

**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна**

Б 447

P1-87-429

**И.М.Беляев\*, О.П.Гаврищук, Л.С.Золин,  
В.Ф.Переседов, С.В.Фролов\***

**МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
СПЕКТРОМЕТРА КУМУЛЯТИВНЫХ АДРОНОВ  
(УСТАНОВКА СКА).  
ОЦЕНКА РОЛИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ  
И ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ**

---

\* Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

В рамках программы исследований в области релятивистской ядерной физики, проводимой в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, в 1983-85 гг. на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/ было изучено кумулятивное образование частиц в протон-ядерных взаимодействиях при энергии протонов  $15 \div 63$  ГэВ. Измерения проводились на спектрометре кумулятивных адронов /установка СКА/ <sup>1/</sup>, использующем мишень на внутренней пучке протонов /рис.1а/. В набор аппаратуры спектрометра входят: спектрометрический магнит АМ, система сцинтилляционных счетчиков  $S_1 \div S_4$ , черенковские счетчики  $\check{C}_1, \check{C}_2$  с водяным радиатором <sup>2/</sup>, дрейфовые камеры ДК 1  $\div$  5. Счетчики  $S_1 \div S_4$  включены в схему запуска установки и определяют геометрические размеры спектрометрического тракта до и после магнита, с помощью счетчиков  $S_1 \div S_4$  измеряется также время пролета и ионизирующая способность частиц ( $\Delta E / \Delta x$ ). Подробно работа спектрометра и анализ информации с различных детекторов будут изложены отдельно, здесь отметим, что использование информации о треках частиц совместно с измерением времени пролета и амплитуд сигналов со сцинтилляционных и черенковских счетчиков обеспечивает надежное разделение частиц по сортам в широком диапазоне импульсов.

В данной работе описана программа расчета геометрической эффективности спектрометра кумулятивных адронов и рассмотрены фоновые процессы, учет которых особенно существенен в жесткой части спектра кумулятивных частиц.

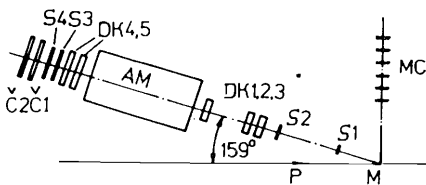


Рис.1а. Спектрометр кумулятивных адронов на внутренней мишени ускорителя.

### ПРОГРАММА МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Для восстановления инвариантных сечений на основе зарегистрированных импульсных распределений частиц необходимо знание геометрической эффективности /акцептанса/, под которой в нашем случае мы понимаем отношение числа частиц, вылетевших

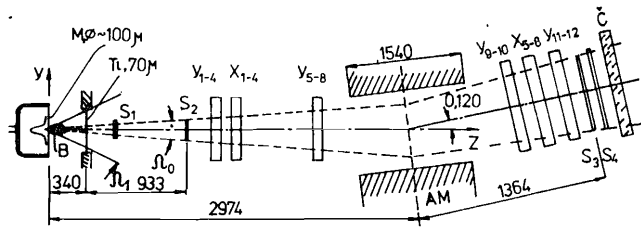


Рис.16. Расположение элементов спектрометра СКА в  $YZ$ -плоскости /вертикальной/: М - мишень /нить  $\phi \sim 100$  мкм,  $l \sim 100$  мм/; АМ - анализирующий магнит с апертурой  $140 \times 280$  мм<sup>2</sup>; В - внутренний пучок протонов в камере ускорителя; Y, X - плоскости дрейфовых камер: триггерные счетчики  $S_1 - 0,8 \times 18 \times 25$  мм<sup>3</sup>,  $S_2 - 1,5 \times 30 \times 60$  мм<sup>3</sup>,  $S_3 - 5 \times 150 \times 300$  мм<sup>3</sup>,  $S_4 - 5 \times 160 \times 320$  мм<sup>3</sup>. Телесные углы:  $\Omega_0 = 1,11 \times 10^{-3}$  рад,  $\Omega = 10 \times 10^{-3}$  рад.

из мишени и вызвавших срабатывание схемы запуска установки, к числу частиц, вылетающих из точки взаимодействия в телесный угол, выделяемый "задающим" триггерным счетчиком / $S_2$ , рис.16/, расположенным до спектрометрического магнита. Стандартным способом определения акцептанса спектрометров является математическое моделирование на ЭВМ прохождения исследуемых частиц через установку с учетом известных физических процессов.

Поскольку исследовалось кумулятивное образование частиц разного типа ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , p, d, t) в широком интервале импульсов (0,3 ÷ 1,5 ГэВ/с) и специфика работы спектрометра требовала изменений при наборе статистики ряда других параметров /ток магнита, положение мишени относительно оси спектрометра/, то число комбинаций параметров, для которых необходим расчет акцептанса, было очень значительным. Это делало целесообразным создание специализированной программы, позволяющей минимизировать требования к оперативной памяти и времени обработки на ЭВМ. Моделирование геометрической эффективности установки СКА проводилось с помощью программы BELIM, созданной с учетом геометрии спектрометра и требующей сравнительно небольшого объема оперативной памяти /150К/, что позволяет использовать ее в режиме параллельного счета на общедоступных ЭВМ /ЕС-1040, ЕС-1045, ЕС-1060, БЭСМ-6/.

Данная программа производит розыгрыш частиц определенного сорта с заданным импульсом в телесный угол установки СКА, причем ввиду малости этого угла / $\Omega_0 \sim 10^{-3}$  ср/ угловой зависимостью вылета частиц из мишени можно пренебречь, в соответствии

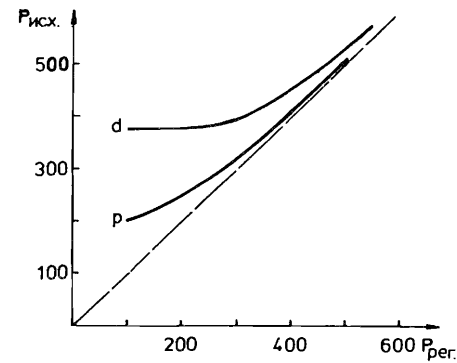


Рис.2. Различие исходного и регистрируемого импульсов, обусловленное ионизационными потерями в веществе спектрометра.

с известными данными об угловой зависимости кумулятивных процессов <sup>3/</sup>. В расчетах учитывались следующие процессы: 1/ равномерное по толщине мишени рождение частиц /мишень представляет собой нить из определенного материала диаметром  $\sim 100$  мкм/;

2/ кулоновское рассеяние частиц в веществе мишени, а также на элементах спектрометра /воздух, гелий, сцинтилляторы, плоскости дрейфовых камер и т.д./ . Розыгрыш угла рассеяния производился согласно гауссоподобному распределению:

$$\theta_{ср} = \frac{15}{p(\text{МэВ/с}) \beta} \sqrt{\frac{L}{L_{\text{рад}}}},$$

где  $\theta_{ср}$  - среднеквадратичный угол рассеяния в одной из взаимноперпендикулярных плоскостей XZ, YZ /ось Z ориентирована по направлению движения частицы/; R - равномерное распределение /0 < R < 1/;

3/ средние потери энергии на ионизацию вычислялись согласно формуле Бете-Гайтлера. Ввиду малости полной радиационной длины установки / $L/L_{\text{рад}} \sim 0,3$ / поправка на потери энергии в веществе спектрометра существенна только для частиц /p, d, t и т.п./ с небольшими начальными импульсами  $P \sim 200 \div 400$  МэВ/с, что проиллюстрировано на рис.2, где показано соотношение между исходным и регистрируемым импульсами для различных частиц. Отклонение зависимости от прямой для протонов, как видно из рисунка, значительно при импульсах меньше 400 МэВ/с.

Кулоновское рассеяние - наиболее существенный фактор, влияющий на траектории частиц с импульсами меньше или порядка 1000 МэВ/с. Этот процесс определяет импульсное разрешение спектрометра, так как координатное разрешение дрейфовых камер / $\sim 150$  мкм/ вносит заведомо меньшее возмущение в определение параметров треков /например, рассеяние  $\pi$ -мезона с импульсом 500 МэВ/с только на веществе одной плоскости ДК приводит к возмущению  $\Delta X \sim 200$  мкм/. Приближенную оценку поведения импульсного разрешения для различных частиц можно получить по формуле

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta X_k}{X_H} \approx \frac{\frac{1}{p\beta} \sqrt{L_p} \cdot p}{H l_{эф}} - \frac{1}{\beta H l_{эф}},$$

где  $X_H$  - смещение частицы под действием магнитного поля,  $\beta$  - скорость частицы в единицах скорости света,  $l_{эф}$  - эффективная длина магнитной дорожки /см/,  $L_p$  - эффективная радиационная длина,  $\Delta X_k$  - ошибка в определении  $\Delta p/p$  из-за кулоновского рассеяния,  $H$  - поле магнита /Тл/. Отсюда видно, что импульсное разрешение для  $\pi$ -мезонов практически не зависит от их импульса  $1/\beta \sim 1$  и обратно пропорционально интегралу магнитного поля  $H l_{эф}$ . Результаты расчетов разрешения по импульсу СКА для  $\pi, p$  и различных  $H$  показаны на рис.3. Таким образом, в зависимости от величины  $H$  точность восстановления импульса для  $\pi$ -мезонов составляет 1-3%, а для протонов в мягкой части спектра может ухудшаться до  $\sim 10\%$ .

Изменение направления движения частиц из-за рассеяния должно отражаться в процедуре моделирования геометрической эффективности путем учета как процесса выбывания частиц, вылетевших из точки взаимодействия в пределах расчетного телесного угла спектрометра  $\Omega_0$ , так и обратного эффекта, а именно: из-за рассеяния в элементах головной части спектрометра /включая мишень/ система запуска установки может срабатывать от частиц, вылетевших под углами, превышающими расчетный угловой захват спектрометра, определяемый счетчиком  $S_2$  /см. рис.16/. Для учета этого эффекта акцептанс вычисляется по формуле

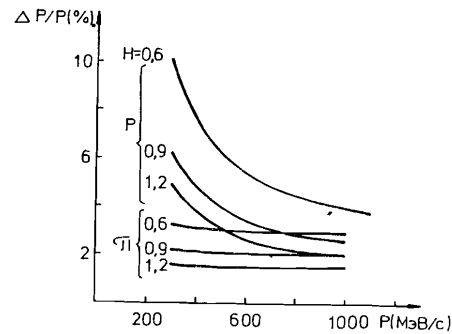


Рис.3. Импульсное разрешение спектрометра для пионов и протонов при различных значениях поля в анализирующем магните.

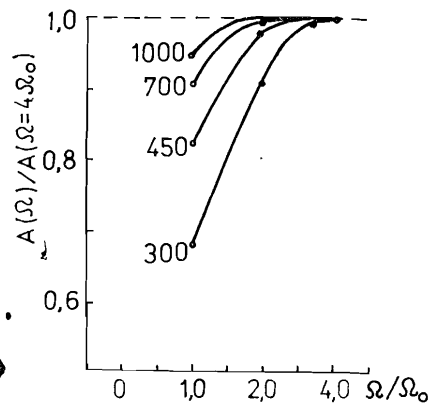


Рис.4. Зависимость акцептанса спектрометра от величины телесного угла вылета пионов из мишени для импульсов 300, 450, 700 и 1000 МэВ/с / $\Omega_0$  - телесный угол для счетчика  $S_2$ /.

$$\eta = \frac{N_{\Omega}}{N_{\Omega_0}},$$

где  $N_{\Omega}$  - число частиц, прошедших через спектрометр со всеми возможными углами вылета из мишени,  $N_{\Omega_0}$  - число частиц, вылетевших из мишени в телесный угол установки  $\Omega_0$ . На рис.4 показана величина вклада  $\eta$  частиц, вылетевших из мишени в телесный угол различной кратности относительно телесного угла установки. Исходя из этих данных расчет акцептанса установки для протонов производился в 6-кратный телесный угол, для  $\pi$ -мезонов достаточно ограничиться 3-кратным угловым захватом.

Как отмечалось выше, мишень в данном эксперименте представляет собой тонкую нить / $\phi \sim 100$  мкм/ из определенного материала, натянутую в вертикальном направлении /ось Y/. Следовательно, в горизонтальном направлении /ось X/ форма пучка, взаимодействующего с мишенью, несущественна и источник частиц при расчетах можно считать  $\delta$ -функцией. В вертикальном направлении мишень представляет собой протяженную нить. В этом случае необходимо знать размеры первичного протонного пучка для правильного учета точки рождения частиц. При проведении измерений мишень находится в периферической части протонного пучка, при этом положение мишени определяет интенсивность счета регистрирующих элементов спектрометра. Экспериментальные измерения формы пучка показывают, что она хорошо описывается гауссоподобной кривой со среднеквадратичным отклонением  $\sigma_y \sim 8$  мм<sup>4/2</sup>. Однако в процессе экспозиции могут происходить корректировки положения мишени относительно пучка, кроме того, может изменяться радиус орбиты протонного пучка. Поэтому необходимо знать, насколько существенно ширина пучка в Y-направлении оказывает влияние на результаты расчета акцептанса. Такие вычисления были проведены, результаты представлены на рис.5, где показано изменение величины акцептанса

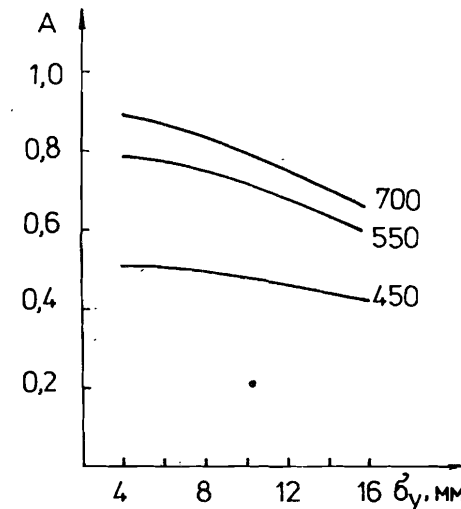


Рис.5. Зависимость акцептанса от ширины  $\sigma_y$  распределения плотности первичного пучка протонов вдоль мишени для пионов с импульсами 450, 550 и 700 МэВ/с.

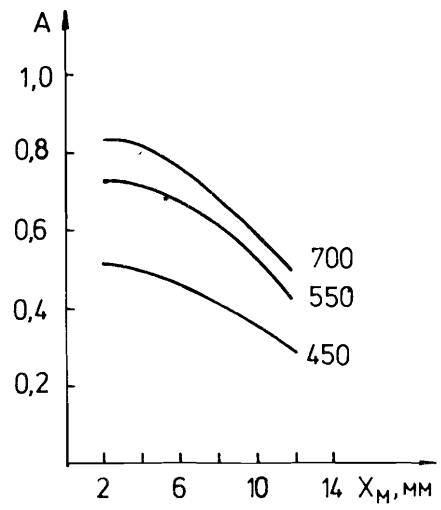


Рис.6. Зависимость акцептанса от смещения мишени относительно оси спектрометра для пионов с импульсами 450, 550 и 700 МэВ/с.

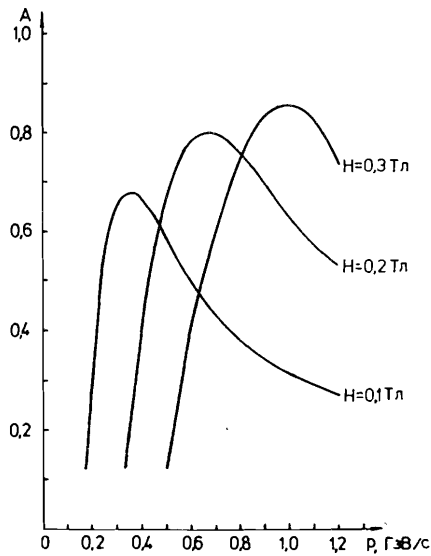


Рис.7. Зависимость акцептанса от импульса пионов для различных значений поля в анализирующем магните.

для различных импульсов  $\pi$ -мезонов в зависимости от ширины распределения пучка по оси  $Y$ . Поскольку зона видимости мишени в  $Y$ -проекции ограничена размерами окна в камере ускорителя /36 мм/, то увеличение размеров пучка в этом направлении приводит к уменьшению величины акцептанса на 10-20% для импульсов  $\geq 550$  МэВ/с.

Зависимость величины  $\eta$  от местоположения мишени по направлению  $X$  представлена на рис.6. Плато распределения на рис.6 показывает, что изменение  $x$ -координаты мишени не приводит к потерям эффективности вплоть до  $|\Delta X| = 5$  мм. В условиях набора статистики координата отклонения мишени по  $X$ -координате относительно оси спектрометра не превышает 3-4 мм.

Расчет акцептанса спектрометра кумулятивных адронов с учетом вышеперечисленных факторов производился для всех типов исследуемых частиц. Для нестабильных частиц / $\pi$ -,  $K$ -мезоны/ в розыгрыше учитывались преобладающие моды распадов / $\pi \rightarrow \mu\nu$ ,  $K \rightarrow \mu\nu$ ,  $K \rightarrow 2\pi$ /. Расчеты выполнялись для всех рабочих значений магнитного поля с шагом по импульсу 50 МэВ/с, при этом статистическая обеспеченность каждой точки кривой геометрической эффективности составляла 2-3% /1500-2000 событий на точку/.

Кривые акцептанса для  $\pi$ -мезонов представлены на рис.7. Несимметричная форма зависимости геометрической эффективности установки связана с тем, что магнит расположен не горизонтально, а имеет дополнительный угол наклона  $/\theta_M \sim 80$  мрад/ в плоскости отклонения заряженных частиц.

### РОЗЫГРЫШ РЕАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

При расчетах величины акцептанса производится розыгрыш частиц определенного сорта и с определенным импульсом, летящих в телесном угле, включающем телесный угол спектрометра. В реальных условиях эксперимента мы имеем дело с набором частиц разного сорта, непрерывно распределенных по импульсу. С целью проверки программ обработки и исследования влияния различных фоновых процессов на результат обработки возникает необходимость математического моделирования импульсных и пространственных распределений частиц и сопоставления их с наблюдаемыми в эксперименте. При этом розыгрываемое событие представляется в формате записи на магнитную ленту, принятом в эксперименте, с последующей обработкой моделированных событий обрабатывающей программой. С этой целью на основе программы вычисления акцептанса установки была подготовлена программа SKAGEN, удовлетворяющая этим требованиям.

При розыгрыше импульсных распределений использован известный экспериментальный факт <sup>5/</sup> приближенного совпадения инвариантных сечений образования кумулятивных  $\pi^\pm$ -,  $K^\pm$ -мезонов и протонов в зависимости от переменной  $Q = (E - P \cdot \cos \theta) / M - B$ , где  $E, P$  - полная энергия и импульс частицы,  $\theta$  - угол вылета в лабораторной системе координат,  $M$  - масса протона,  $B$  - барионный заряд регистрируемой частицы. Розыгрыш распределения по  $Q$  в виде

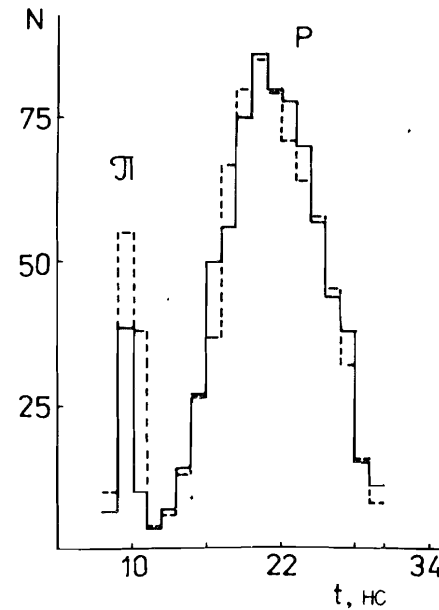


Рис.8. Времяпролетный спектр кумулятивных пионов и протонов: --- - эксперимент, - - - - моделирование с  $t_p = 1$  нс.

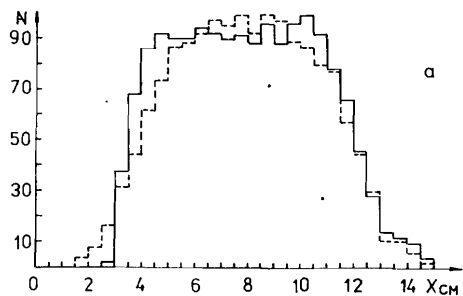
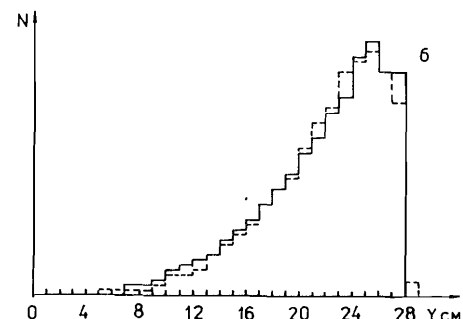


Рис.9. X- и Y- распределение частиц в плоскости счетчика  $S_3$ : --- - эксперимент, — — — - расчет по методу Монте-Карло.

$f(Q) = A \exp(-Q/Q')$ , где  $Q' = 0,14$ , позволяет получить качественное согласие в соотношении выходов  $\pi^-$ ,  $K^-$ -мезонов и протонов с экспериментально наблюдаемыми. На рис.8 сравниваются экспериментальное /реакция  $p + {}^{12}C \rightarrow h^+ + X$ / и моделированное распределение частиц по времени пролета между счетчиками  $S_2$  и  $S_3$  /см.рис.2/ в интервале импульсов, определяемом акцептансом установки /см.рис.7,  $H = 2$  кГс/. По ширине и форме экспериментального и моделированного распре-



делений хорошо наблюдаемое различие в отношении площадей пионного и протонного пиков объясняется зависимостью параметра  $A$  от атомного номера мишени и энергии первичного пучка, которая при моделировании не могла быть /априори/ учтена. Результаты моделирования показывают, что при временном разрешении регистрирующей аппаратуры  $t_p < 1$  нс /FWHM/ форма времяпролетного спектра слабо зависит от  $t_p$ , определяющую роль при этом играет разброс по времени пролета, связанный с размерами счетчика  $S_3$  /150x300 мм<sup>2</sup>/ и конечной шириной импульсного интервала, по которому производится выборка. Для исключения первого фактора разброс времени светосбора в сцинтилляторе  $S_3$  корректировался по координате прохождения частицы через счетчик.

Хорошим тестом проверки правильности работы программы геометрической реконструкции треков является сравнение с экспериментом моделированных координатных распределений частиц в различных плоскостях XY. На рис.9 представлены X- и Y- распределения частиц в плоскости счетчика  $S_3$ . Наблюдаемое согласие реальных и моделированных распределений подтверждает корректность алгоритма обработки.

## ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

При рассмотрении экспериментальных импульсных распределений  $\pi$ -мезонов наблюдается эффект образования фоновой подложки в жесткой части спектра, которая проявляется как в случае положительных, так и в случае отрицательных пионов и не связана с преобладанием положительных барионных фрагментов в пучке частиц, идущих от мишени /они надежно отделяются от пионов по времени пролета совместно с анализом амплитуд черенковских счетчиков/. Если не учитывать подобный фоновый эффект, то это может привести к искаженной, более пологой, зависимости от импульса в жесткой части спектра. Источником данного фона может быть высокая радиационная нагрузка трековых детекторов. Средняя нагрузка сигнальных нитей дрейфовых камер в нашем эксперименте составляла  $\sim 5 \cdot 10^4 \div 10^5$  1/с, что с учетом банчирующей структуры внутреннего пучка протонов соответствует эффективной нагрузке  $2 \div 3 \cdot 10^5$  1/с. Таким образом, при полном времени дрейфа в промежутке анод-катод 400 нс случайные срабатывания сигнальных нитей камер находятся на уровне  $\sim 10\%$ .

Одной из основных компонент радиационного фона в кольцевом зале ускорителя является нейтронный фон. Нейтроны инициируют короткопробежные треки протонов отдачи, которые вызывают в основном нескоррелированные срабатывания отдельных нитей. Имитация подобного фона показала, что программа обработки при этом в подавляющем большинстве случаев восстанавливает треки без искажений благодаря надежному переопределению координат трека по нескольким плоскостям. Более существенно влияние фона длиннопребывающих заряженных частиц. В этом случае, несмотря на принятые меры по браковке многотрековых событий и событий с повторным срабатыванием сигнальных нитей в наиболее загруженных головных камерах, в части случаев происходит искажение координат трека, которое приводит к искажению угла отклонения в магнитном поле, то есть к ошибке в определении импульса.

Другим источником искажения является распад  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов. Например, при распадах  $K, \pi \rightarrow \mu \nu$  внутри магнита распадный  $\mu$ -мезон приобретает дополнительный угол и имитирует  $\pi$ -мезон с другим значением импульса. При этом наибольшее влияние будет оказано на жесткую часть спектра как наиболее слабо статистически обеспеченную по отношению к мягким  $\pi$ -мезонам. При распадах  $K \rightarrow 2\pi, K \rightarrow \mu \nu$  наряду с изменением направления трека заряженной частицы происходит смещение распределения по времени пролета в сторону  $\pi$ -мезонного пика, что приводит к снижению эффективности отбора по времени пролета. Распадный  $\pi^-$  или  $\mu^-$ -мезон в этом случае вызывает срабатывание черенковского счетчика с амплитудой, соответствующей релятивистской частице, в результате имитируется регистрация  $\pi^-$ -мезона, рожденного в мишени.

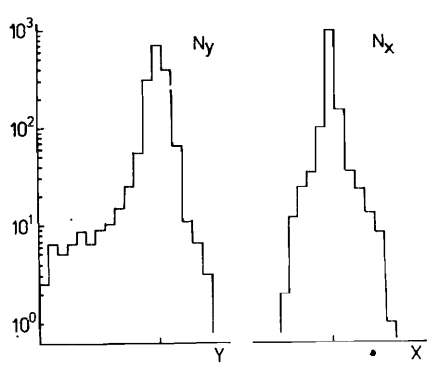
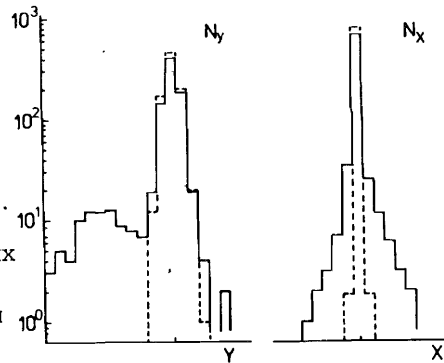


Рис.10. Y- и X-изображение мишени, построенное для пионов с импульсом  $>700$  МэВ/с /эксперимент/.

Рис.11. Моделирование Y- и X-изображений мишени с введением фоновых срабатываний дрейфовых камер и распадов нестабильных частиц /—/ и с выключением этих процессов /---/, изображения построены для пионов с импульсом  $>700$  МэВ/с, шаг гистрограмм — 10 мм.



Фоновые искажения подобного типа проявляются в уширении вблизи основания X- и Y- изображений мишени /рис.10/, построенных по трекам жестких  $\pi$ -мезонов ( $p > 700$  МэВ/с), причем в изображении появляется характерный шлейф в области отрицательных значений Y, что соответствует искажениям угла отклонения в магнитном поле в сторону увеличения измеряемого импульса  $\pi$ -мезона. Для оценки правильности понимания природы фона и возможности его количественного описания нами было проведено моделирование фоновых процессов с включением изотропного фона заряженных частиц на уровне 10% к потоку частиц, генерируемых из мишени, и включением распадов нестабильных частиц с учетом кинематики распада. Результат моделирования X- и Y-изображений мишени показан на рис.11. Видно, что эффект фоновых искажений воспроизводится не только качественно, но и достаточно хорошо на количественном уровне.

Для подавления искажений был использован критерий "сшивки" треков в центральной плоскости анализирующего магнита. Направление трека в плоскости YZ /плоскость магнитного анализа/ определяется двумя блоками дрейфовых камер до магнита /8 плоскостей/ и после магнита /4 плоскости/. Искажение углового направления трека в результате фоновых отсчетов в камерах или в результате распада частицы на базе размещения камер приводит к рассогласованию точек с центральной плоскостью магнита направлений треков, восстановленных по отсчетам камер до и пос-

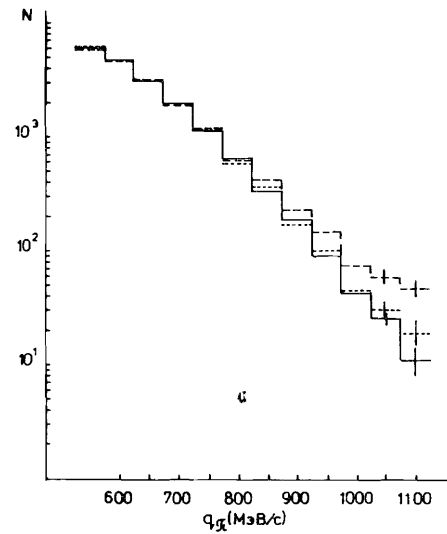
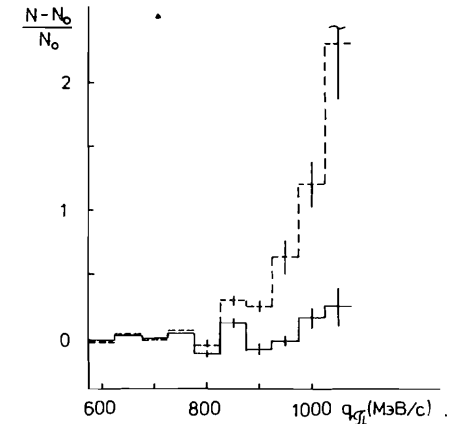


Рис.12. Импульсные спектры пионов: — — исходный, генерированный с имитацией фоновых процессов; --- — восстановленный по программе обработки без браковки по "сшивке" треков в центре анализирующего магнита, ... — восстановленный с использованием критерия "сшивки".

Рис.13. Различие исходного и восстановленного спектров при больших импульсах пионов без использования /—/ и с использованием /---/ критерия "сшивки" треков.



ле магнита. Браковка событий с плохой сшивкой, позволяет, таким образом, исключить значительную часть событий с искаженным значением импульса и снизить тем самым соответствующую систематическую ошибку в дифференциальном сечении до уровня статистической. Количественно результат применения критерия сшивки показан на рис.12, где сравниваются исходный генерированный спектр пионов со спектром, восстановленным по программе обработки с использованием и без использования данного критерия. Соответствующая относительная величина искажений в обоих случаях показана на рис.13. Восстановление соответствия исходного и регистрируемого импульса при использовании критерия сшивки /рассогласование в центральной плоскости магнита вводится в ошибку определения импульса  $d p$  / иллюстрируется рис.14 .

Помимо отмеченных выше источников систематических ошибок был оценен возможный вклад распадов  $K$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов. Моделирование этих процессов показало, что вклад их пренебрежимо мал /  $< 10^{-3}$  /, то есть существенно ниже статистической обеспеченности жесткой части спектра.

ВОССТАНОВЛЕННЫЕ ИМПУЛЬСЫ ДЛЯ НАСЧЕТ 137,6 ЧЗР																		
РОЛ Р	250.	300.	350.	400.	450.	500.	550.	600.	650.	700.	750.	800.	850.	900.	950.	1000.	1050.	1100.
250.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
300.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
350.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
400.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
450.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
500.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
550.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
600.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
650.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
700.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
750.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
800.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
850.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
950.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1000.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1050.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1100.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1150.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1200.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

ВОССТАНОВЛЕННЫЕ ИМПУЛЬСЫ ДЛЯ НАСЧЕТ 137,6 ЧЗР (ОТБОР ПО DR)																		
РОЛ Р	250.	300.	350.	400.	450.	500.	550.	600.	650.	700.	750.	800.	850.	900.	950.	1000.	1050.	1100.
250.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
300.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
350.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
400.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
450.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
500.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
550.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
600.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
650.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
700.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
750.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
800.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
850.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
950.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1000.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1050.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1100.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1150.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1200.	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Рис.14. Соответствие исходного и восстановленного импульсных спектров при наличии фоновых процессов и обработке без браковки по критерию "сшивки" и с использованием этого критерия /исключение событий с большим др /.

Таким образом, сопоставление экспериментальных и моделированных распределений позволило провести комплексную проверку правильности алгоритмов программы обработки данных и программы моделирования геометрической эффективности спектрометра, оценить роль различных источников фоновых искажений и проверить эффективность программных средств их подавления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев И.М. и др. - В сб.: Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.114.
2. Беляев И.М. и др. Сообщение ОИЯИ 13-87-104, Дубна, 1987.
3. Baldin A.M. et al. Сообщение ОИЯИ E1-82-472, Дубна, 1982.
4. Ким А.А. и др. - В сб.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1983, т.2, с.175.
5. Ефремов А.В. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 июня 1987 года.

Беляев И.М. и др.

P1-87-429.

Моделирование геометрической эффективности спектрометра кумулятивных адронов /установка СКА/. Оценка роли геометрических факторов и фоновых процессов

Описана процедура вычисления геометрической эффективности спектрометра кумулятивных адронов /СКА/ ЛВЭ ОИЯИ, основанная на методе математического моделирования прохождения исследуемых частиц через спектрометр. При сопоставлении экспериментальных и моделированных распределений видно их хорошее согласие. Обработка по рабочим программам генерированных событий с имитацией фоновых процессов позволила оценить эффективность программных средств подавления фоновых искажений.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Belyaev I.M. et al.

P1-87-429

Modelling of the Geometric Efficiency of Cumulative Hadron Spectrometer (CHS Setup). Estimation of the Role of Geometric Factors and Background Processes.

The calculation of the geometric efficiency of cumulative hadron spectrometer (CHS) of the High Energy Laboratory, JINR is described. This procedure is based on the method of mathematical simulation of the passage of investigated particles through the spectrometer. A comparison of the experimental and simulated distributions shows their good agreement. The processing of generated events with the imitation of background distortions by the data processing program makes it possible to estimate the efficiency of the criteria of background suppression.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1987