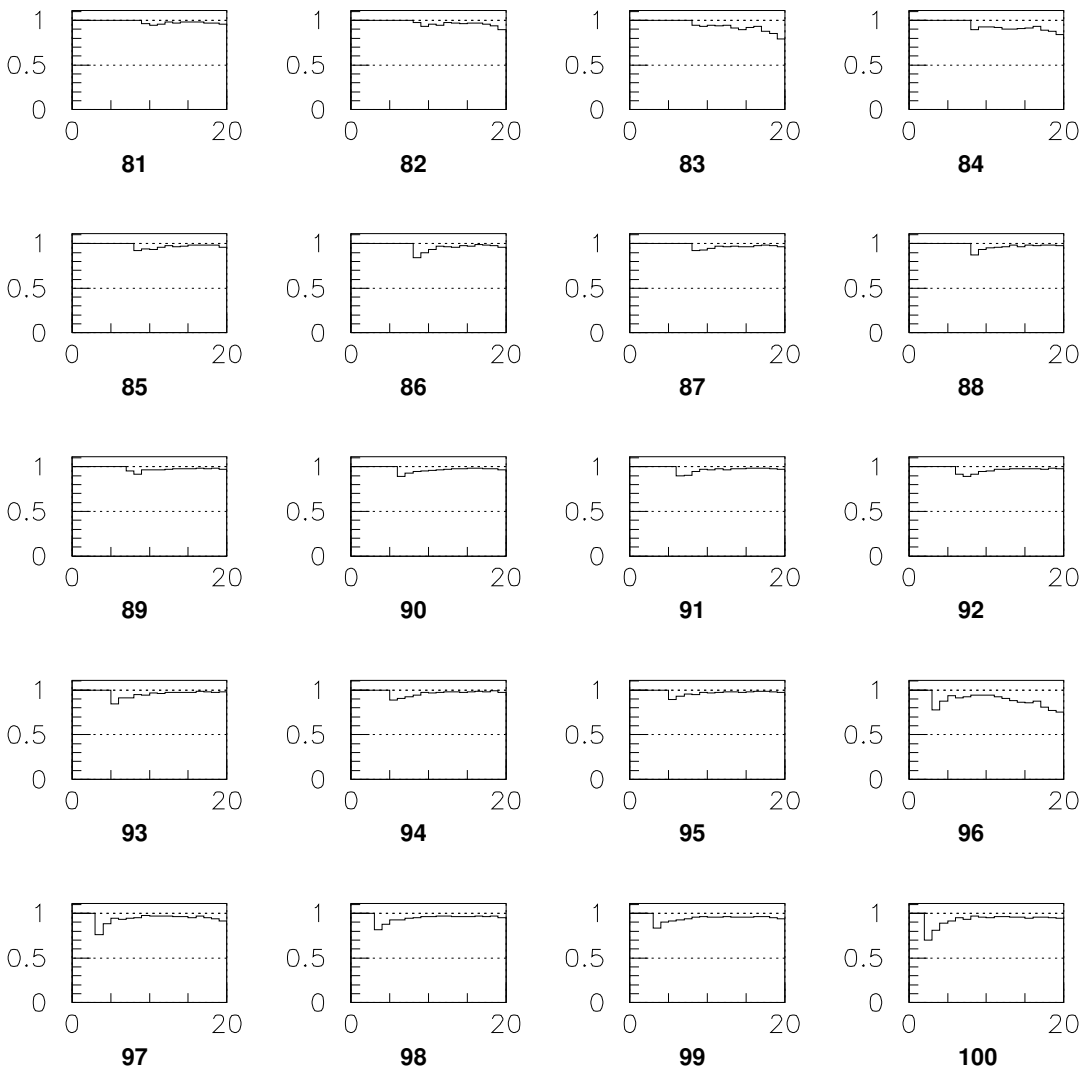

Рис.45. *(продолжение)*

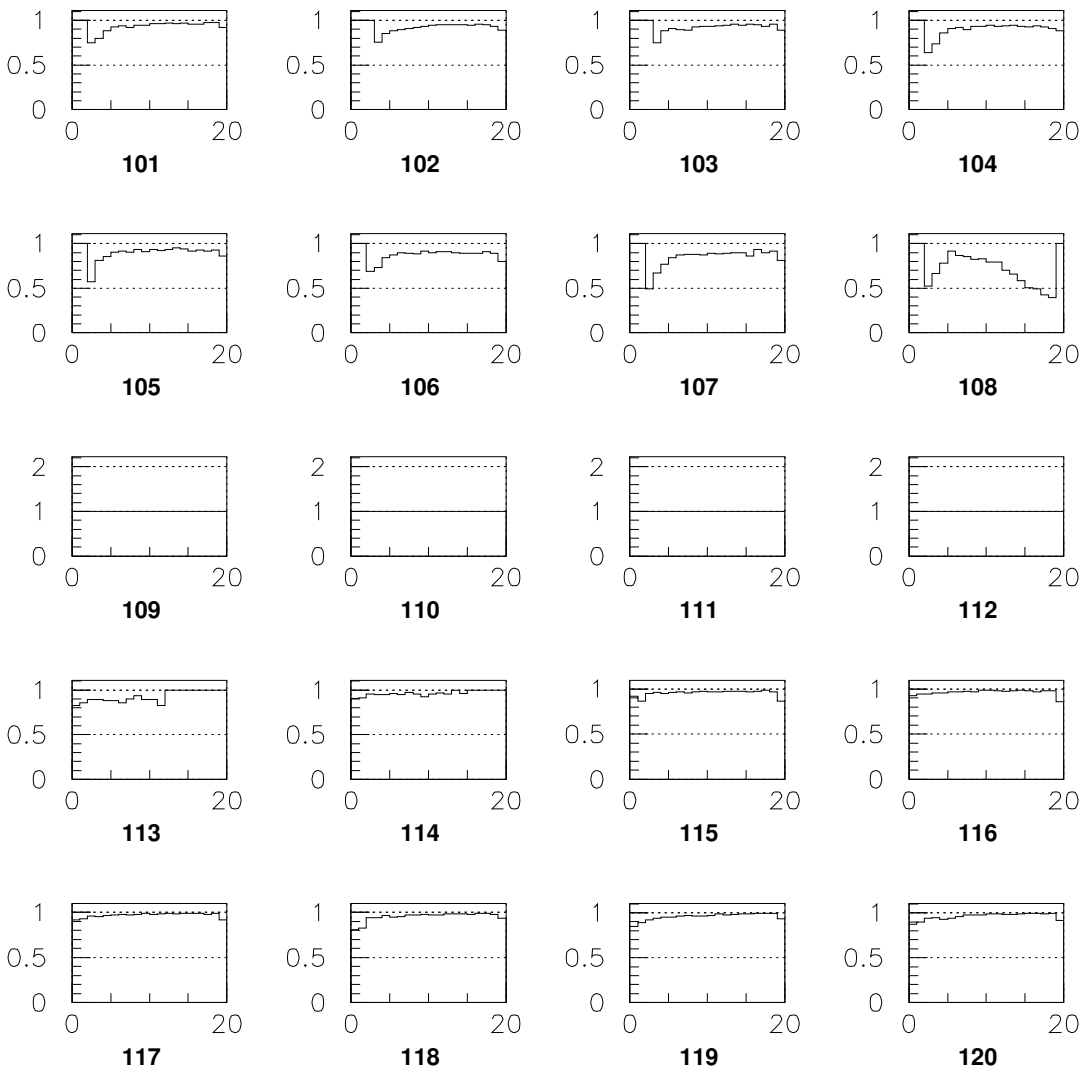

Рис.45. *(продолжение)*

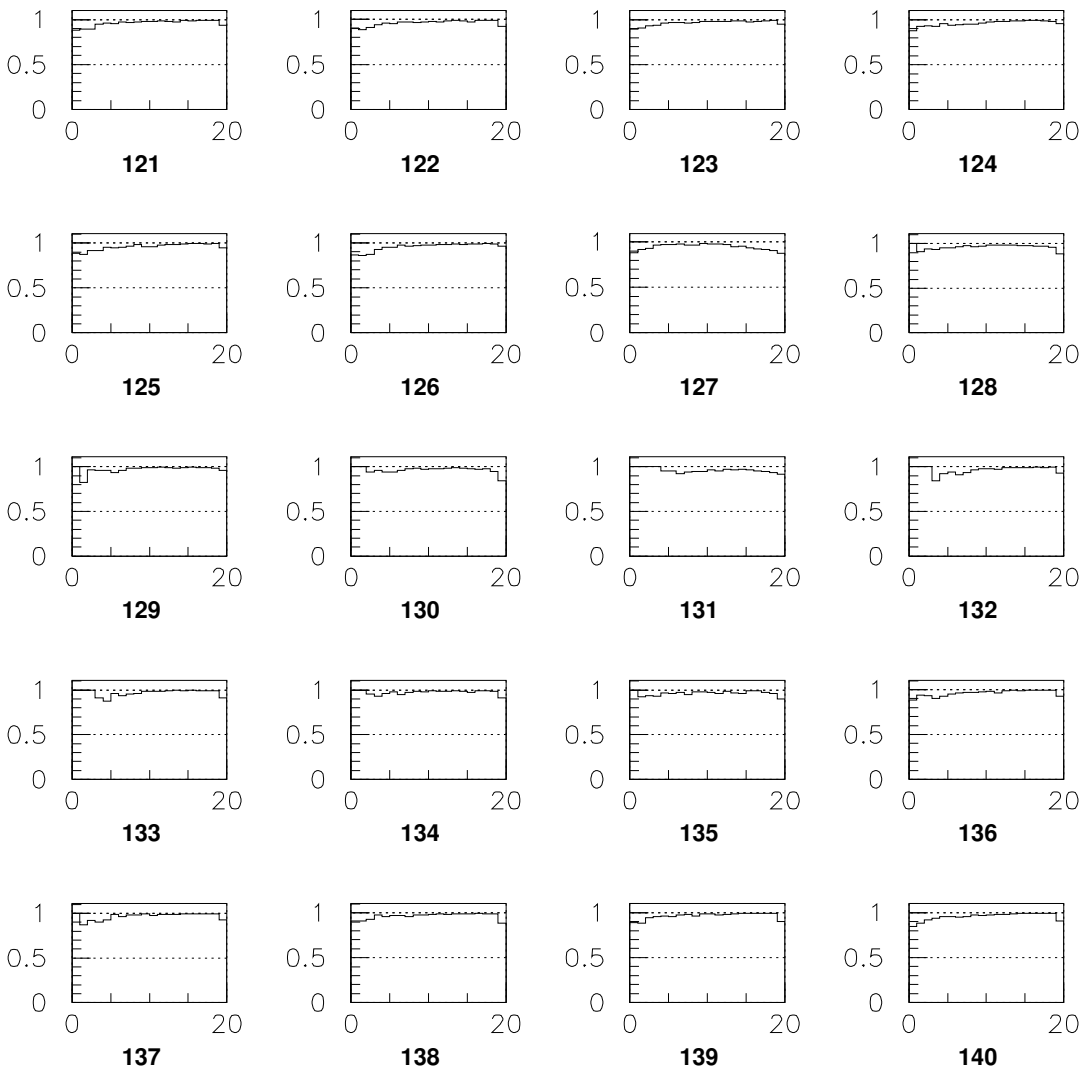

Рис.45. *(продолжение)*

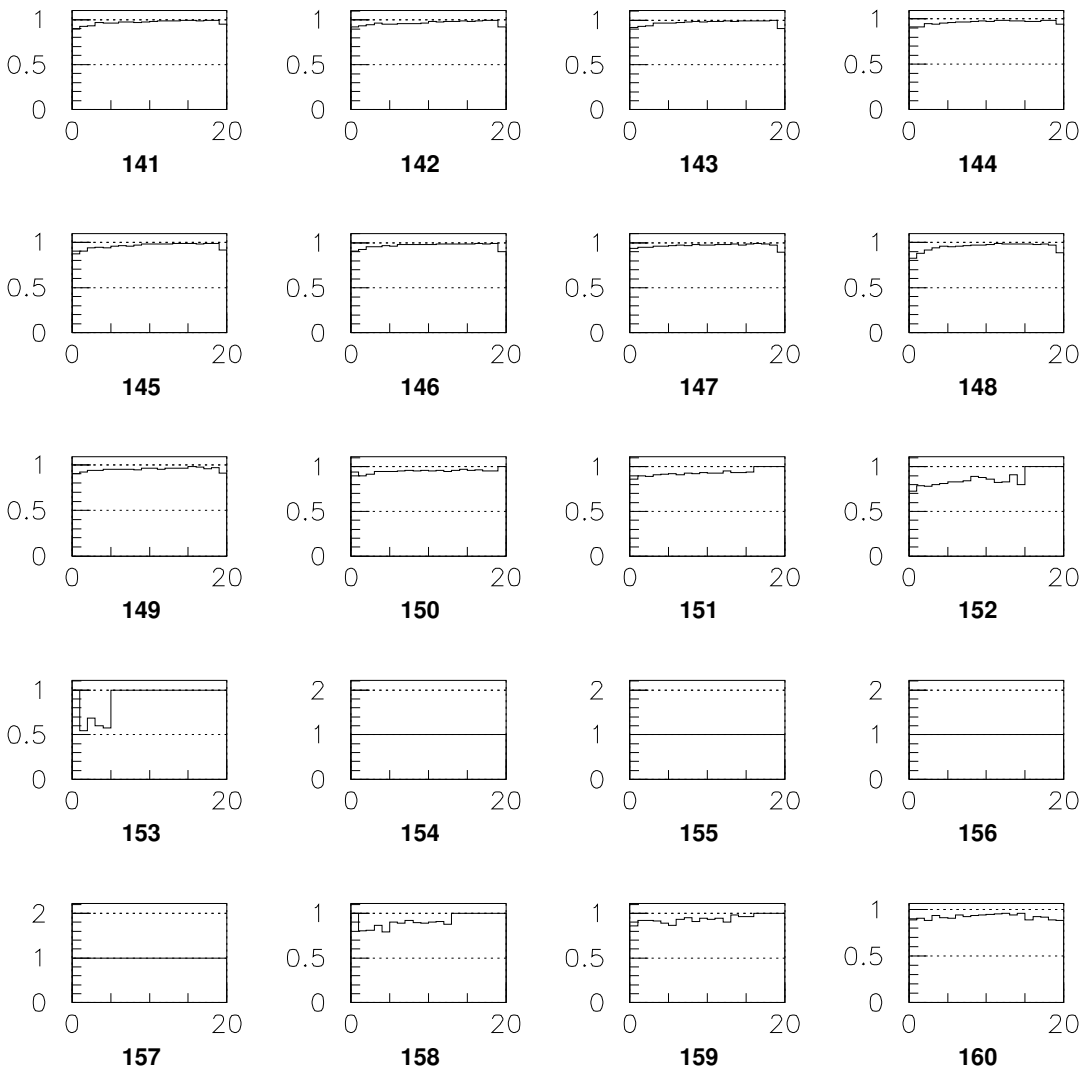

Рис.45. *(продолжение)*

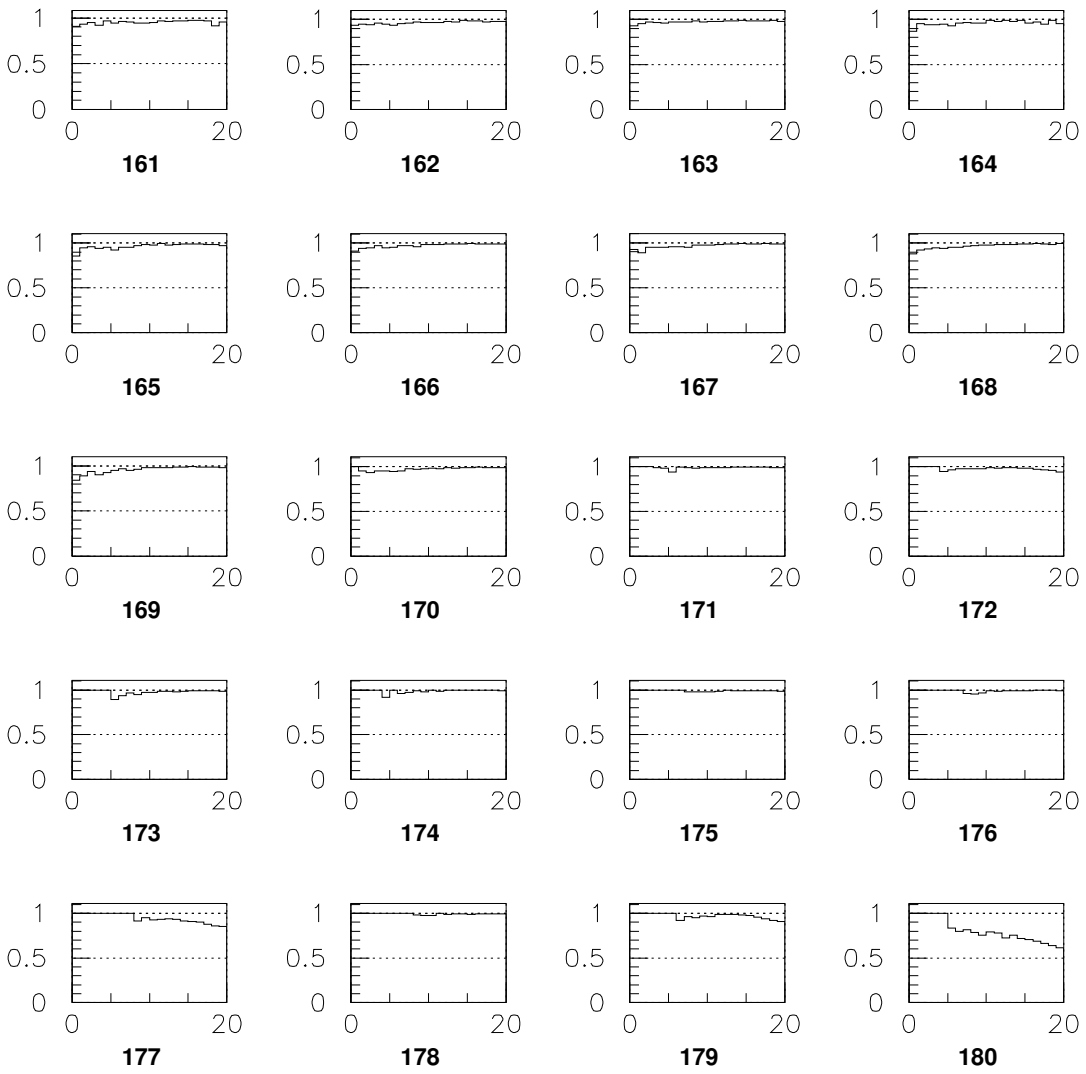

Рис.45. *(продолжение)*

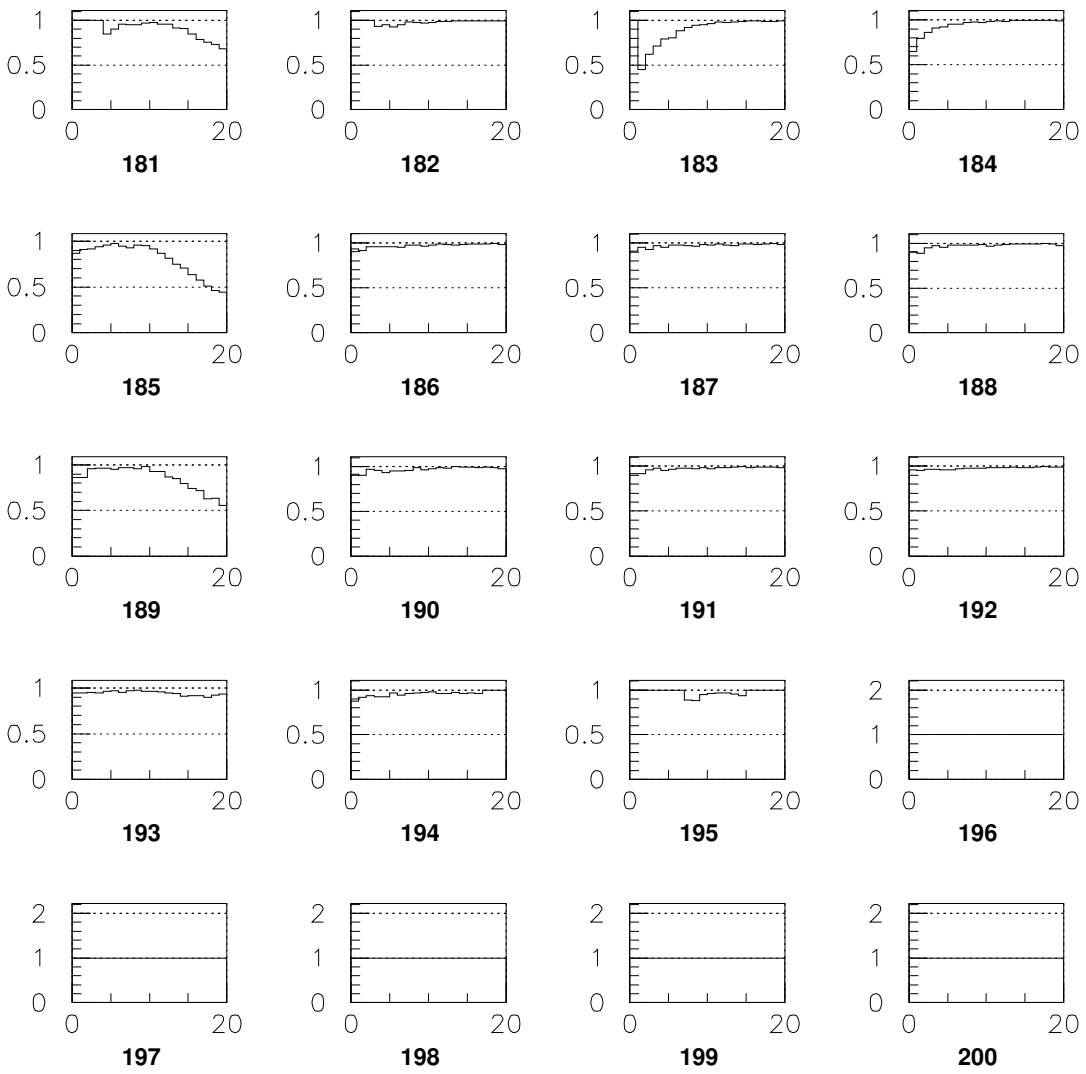

Рис.45. *(продолжение)*

6.Реакция $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$

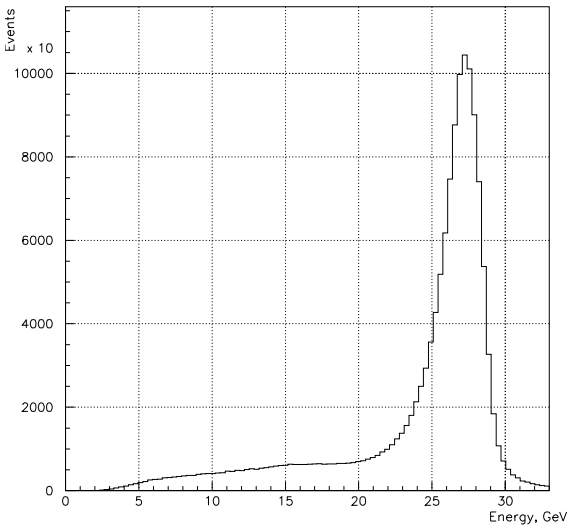

Рис.46. Упругий пик для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$.

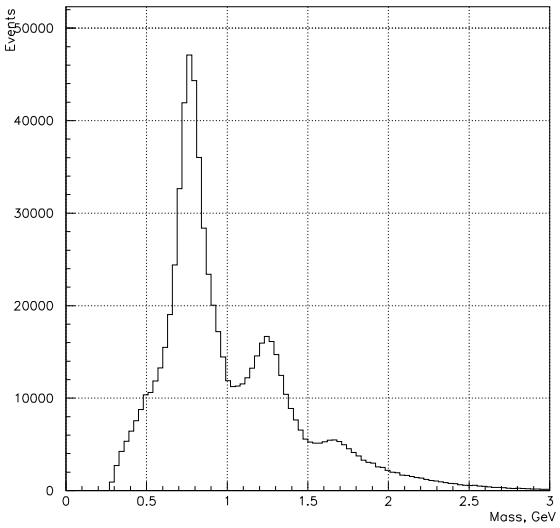

Рис.47. Спектр масс $\pi^+\pi^-$.

Отбор событий

Система $\pi^+\pi^-$ является хорошо изученной (см. например [6]), и поэтому реакцию $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$ можно использовать для проверки правильности описания детектора, изучая, например, угловое распределение π^+ в системе Готтфрида–Джексона для $\pi^+\pi^-$. На протяжении всей этой главы будут использоваться данные первой четверти 17-го сеанса, т.к. размер соответствующей статистики для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$ ($\approx$ 740000 событий) вполне достаточен для выявления каких-либо сильных эффектов приводящих к неправильному описанию установки. Были отобраны события, удовлетворяющие следующим условиям:

1. π^- в пучке.

2. Один положительно заряженный трек и один отрицательно заряженный.

3. Отсутствие кластеров в *GAMS*, которые идентифицированы как электромагнитные.

4. $|V_z - 220| < 10$ см — обрезание по z-координате вершины.

5. $|E_{beam} - 28| < 4$ ГэВ — обрезание по упругому пику.

6. $-t < 1$ ГэВ^2.

Упругий пик показан на рис.46, t-распределение — на рис.48, спектр масс — на рис.47, распределение координат вершины — на рис.49,50,51. В распределении по z-координате вершины виден второй пик, соответствующий взаимодействиям на счетчике $S_{10} - S_{11}$. При моделировании установки важно правильно сгенерировать распределение по x, y координатам вершины из-за наличия дыры в годоскопе и BK_1, BK_2 которые имеют размер такого же порядка, как и ширина распределений V_x, V_y и сильно влияют на эффективность детектирования жестких отрицательно заряженных треков, которые пролетают вблизи пучка. С этой целью V_x, V_y были отфитированы полиномом 13-й степени (результат — на рис.49,50) для последующего использования этих полиномов при генерации координаты вершины методом отбраковки. Также были отфитированы направляющие тангенсы пучка для последующего использования в Monte Carlo.

Угловые распределения

Система Готтфрида–Джексона — это система центра масс $\pi^+\pi^-$ с определенным выбором осей

координат. Направления осей получаются следующим образом: выполняется поворот лабораторной системы координат таким образом, чтобы ось Z совпала с направлением импульса $\pi^+\pi^-$, а ось Y была перпендикулярна плоскости, натянутой на импульс пучка и импульс $\pi^+\pi^-$; потом выполняется буст вдоль оси Z для перехода в систему центра масс и поворот вокруг оси Y до совмещения оси Z с импульсом пучка в системе центра масс. Углами Готтфрида–Джексона и Трэймэна–Янга для какого-либо вектора называются его полярный и азимутальный углы в системе Готтфрида–Джексона. На рис.52,53 показаны распределения по углам Готтфрида–Джексона и Трэймэна–Янга для π^+ для событий с массой $0.77 < M < 0.82$ ГэВ. Моделирование установки при помощи *Fast Monte Carlo* выполнялось со всеми усовершенствованиями, рассмотренными в предыдущих главах (эффективность годоскопа, двумерные эффективности камер, уточненная обработка хитов в *BDC*). На рис.54,55 можно видеть во что превращается равномерное распределение по углу Трэймэна–Янга и косинусу угла Готтфрида–Джексона после пропускания через модель установки. Видно, что по большей части неравномерность распределения по углу Трэймэна–Янга на рис.53 обусловлена аксептансом и для получения истинного распределения по косинусу угла Готтфрида–Джексона можно просто разделить наблюдаемое распределение (предварительно очистив его от подобранных треков, эффективность реконструкции которых нельзя учесть в Monte Carlo (см.рис.56)) на распределение на рис.54. Результат деления показан на рис.57. Виден резкий провал в области малых $cos\ \theta_{gj}$, который не имеет никакого отношения к физике, а всего лишь является свидетельством того, что мы искуственно завысили эффективность установки в этой области. Проблемная область соответствует очень жесткому π^-, который пролетает недалеко от пучка. На рис.58 показано распределение координат попадания такого π^- в плоскость годоскопа, а на рис.59,60 показано распределение по Y для π^- и π^+ всех двухтрековых событий из упругого пика при условии, что X координата π^- в первом случае ограничена условием $-25.0 < x < -15.0$ см, а во втором X координата π^+ ограничена условием $10.0 < x < 20.0$ см. В случае π^- имеется ясный систематический провалв центральной области, в отличие от π^+.

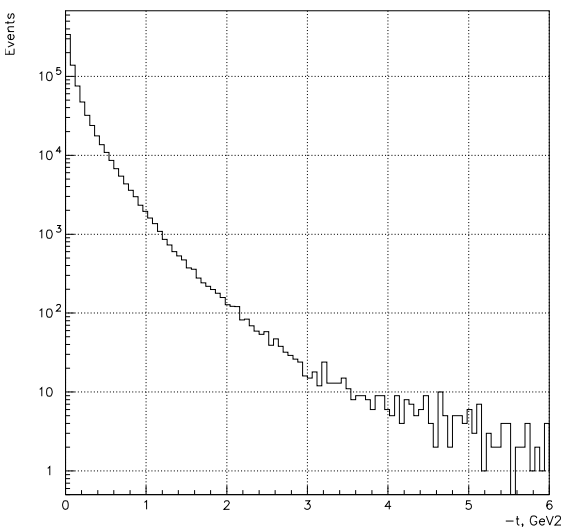

Рис.48. $-t$-распределение для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$.

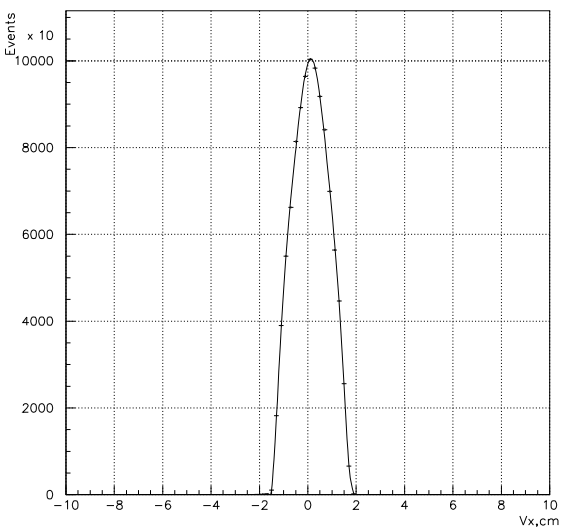

Рис.49. Распределение по X-координате вершины для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$. Сплошная линия — фит полиномом 13-й степени.

В связи с тем, что провал находится в области где происходит перекрытие элементов годоскопа из различных квадрантов, то было высказано предположение, что события подавляются на уровне триггера в силу каких-нибудь "шумов" в годоскопе, поскольку триггерование таких событий происходит на грани нарушения условия поквадрантной разности по множественности (см. гл.5). Такие "шумы" действительно имеют место быть, например из-за альбедо – сравнительно мягких частиц, которые вылетают назад при попадании заряженного трека в *GAMS*. Однако для запрещения регистрации события такая вторичная частица должна попасть в годоскоп весьма специальным образом,

что резко снижает эффективность такого механизма подавления. Кроме того, перекрытие квадрантов существует и при $x > 0$, однако в распределении для π^+ такого сильного провала нет. Потом высказывалась гипотеза, что несколько элементов годоскопа имеют низкую эффективность, но эффективности элементов годоскопа уже учтены в Monte Carlo.

Если наблюдаемая аномалия не вызвана годоскопом, остается только одна причина — неэффективная реконструкция треков в данной области и неправильный её учет в Monte Carlo. И эта гипотеза подтверждается следующими фактами.

Лишние хиты в годоскопе

Если построить распределение по количеству сработавших элементов в каждой плоскости годоскопа то получится распределение на рис.61. Можно выбросить хиты, ассоциированные с попадающими в годоскоп треками (хит считается ассоциированным, если расстояние от соответствующего элемента годоскопа до какого-нибудь трека < 10 см), и построить распределение остальных хитов, которые мы будем называть "лишними"(см. рис.62). Если взять события не из упругого пика ($E_{beam} < 24$ ГэВ, эти события характерны тем, что значительная часть из них являются трехтрековыми с одним нереконструированным треком), то распределение принимает вид, показанный на рис.63. Видно три ярких пика, соответствующие активности в околопучковой области годоскопа, которая вызвана нереконструированным треком. Это указывает на низкую эффективность реконструкции треков в околопучковой области. Но это еще не объясняет, почему, учтя эффективности трековых детекторов, мы не получаем правильную эффективность реконструкции.

Число сработавших плоскостей BDC

Если построить распределение числа сработавших плоскостей *PC, MDC, BDC* (см. рис.64,65,66) для отрицательно заряженного трека с $cos\ \theta_{gj} < -0.9$, то можно видеть, что в *PC* и *MDC* ситуация нормальная, а в *BDC* наблюдается замысловатая двухпиковая структура. Соответствующее распределение для всех отрицательно заряженных треков показано на рис.67, два пика есть и здесь, но пик с низкой множественностью здесь значительно меньше. Необходимо учесть, что треки из пика с низкой множественностью должны реконструироваться процедурой подбора, которая имеет низкую эффективность (см.гл.2), и реально их в несколько раз больше. На рис.68 показано распределение координат попадания отрицательно заряженного трека с $cos\ \theta_{gj} < -0.9$ с множественностью в *BDC* > 3, а на рис.69 — ≤ 3. Видно, что треки с низкой множественностью пролетают там же, где и треки с высокой множественностью. Поэтому естественным объяснением двухпиковости распределения можно считать загрузку *BDC* околопучковым гало: если трек пролетает близко к недавно пролетевшей частице гало, то почти все плоскости не работают, а если нет, то камеры работают в нормальном режиме и мы получаем трек с нормальной множественностью срабатывания. Самогасящийся стримерный разряд характеризуется тем, что после срабатывания образуется мертвая зона, характерная длина которой равна 1 см, и в течении некоторого времени (≈ 30 мкс для аргон-метан-метилалевой смеси, используемой в *BDC*) при попадании в эту зону частиц камера не срабатывает (см.[2]). Это значит, что если интенсивность гало $\sim 2 \cdot 10^6$ частиц/с и оно распределено в области 10×10 см^2, то в этой области камеры вообще работать не будут (при расчете учтено, что шаг проволочек ≥ 1.6 см). Кроме того, неэффективность возникающую с помощью такого механизма нельзя учесть так, как это сделано в настоящий момент в программах моделирования, из-за наличия сильных корреляций.

Моделирование с использованием программы реконструкции

Для полноты картины было осуществлено моделирование установки с использованием программы реконструкции. В настоящий момент состояние *GEANT*-based модели таково, что там отсутствует симуляция триггера и эффективности учитываются только в *BDC*. Поэтому события сначала пропускались через *Fast Monte Carlo* с единичными эффективностями проволочных камер, и то, что прошло через такую модель установки, пропускалось через *GEANT*-based модель, и потом применялась программа реконструкции. Интересно посмотреть, как учет эффективностей *BDC* повлиял на разрешение по массе для двухтрековых событий. Если построить спектр масс $\pi^+\pi^-$ без обрезания по упругому пику (см.рис.70), то можно увидеть K^0_S. Ширина K^0_S целиком обусловлена конечным разрешением установки и равна 7.8 ± 0.3 МэВ. В главе 2 было получено значение 6.0 ± 0.2 МэВ, что не слишком

согласуется с реальностью. Если теперь учесть эффективности *BDC*, то распределение по массе реконструированных Monte Carlo событий с массой 0.5 ГэВ принимает вид, показанный на рис.71. Ширина пика 7.0 ± 0.2 МэВ, что ближе к реальности. Если теперь сгенерировать аксептанс (см.рис.72) и разделить на него распределение на рис.52, то получится рис.73. Видно, что проблема осталась. Не учитывая корреляции мы завышаем число событий, которые находятся основной процедурой, и тем самым искуственно завышаем аксептанс. Если однако мы ограничимся событиями, где π^- найден процедурой подбора (как в данных, так и в Monte Carlo), то наоборот, занизим аксептанс и в результате деления при малом значении косинуса угла Готтфрида–Джексона должен появится пик, а не провал (см.рис.74,75,76). Возможно, нелишним будет заметить, что нормировка на рис.76 и рис.73 абсолютно одинакова.

Выводы

В этой главе обнаружена аномалия эффективности установки BEC, естественное объяснение которой состоит в загрузке *BDC* околопучковым гало. К сожалению гало нельзя наблюсти даже в сырых данных из-за того, что оно почти со 100% эффективностью режется счетчиком $A_{10} - A_{11}$ на уровне триггера нулевого уровня.

Приходится заключить, что в настоящий момент описание установки BEC непригодно для вычисления поправок на аксептанс при изучении реакций с двумя заряженными треками. По этой причине для $K^-\pi^-$ не выполняется никакого парциально-волнового анализа и все изучение системы $K^-\pi^-$ по сути сводится к построению спектра масс.

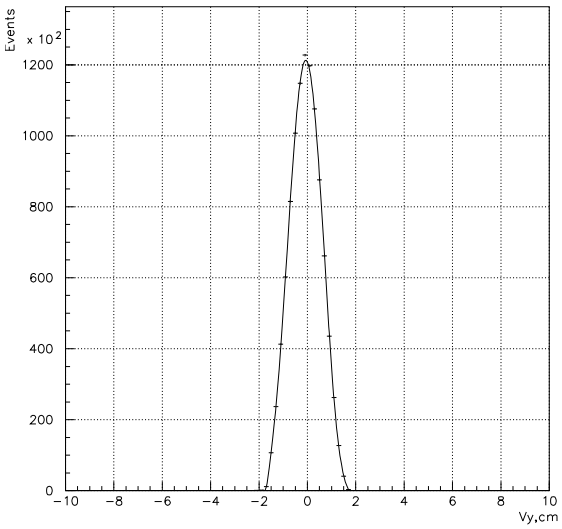

Рис.50. Распределение по Y-координате вершины для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$. Сплошная линия — фит полиномом 13-й степени.

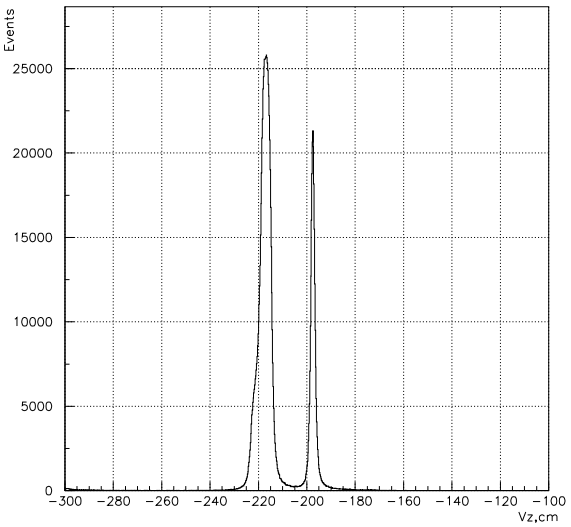

Рис.51. Распределение по Z-координате вершины для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$.

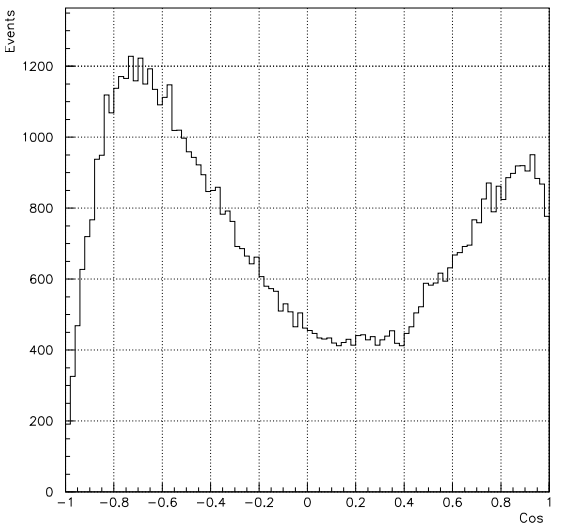

Рис.52. Распределение косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+.

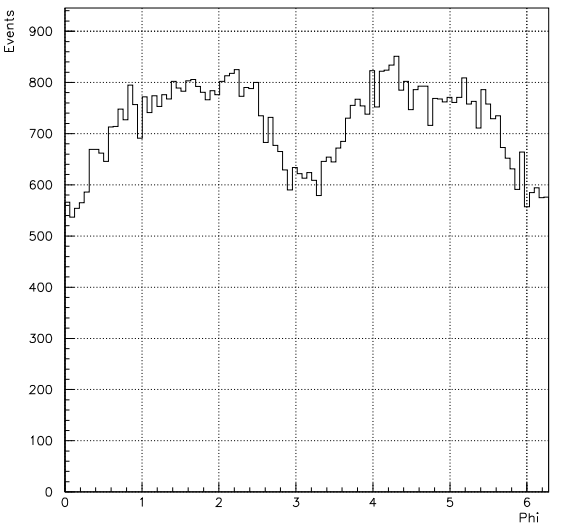

Рис.53. Распределение по углу Треймэна–Янга для π^+.

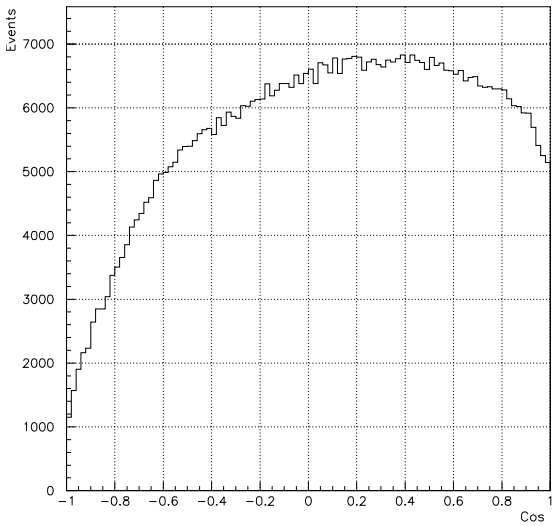

Рис.54. Зависимость аксептанса установки от косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+. Используется *Fast Monte Carlo.*

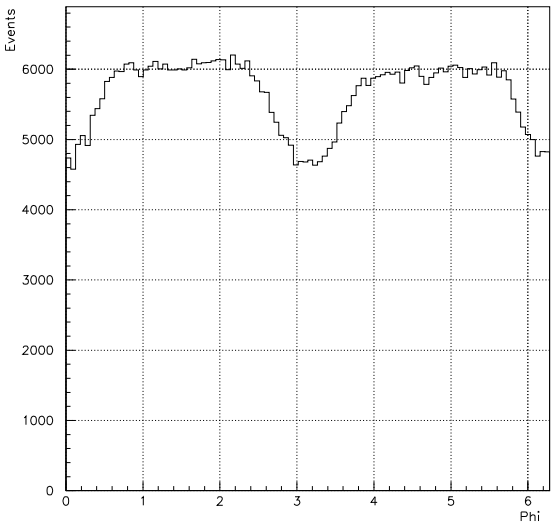

Рис.55. Зависимость аксептанса установки от угла Трэймэна–Янга. Используется *Fast Monte Carlo.*

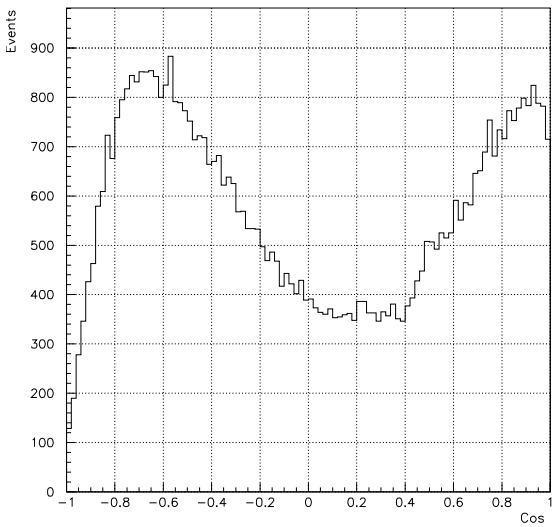

Рис.56. Распределение косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+. Реальные данные с выброшенными подобранными треками.

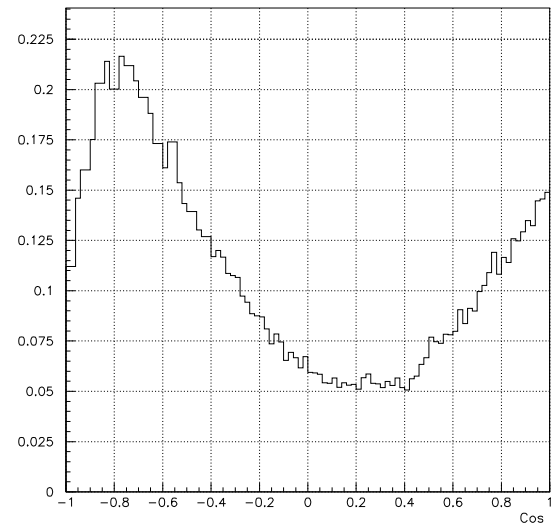

Рис.57. Результат деления распределения на рис.56 на распределение на рис.54.

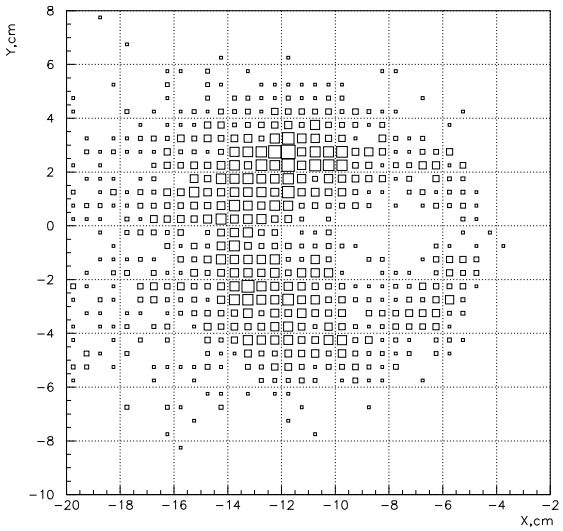

Рис.58. Распределение координат попадания π^- в годоскоп для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$.

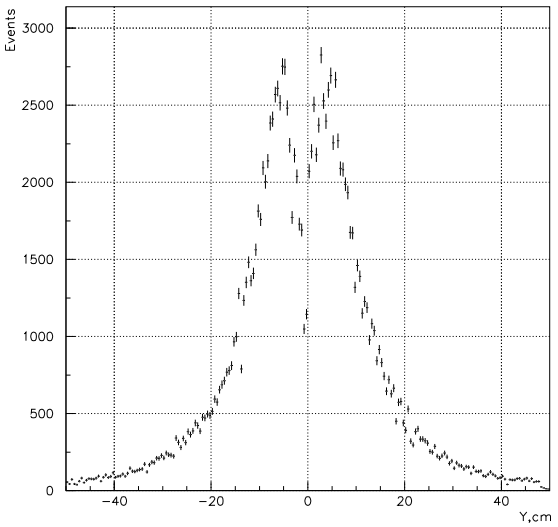

Рис.59. Распределение y-координаты попадания π^- в годоскоп при условии, что $-25.0 < x < -15.0$ см.

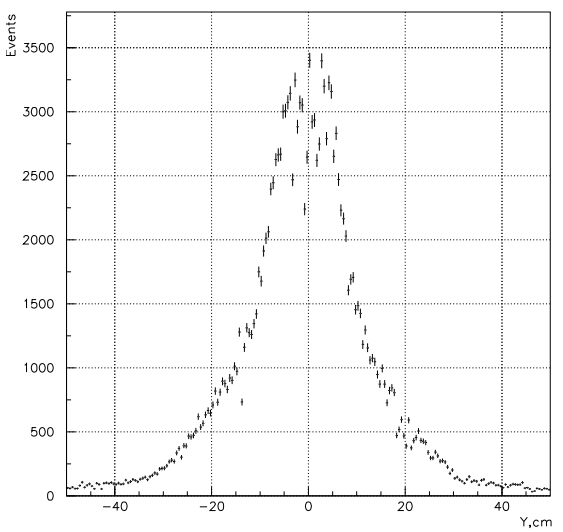

Рис.60. Распределение y-координаты попадания π^+ в годоскоп при условии, что $10.0 < x < 20.0$ см.

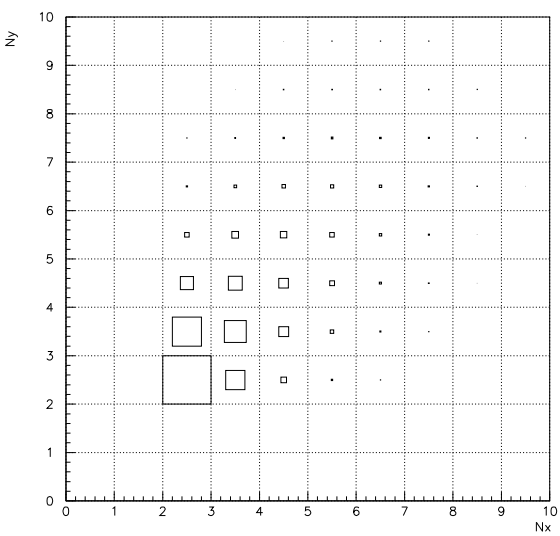

Рис.61. Распределение по множественности срабатывания X и Y плоскостей годоскопа для $\pi^- A \to \pi^+\pi^- A'$. По горизонтальной оси отложено число сработавших элементов в X плоскости, а по вертикальной — в Y плоскости.

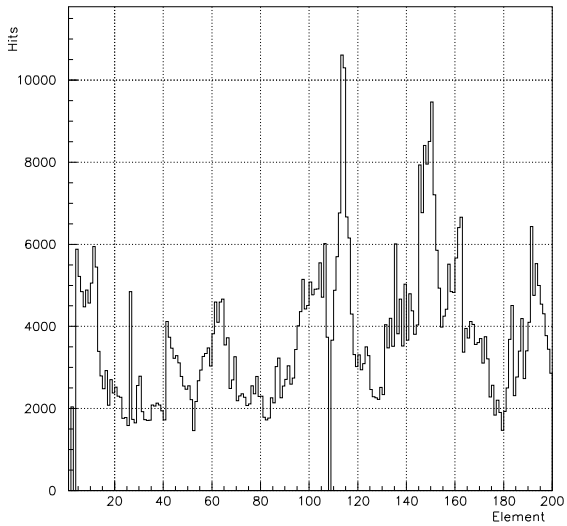

Рис.62. Распределение по числу "лишних" срабатываний для каждого элемента. По горизонтальной оси отложен номер элемента, а по вертикальной — число "лишних" срабатываний. Взяты события из упругого пика.

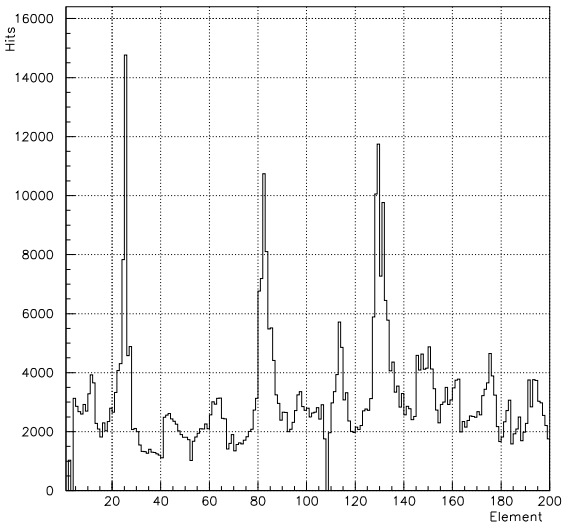

Рис.63. Распределение по числу "лишних" срабатываний для каждого элемента. По горизонтальной оси отложен номер элемента, а по вертикальной — число "лишних" срабатываний. Взяты события *не* из упругого пика.

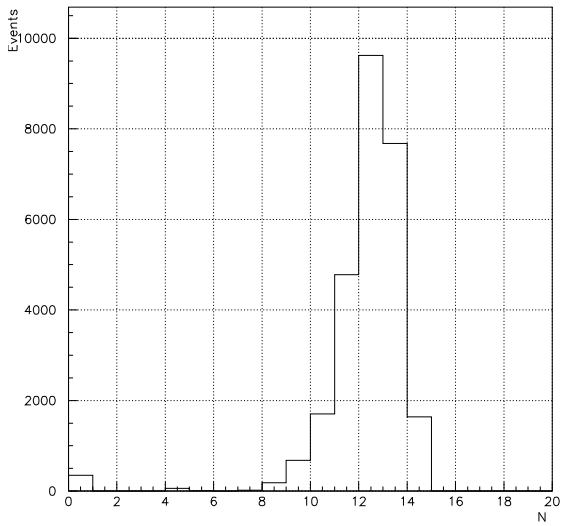

Рис.64. Распределение числа хитов в PC на π^--треке для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$.

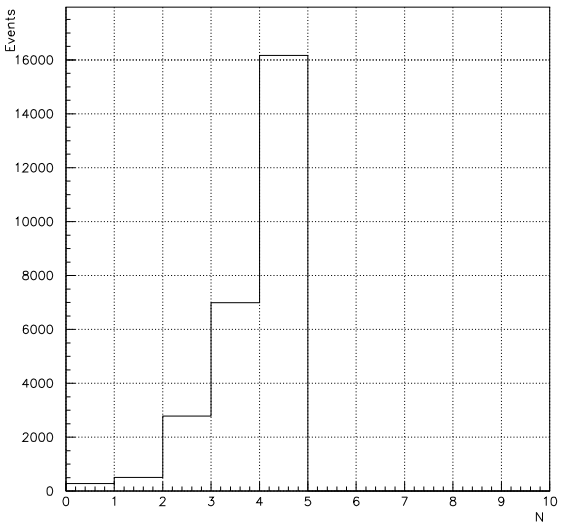

Рис.65. Распределение числа хитов в MDC на π^--треке для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$.

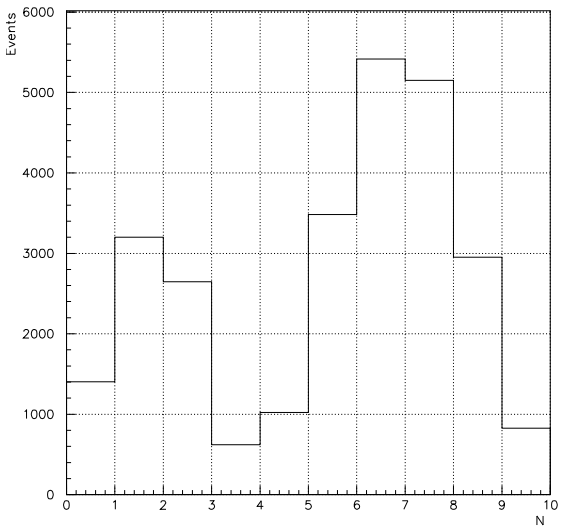

Рис.66.Распределение числа хитов в BDC на π^--треке для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$.

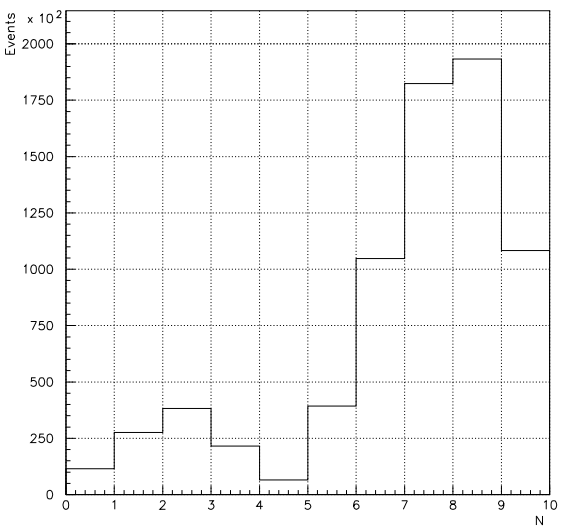

Рис.67. Распределение числа хитов в BDC на π^--треке для всех событий.

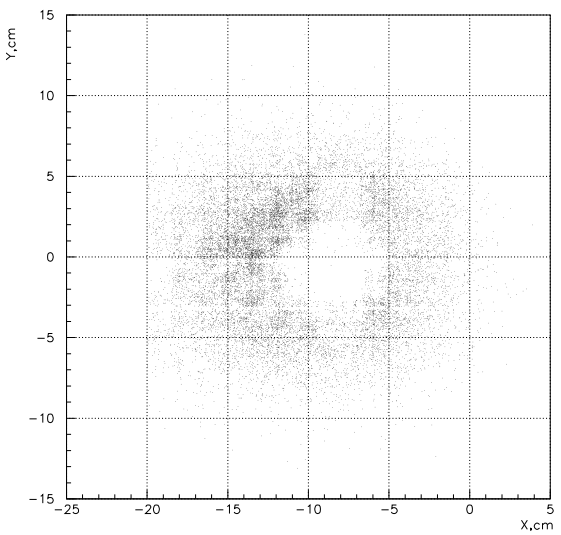

Рис.68. Распределение координат попадания π^--трека в годоскоп для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$ и числа срабатываний в $BDC \ > 3$.

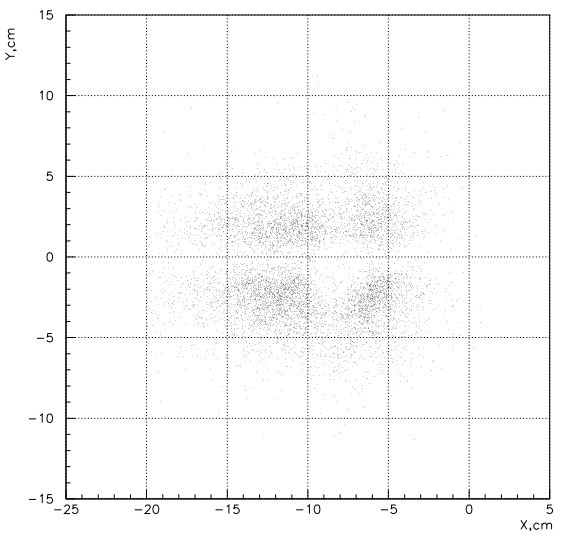

Рис.69. Распределение координат попадания π^--трека в годоскоп для $cos\ \theta_{gj} < -0.9$ и числа срабатываний в $BDC \ \leq 3$.

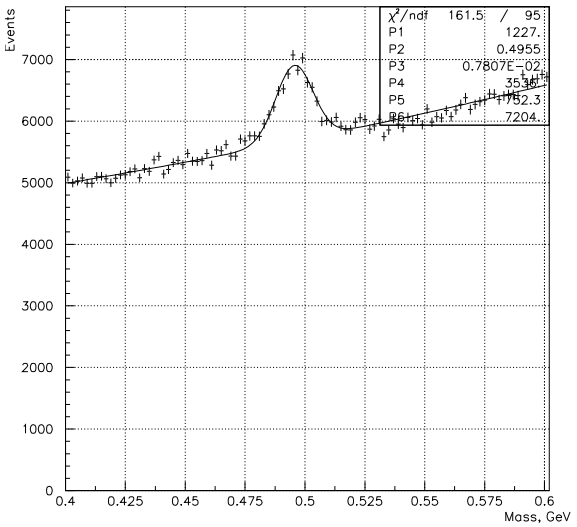

Рис.70.Спектр масс $\pi^+\pi^-$ без обрезания по упругому пику.

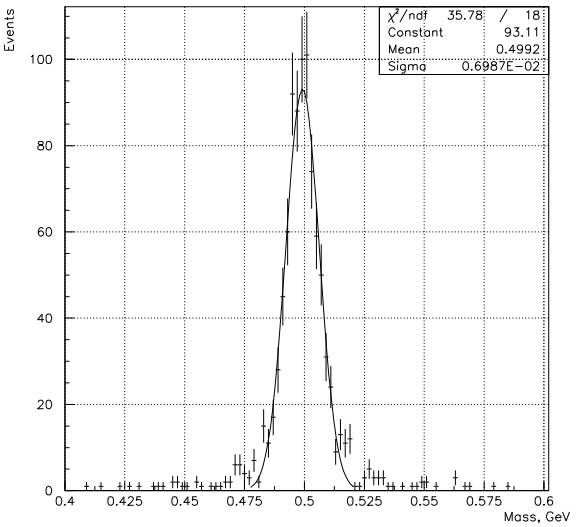

Рис.71. Распределение по массе $\pi^+\pi^-$ Monte Carlo событий с массой 0.5 *ГэВ* после реконструкции с использованием эффективностей *BDC*.

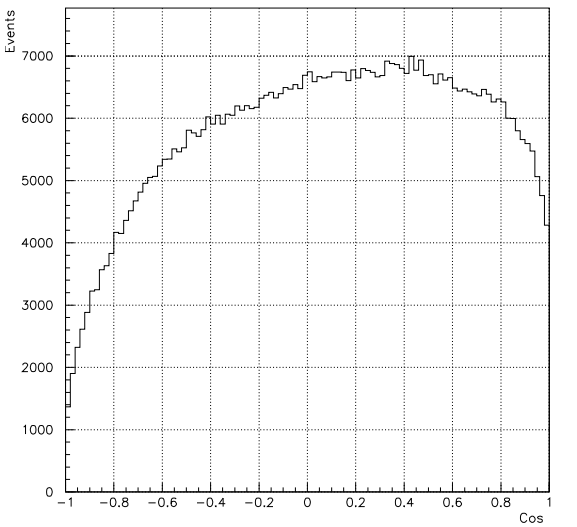

Рис.72. Зависимость аксептанса установки от косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+. Используется *GEANT*-модель и программа реконструкции.

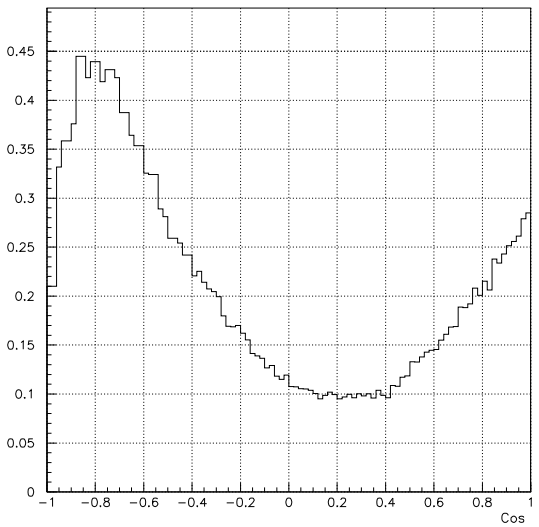

Рис.73. Результат деления распределения на рис.52 на распределение на рис.72.

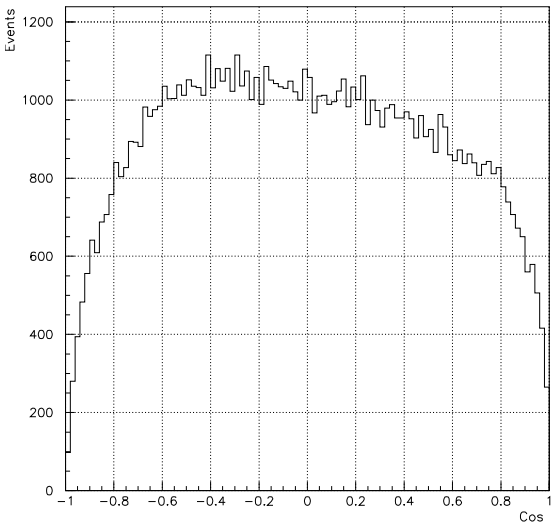

Рис.74. Зависимость аксептанса установки от косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+. Используется *GEANT*-модель и программа реконструкции. Отброшены Monte Carlo события в которых π^--трек не является подобранным.

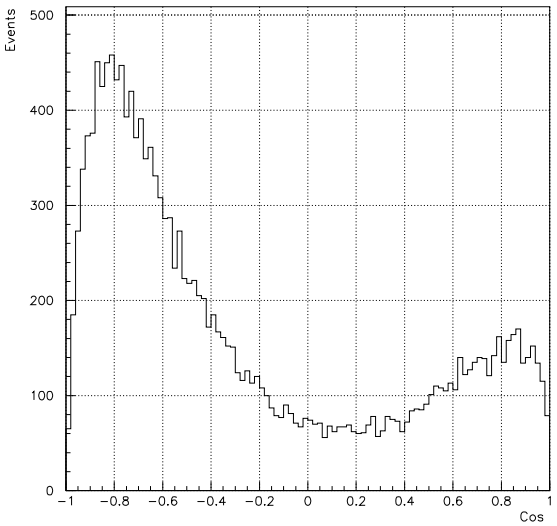

Рис.75. Распределение косинуса угла Готтфрида–Джексона для π^+. Реальные данные с подобранными π^--треками.

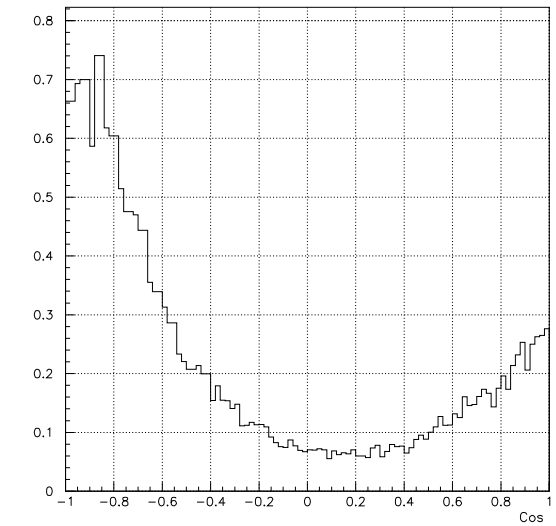

Рис.76. Результат деления распределения на рис.75 на распределение на рис.74.

7.Реакция $\pi^- e^- \to \pi^- e^-$

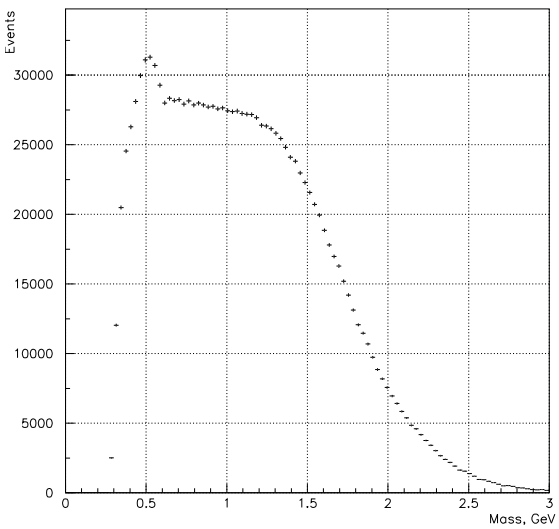

Рис.77. Спектр масс $\pi^-\pi^-$.

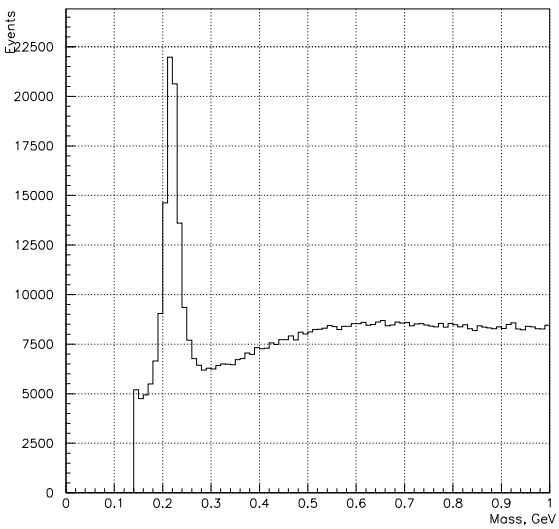

Рис.78. Спектр масс событий с двумя отрицательно заряженными треками и с приписыванием медленному треку массы электрона.

Рассеяние $\pi^- e^- \to \pi^- e^-$ представляет собой замечательный процесс, который является по сути единственной наблюдаемой на установке BEC реакцией, которая поддается расчету.

Если построить спектр масс двух отрицательно заряженных треков, приписав им массу π^--мезонов и, как обычно, обрезавшись по упругому пику и потребовав отсутствие γ-квантов в калориметре, то получим распределение, которое показано на рис.77. Привлекает внимание особенность в самом начале спектра в виде довольно широкого пика. Это и есть $\pi^- e^- \to \pi^- e^-$ события, что подтверждается построением спектра масс с приписыванием более медленному треку массы электрона (см. рис.78). Виден резкий пик с массой 220 МэВ, как и должно быть ($\sqrt{s} \approx \sqrt{m_\pi^2 + 2E_{beam}m_e} \approx 220$ МэВ).

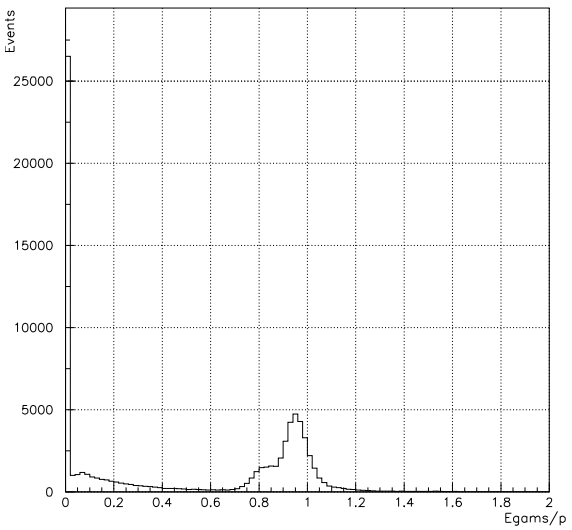

Рис.79. Отношение энерговыделения в *GAMS* к импульсу медленного трека для событий из пика на рис.78.

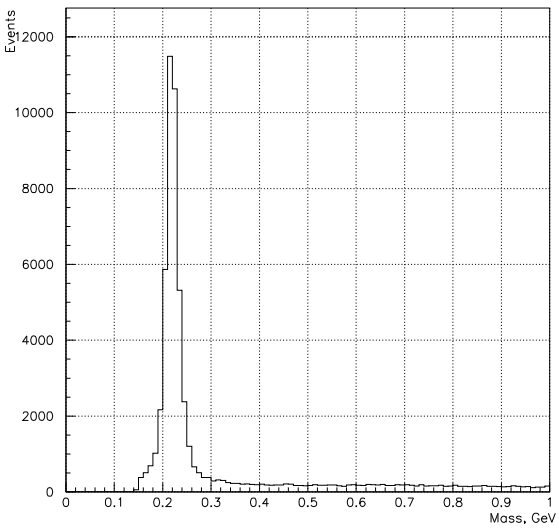

Рис.80. Спектр масс $\pi^- e^-$ с требованием идентификации электрона в *GAMS*.

Вторым доказательством служит распределение отношения импульса трека к его энерговыделению в *GAMS* (см.рис.79, распределение построено для событий в окрестности пика на рис.78). Пик в нуле соответствует частицам, которые не попали в *GAMS*, а пик в окрестности 1.0 — электронам. Если теперь обрезаться по электронному пику в *GAMS* ($E_{gams}/p > 0.8$) и построить для таких событий спектр масс (см.рис.80), то видно исчезновение фона под пиком в спектре масс. Число событий π^-e^-, в которых электрон попадает в *GAMS* составляет ≈ 38000 для всего 17-го сеанса.

K^-e^- и π^-e^- упругое рассеяние можно использовать, чтобы оценить примесь π^- в K^--пучке. Для этого построим спектры масс K^-e^- и π^-e^- отобрав события следующим образом (в обоих случаях используется одна и та же выборка событий, в первом случае быстрому треку приписывается масса K^-, а во втором — масса π^-):

1. K^- в пучке.

2. Два отрицательно заряженных трека.

3. Отсутствие в *GAMS* кластеров, идентифицированных как электромагнитные.

4. $|E_{beam} - 28| < 4$ ГэВ — обрезание по упругому пику.

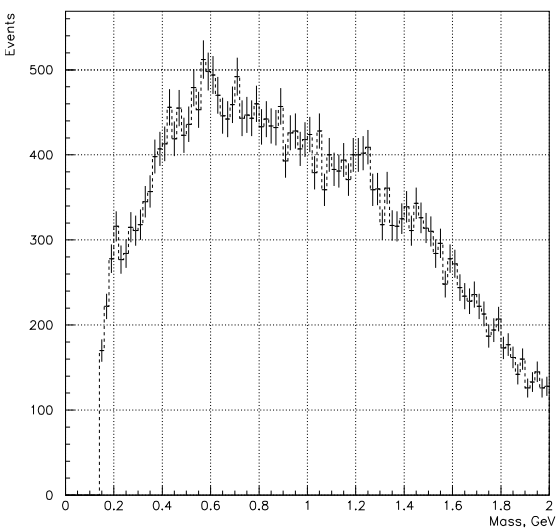

Рис.81. Спектр масс π^-e^-, используется K^--пучок.

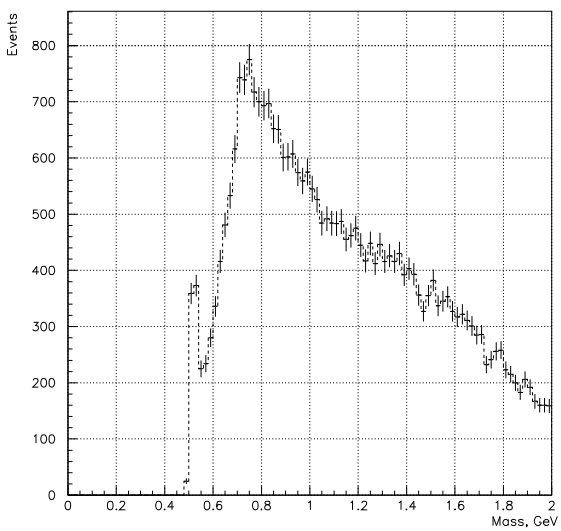

Рис.82. Спектр масс K^-e^-, используется K^--пучок.

Спектр масс K^-e^- показан на рис.82, а π^-e^- — на рис.81. Число событий π^-e^- после вычитания фона составляет ~ 30, а число событий K^-e^- ~ 600. Значит отношение числа событий $\sim 5\%$. Дифференциальное сечение рассеяния массивной скалярной частицы на электроне в системе центра масс хорошо описывается формулой (чтобы ее получить достаточно записать лагранжиан КЭД с полями электрона,пиона,фотона и возвести соответствующую диаграмму Фейнмана в квадрат при пренебрежении импульсом пиона по сравнению с его массой):

$$\frac{d\sigma}{d\cos\,\theta} = \frac{C}{m_\pi^2}\frac{(1-\cos\,\theta)}{(1+\cos\,\theta)^2}$$

где m_π — масса скалярной частицы. Видно, что сечение K^-e^- подавлено на порядок по сравнению с сечением π^-e^-. Однако эти процессы имеют разный аксептанс. Вообще говоря, K^-e^- должен иметь более низкий аксептанс, чем π^-e^-, потому что электрон в первом случае более мягкий (< 3 ГэВ — это значение получается из простых кинематических соображений) и по большей части не попадает в годоскоп, поэтому эти события могут триггероваться только с помощью каких-либо паразитных процессов типа альбедо из *GAMS*.

Исходя из всего вышесказанного полученные 5% нужно разделить еще по крайней мере на 10. Поэтому оценка примеси π^- в K^--пучке такова: $\lesssim 1\%$.

8.Реакция $K^-A \to K^-\pi^-A'$

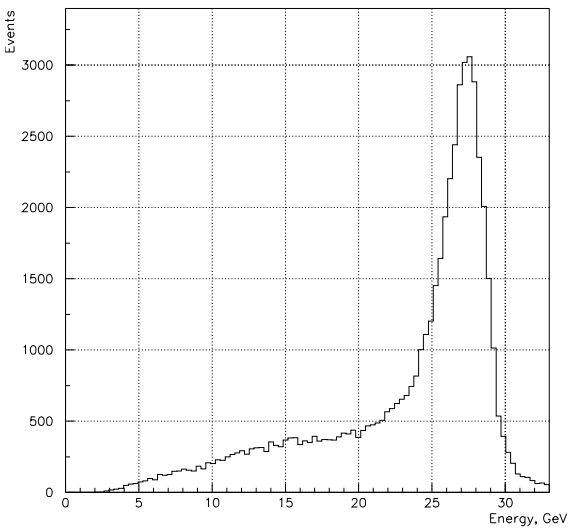

Рис.83. Упругий пик для $\pi^-A \to K^-\pi^-A'$.

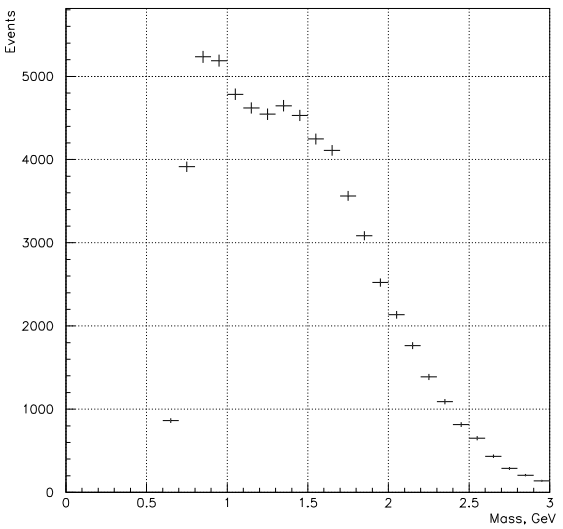

Рис.84. Двухзаходный спектр масс $K^-\pi^-$ после обрезания по упругому пику.

Для изучения реакции $K^-A \to K^-\pi^-A'$ были отобраны события со следующими условиями:

1. K^- в пучке.

2. Два отрицательно заряженных трека.

3. Отсутствие кластеров в *GAMS*, которые идентифицированы как электромагнитные.

4. Выброшены события, в которых масса двух отрицательно заряженных треков при приписывании медленному треку массы электрона, а быстрому массы каона находится недалеко (отклонение < 40 МэВ) от массы K^-e^--упругого рассеяния (520 МэВ).

5. $|E_{beam} - 28| < 4$ ГэВ — обрезание по упругому пику.

При изучении этого процесса пренебрегается обменом странностью с нуклоном, т.е. одна из частиц обязательно считается K^-, а другая — π^-. Упругий пик показан на рис.83, а двухзаходный спектр масс — на рис.84. Статистика составляет примерно 33500 событий для всего 17-го сеанса. В принципе можно было бы воспользоваться идентификацией треков при помощи большого черенковского счетчика *CHER*, но он хорошо работает только в диапазоне импульсов $4.4 < p < 16$ ГэВ, что вдвое уменьшает стастистику. Кроме того, непонятно, как это может облегчить поиск более или менее узких резонансов при помощи простого рассматривания спектра масс (хотя идентификация, безусловно, необходима при осуществлении парциально-волнового анализа, который здесь не производится ввиду плохого знания эффективности установки).

Можно попытаться потребовать в *GAMS* отсутствие "лишних" кластеров (определение "лишних" кластеров см. в следующей главе). Тогда упругий пик становится таким, как показано на рис.85., а спектр масс — на рис.86. Статистика при этом падает в 3 раза, но упругий пик становится "чище".

В спектрах масс не видно каких-либо статистически значимых особенностей, кроме небольшого пика в начале спектра. В двухчастичном спектре $K^-\pi^-$ в реакции $K^-A \to K^-\pi^-\pi^0A'$ (см. гл.9) такой особенности нет. Если построить спектр масс двух отрицательно заряженных треков, приписав медленному треку массу π^-, а быстрому массу $\tilde{p}$, то виден небольшой пик на массе 1250 МэВ (см. рис.87). Скорее всего это $\overline{\Delta}^{--}(1232)$, возникающая от примеси $\tilde{p}$ в пучке. Небольшое смещение по массе можно объяснить быстро растущим фоном. При обрезании по массе $M(\tilde{p}\pi^-) < 1300$ МэВ особенность в $K^-\pi^-$ спектре исчезает (см. рис.88).

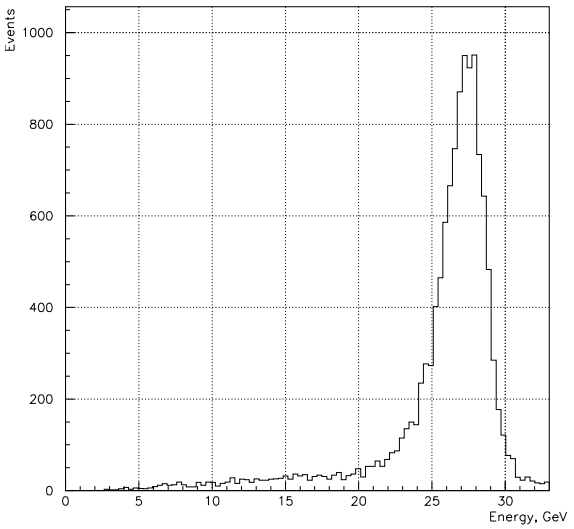

Рис.85. Упругий пик для $\pi^- A \to K^- \pi^- A'$ при отсутствии "лишних" кластеров в *GAMS*.

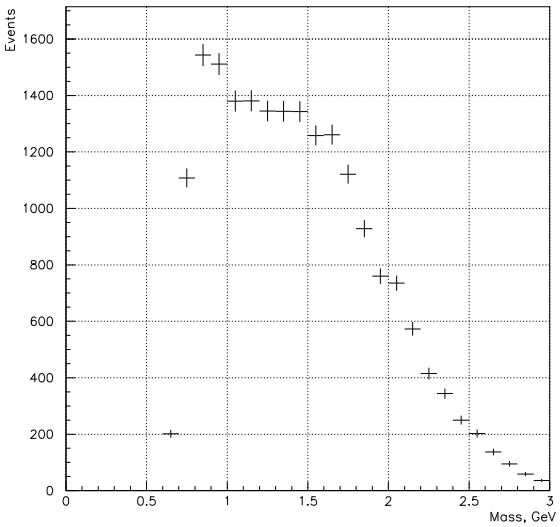

Рис.86. Двухзаходный спектр масс $K^- \pi^-$ при отсутствии "лишних" кластеров в *GAMS* после обрезания по упругому пику.

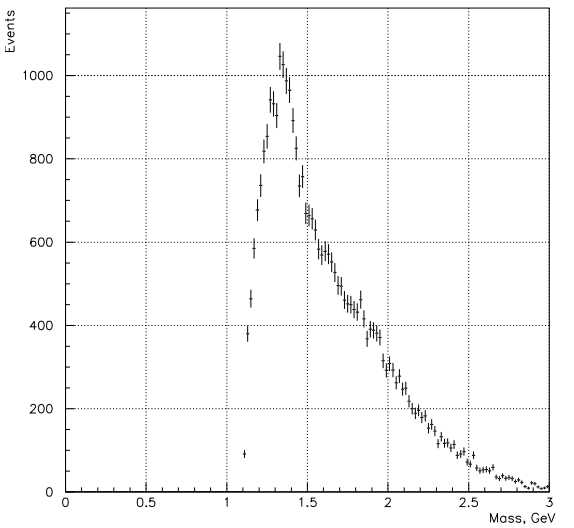

Рис.87. Спектр масс двух отрицательно заряженных треков при приписывании быстрому треку массы $\tilde{p}$, а медленному — массы π^-. Виден небольшой пик на массе 1250 МэВ.

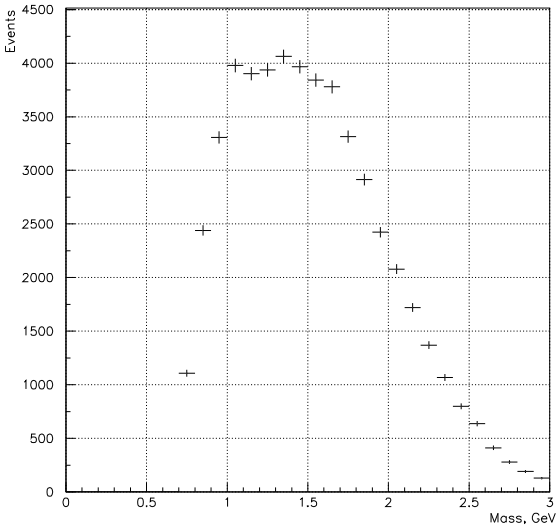

Рис.88. Двухзаходный спектр масс $K^- \pi^-$ при обрезании по массе $M(\tilde{p}\pi^-) < 1300$ МэВ (см. рис.87).

9.Реакция $K^-A \to K^-\pi^-\pi^0 A'$

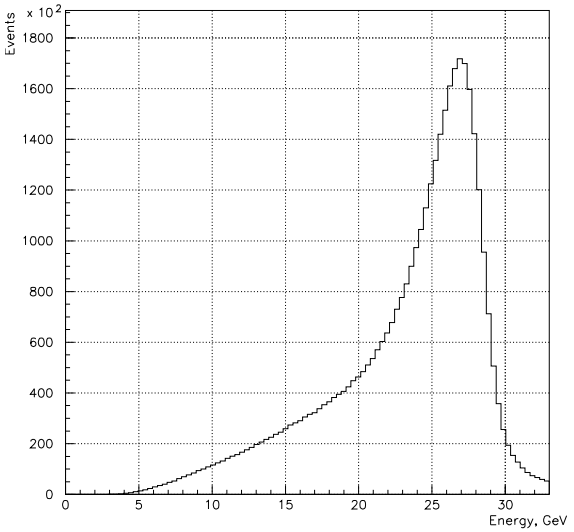

Рис.89. Упругий пик для $\pi^-A \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma A'$.

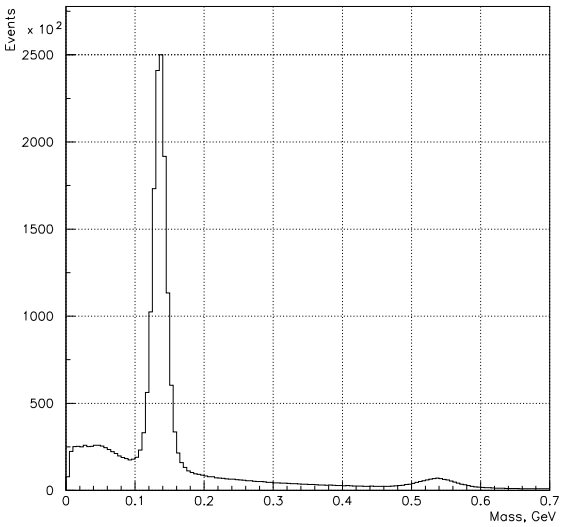

Рис.90. Масса $\gamma\gamma$ после обрезания по упругому пику.

$\pi^+\pi^-\pi^0$

Перед тем, как изучать систему $K^-\pi^-\pi^0$, полезно проверить функционирование установки на хорошо известной реакции $\pi^-A \to \pi^+\pi^-\pi^0 A'$ со сравнительно большой статистикой ($\sim 10^6$ событий). Поэтому были отобраны такие события:

1.Потребован π^- в пучке.

2.Потребовано наличие 1-го отрицательного трека и 1-го положительного трека.

3.Требуется наличие 2-х кластеров в *GAMS*, которые идентифицированы как электромагнитные.

На рис.89 представлен упругий пик для таких событий. Если обрезаться по упругому пику $|E_{beam} - 28| < 4$ ГэВ, то получается спектр масс $\gamma\gamma$, показанный на рисунке 90. Виден яркий пик от π^0 и пик от $\eta(547)$. Здесь уместно остановиться на процедуре обработки кластеров от *GAMS*. При реконструкции кластеры, которые ассоциируются с заряженными треками выбрасываются, однако полного выбрасывания таких кластеров по каким-то причинам не происходит (это будет обсуждаться позднее). При чтении *DST* происходит выделение из всего множества кластеров тех, которые возникают в результате электромагнитного ливня, следующим образом:

1.Энергия кластера должна быть > 0.2 ГэВ.

2.χ^2, который характеризует отклонение формы кластера от ожидаемой должен быть < 50.

3.Энерговыделение в центральной ячейке кластера должно быть не меньше 35%.

Первое условие практически ничего не означает: 0.2 ГэВ — это порог *GAMS*. Интересно посмотреть, как будет эволюционировать отношение сигнал/шум для π^0 в зависимости от обрезания по энергии γ-кванта. Отношение на рис.91 есть отношение числа событий слева от пика π^0 к числу событий в пике π^0, последнее показано на рис.92. Видно, что разумно обрезаться на 0.5 ГэВ, когда отношение резко падает, а число π^0 уменьшается не очень. На рис.93 представлено распределение по массе $\gamma\gamma$ с $E_\gamma > 0.5$ ГэВ, а на рис.94 упругий пик после обрезания по массе π^0 $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 20$ МэВ и с $E_\gamma > 0.5$ ГэВ. На рис.95 представлен спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$. Хорошо видны пики от $\omega(782)$ и $\eta(547)$. Вообще говоря, выбранные таким образом события сопровождаются несколькими кластерами в *GAMS*, которые не были идентифицированы как γ-кванты. Для исследования происхождения этих кластеров

на отобранные события было наложены следующие дополнительные условия, чтобы подавить кластеры вызванные попаданием нереконструированного трека:

1.Продольный импульс каждого заряженного трека > 3 ГэВ (для попадания в годоскоп).

2.Кластеризованная множественность в каждой плоскости годоскопа должна быть равна 2. Распределение по множественности на рис.96.

После этого было построено распределение расстояния до ближайшего адрона показанное на рис.97. Виден пик вблизи 0 , соответствующий неотброшенным на этапе реконструкции кластерам. Были выброшены кластеры с $R_{had} < 5$ см. Распределение по оставшемуся числу кластеров показано на рис.98, а координат их центров — на рис.99. Хорошо выступают шумящие ячейки. Спектры двух таких ячеек показаны на рис.101,102, а спектр всех "лишних" кластеров на рис.100. Отсюда можно заключить, что невозможно определить, чем вызван равномерный фон на рис.98 — мягкими γ-квантами или просто шумом калориметра. По этой причине везде в этой работе кластеры, не идентифицированные как γ-кванты просто игнорируются.

$K^-\pi^-\pi^0$

Теперь можно обратиться к изучению $K^-\pi^-\pi^0$. Были отобраны следующие события:

1.Потребован K^- в пучке.

2.Потребовано наличие двух отрицательных треков.

3.Требуется наличие 2-х кластеров в GAMS, которые идентифицированы как электромагнитные и энергия которых > 0.5 ГэВ.

Упругий пик представлен на рис.103. Масса $\gamma\gamma$ после обрезания по упругому пику на рис.104. На рис.105 — упругий пик, если предварительно обрезаться по массе π^0. Для построения следующих распределений были использованы события с $|E_{beam} - 28| < 4$ ГэВ и $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 20$ МэВ. Все распределения по массе двухзаходные, т.е. сначала двум трекам произвольно присваиваются массы π и K, вычисляются все массы и кладутся в гистограммы, после этого массы треков обмениваются и процедура вычисления масс и заполнения гистограмм повторяется. Статистика составляет ~ 10000 для всего 17-го сеанса. На рис.106 — спектр масс $K^-\pi^-\pi^0$ в котором отсутствуют какие-либо структуры, которые могли бы интерпретироваться как резонансы. На рис.107 — спектр масс $\pi^-\pi^0$, в котором проступает пик от $\rho(770)$,на рис.108 — спектр масс $K^-\pi^0$, в котором видно $K^*(892)$, а на рис.109 — спектр масс $K^-\pi^-$, лишенный каких-либо структур. На рис.110 представлено число одновременно сработавших счетчиков охранной системы мишени.

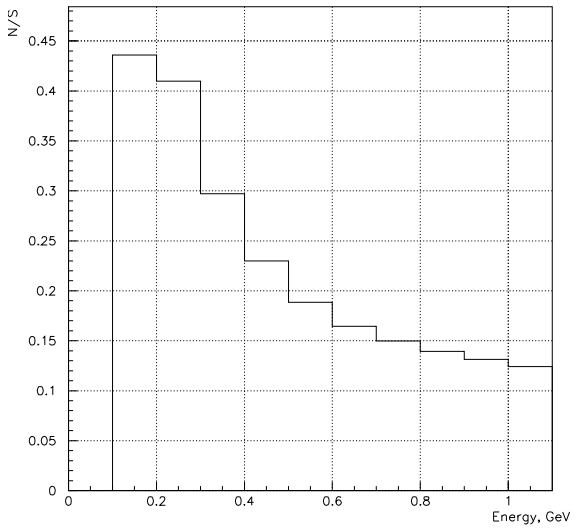

Рис.91. Отношение шум/сигнал для π^0 как функция пороговой энергии для γ-квантов.

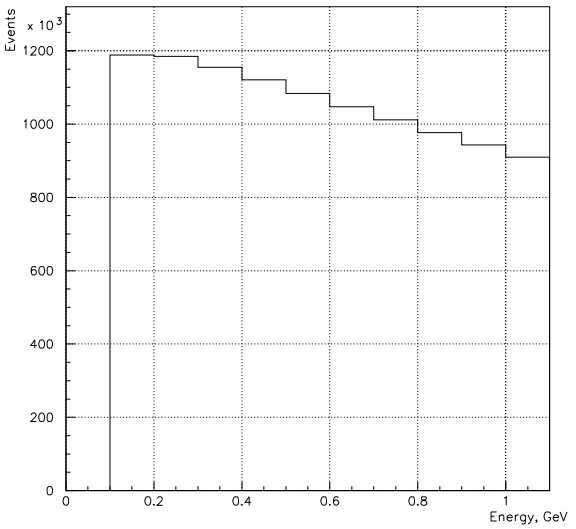

Рис.92. Число π^0 как функция пороговой энергии для γ-квантов.

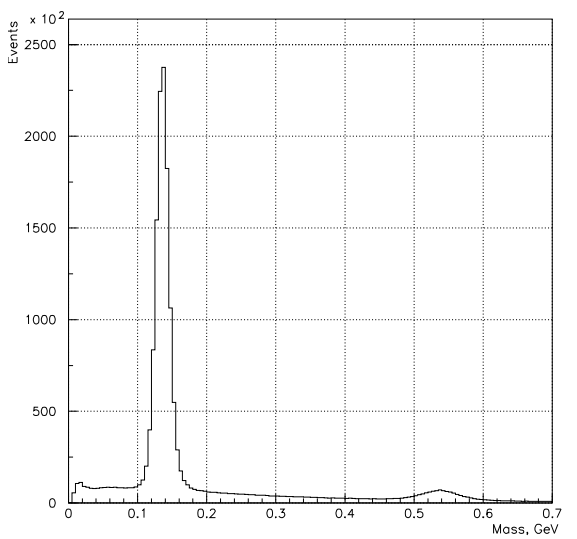

Рис.93. Масса $\gamma\gamma$ с порогом 0.5 ГэВ для γ-квантов и обрезанием по упругому пику.

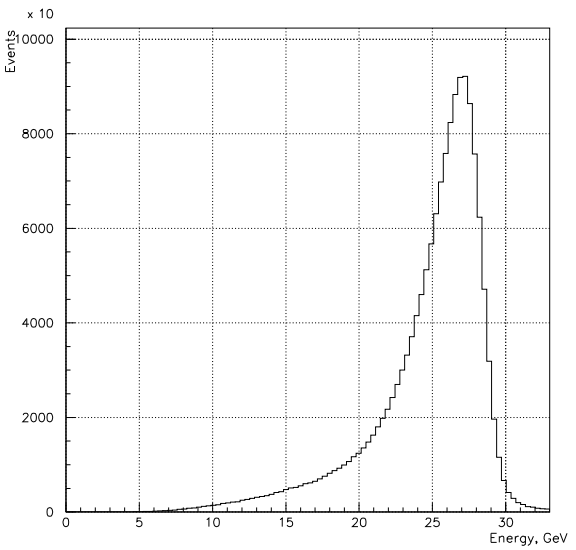

Рис.94. Упругий пик для $\pi^- A \to \pi^+\pi^-\pi^0 A'$ после обрезания по массе π^0.

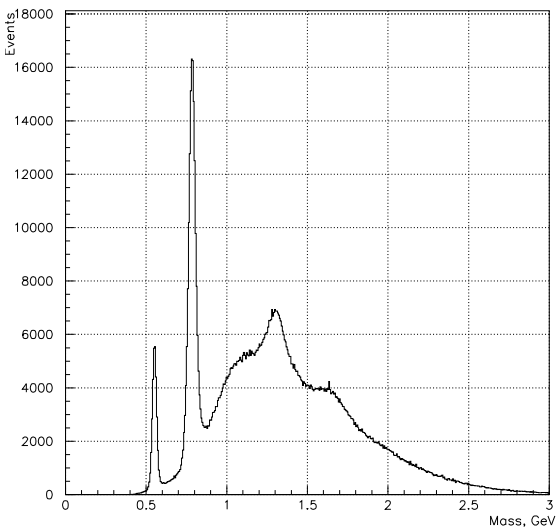

Рис.95. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$.

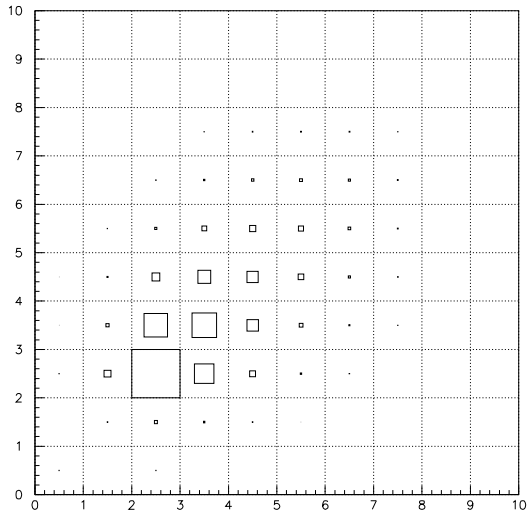

Рис.96. Распределение по кластеризованной множественности в годоскопе. По горизонтальной оси — множественность в X-плоскости, по вертикальной — в Y-плоскости.

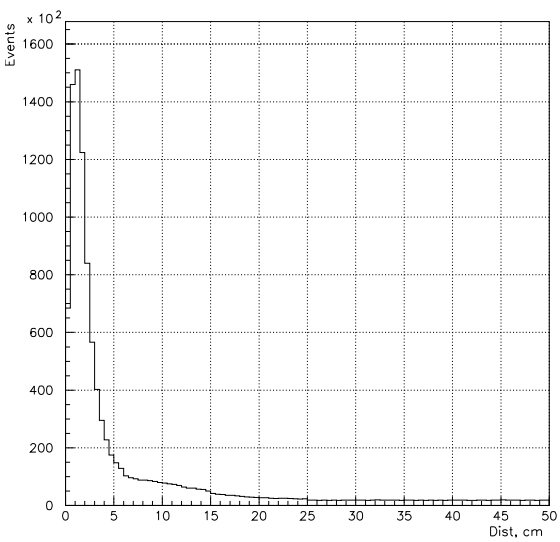

Рис.97. Расстояние от кластера до ближайшего к нему адрона.

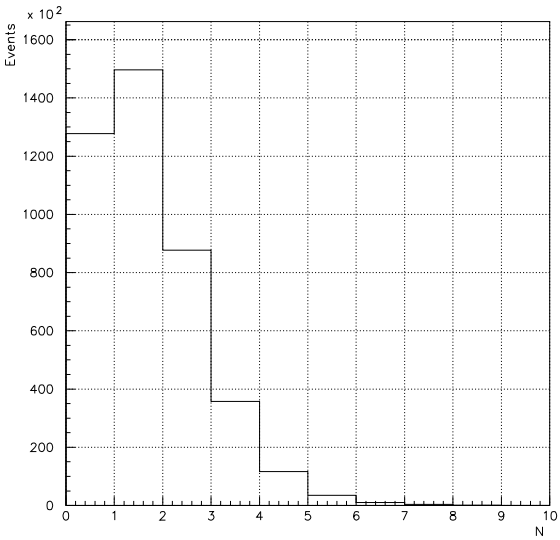

Рис.98. Число "лишних" кластеров, после удаления тех, которые вызваны заряженными треками.

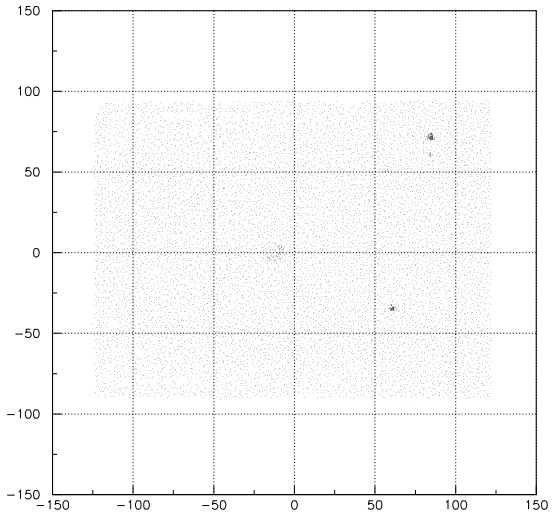

Рис.99. Распределение координат центров "лишних" кластеров. Координаты в сантиметрах.

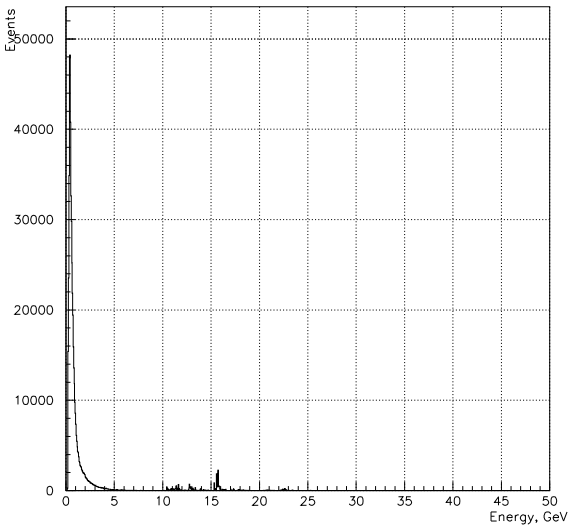

Рис.100. Энергетический спектр "лишних" кластеров.

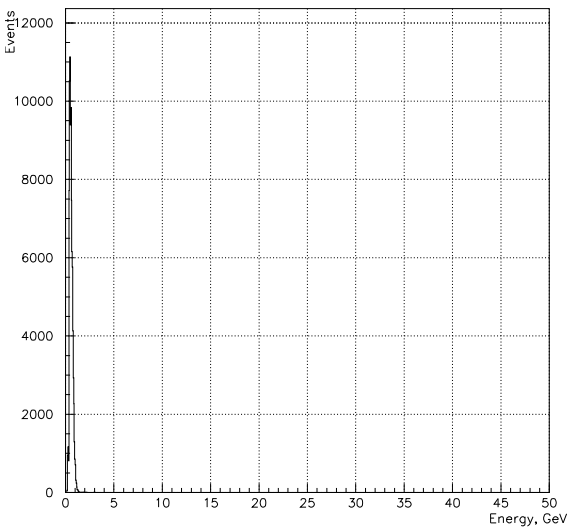

Рис.101. Энергетический спектр сильно шумящей ячейки (одно из скоплений точек на рис.99).

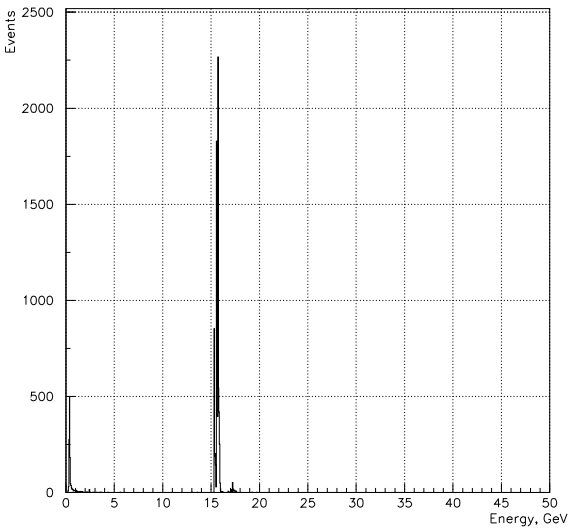

Рис.102. Энергетический спектр другой сильно шумящей ячейки (одно из скоплений точек на рис.99).

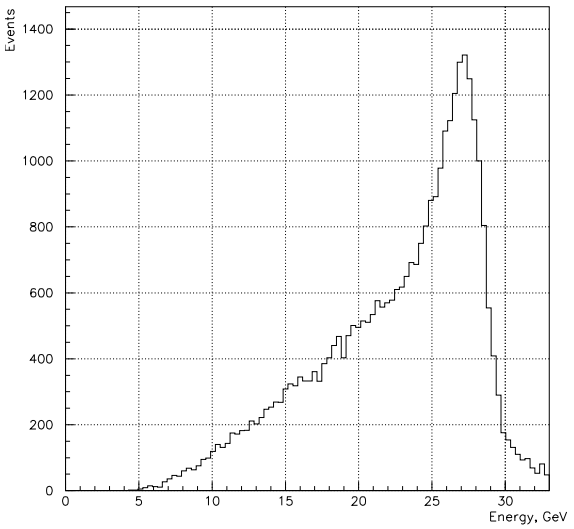

Рис.103. Упругий пик для $K^-A \to K^-\pi^-\gamma\gamma A'$.

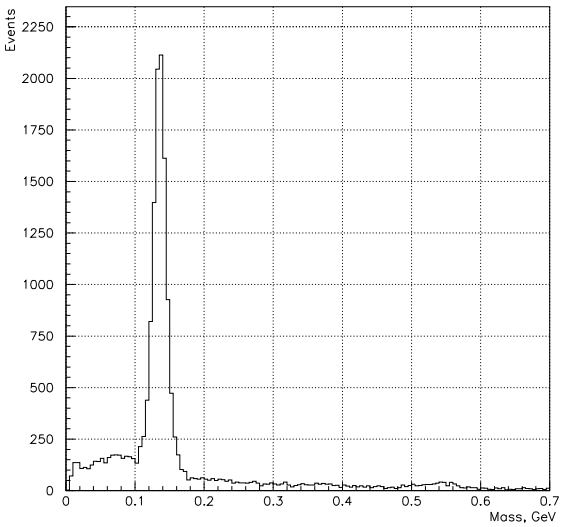

Рис.104. Масса $\gamma\gamma$ после обрезания по упругому пику.

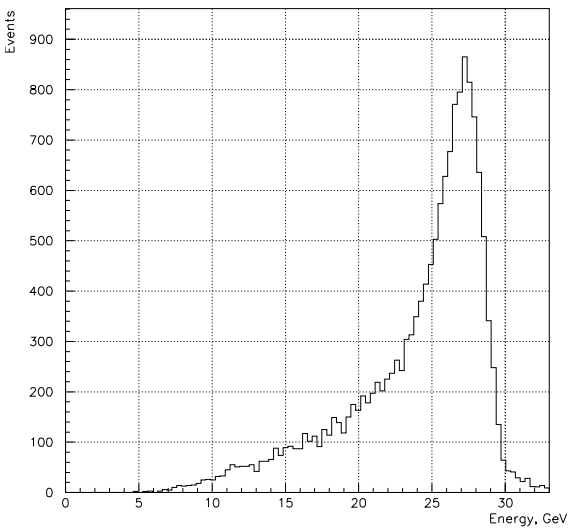

Рис.105. Упругий пик для $K^-A \to K^-\pi^-\pi^0 A'$ после обрезания по массе π^0.

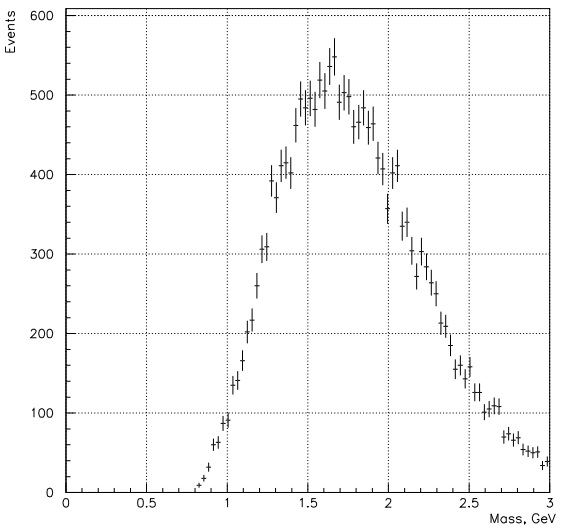

Рис.106. Двухзаходный спектр масс $K^-\pi^-\pi^0$.

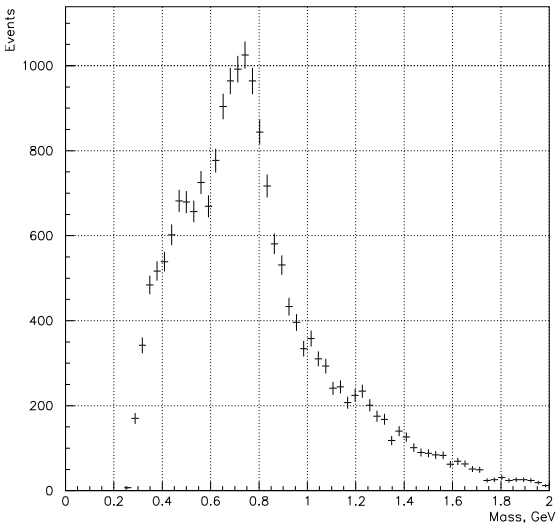

Рис.107. Двухзаходный спектр масс $\pi^-\pi^0$.

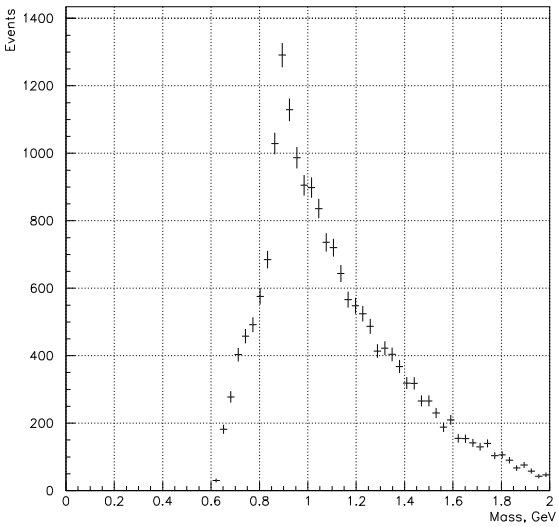

Рис.108. Двухзаходный спектр масс $K^-\pi^0$.

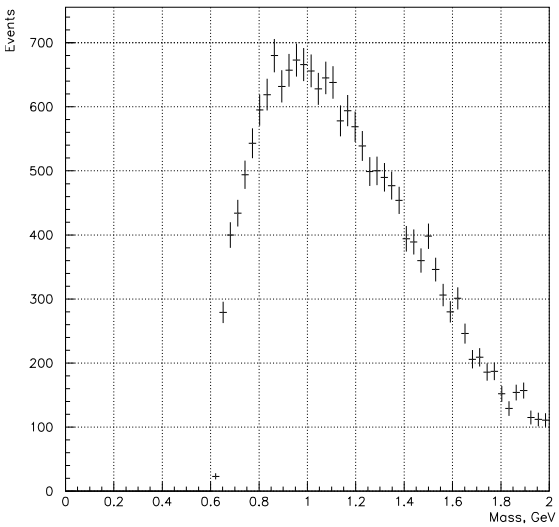

Рис.109. Двухзаходный спектр масс $K^-\pi^-$.

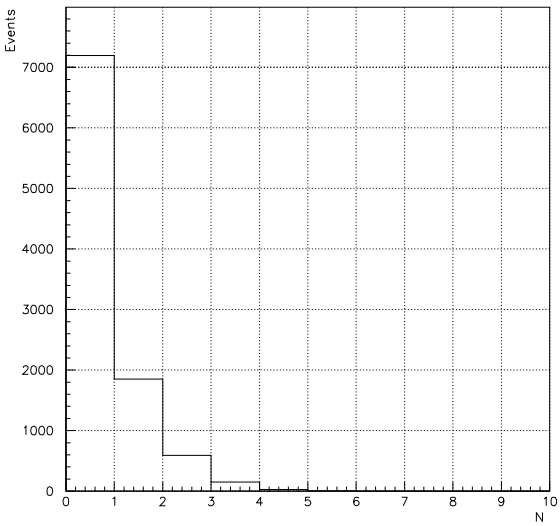

Рис.110. Число одновременно сработавших счетчиков охранной системы мишени.

10.Заключение

В данной работе проведено изучение систем $K^-\pi^-\pi^0$, $K^-\pi^-$ и показано отсутствие каких-либо статистически значимых узких особенностей в соответствующих спектрах масс. Кроме того, получена оценка примеси π^- в K^--пучке ($\lesssim 1\%$) путем изучения K^-e^-- и π^-e^--упругого рассеяния, измерена эффективность элементов триггерного годоскопа, а также выявлена проблема в описании эффективности больших дрейфовых камер в близлежащей к пучку области. Проблема заключается в том, что, по-видимому, неэффективности вызываются загрузкой камер околопучковым гало, и поэтому являются в большой степени скоррелированными в различных плоскостях *BDC*, а не независимыми, что затрудняет их измерение в силу ограниченности набранной статистики. Гало пучка проявляет себя паразитным образом не только в *BDC*, но и в *GAMS*, и мне кажется, что его изучение путем набора статистики с нестандартным триггером (в частности, например, требования совпадений, а не антисовпадений в $A_{10} - A_{11}$) необходимо для лучшего описания установки ВЕС и понимания различных паразитных процессов (типа "шума" в околопучковой области *GAMS*).

Наконец, я хотел бы выразить благодарность Ю.П. Гузу, А.М. Зайцеву, В.И. Николаенко и Ю.А. Хохлову за полезные обсуждения, В.Ф. Куршецову за полезные замечания, а также всему коллективу установки ВЕС.

11.Список литературы

[1] *P. Estabrooks et al.*, **Nucl.Phys. B133**(1978) 490

[2] *Г.Д. Алексеев, В.В. Круглов, Д.М. Хазинс*, **Физика элементарных частиц и атомного ядра, т.13 вып.3**(1982)

[3] *С.И. Битюков и др.*, **Препринт ИФВЭ 94-101**(1994)
В этом препринте есть описание некоторых вещей, которые так и не были реализованы или не использовались, например триггер второго уровня и группа прецизионных вершинных детекторов.

[4] *Г.В. Борисов и др.*, **Препринт ИФВЭ 98-60**(1998)

[5] `http://pcbeck.ihep.su`
`http://dxbec.ihep.su` (несмотря на то, что это устаревший ресурс, там есть некоторые вещи, которых нет на `pcbeck`)
Много интересного можно найти на VMS-кластере ИФВЭ(узлы `altair` и `polar`) в каталогах `DISK$BECOFL:[BEC]`, `DISK$BEC:[000000]`, `DISK$BEC2:[BEC.BECSIM]`.
Версии исходных файлов всех программ реконструкции лежат в виде RCS-файлов на узле `sirius.ihep.su` в каталоге `/usr/users/kostuhin/cvstop/offline`, существует также WEB-доступ по адресу `http://sirius.ihep.su/~kostuhin/cgi-bin/cvsweb.cgi/`

[6] *G. Grayer et al.*, **Nucl.Phys B75**(1974) 189

[7] *S.U. Chung, E. Klempt*, **Phys.Lett. B563**(2003) 83

[8] *G.M. Beladidze et al.*, **Phys.Lett. B313**(1993) 276