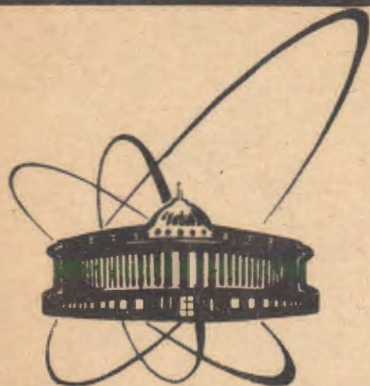


90-230



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

B493

P10-90-230

В.Б.Виноградов, Ю.А.Кульчицкий\*, Л.Литов,  
М.Н.Сергеенко\*, С.Токар

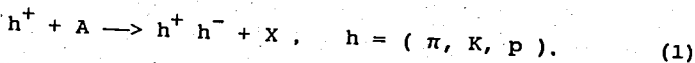
ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ  
НА УСТАНОВКЕ ГИПЕРОН В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
ПО ИЗУЧЕНИЮ ИНКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ  
СТРАННЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ И ВЕКТОРНЫХ  
МЕЗОНОВ

---

\*Институт физики АН БССР, Минск

## Введение

На установке ГИПЕРОН<sup>1/</sup> проводятся эксперименты по изучению инклюзивного рождения псевдоскалярных и векторных мезонов и барионов в адрон - адронных и адрон - ядерных взаимодействиях. Регистрируются события типа



Конфигурация детекторов, использованная при наборе статистики, показана на рис. 1а (пучковый спектрометр) и рис. 1б (спектрометр вторичных частиц). Координаты треков заряженных частиц регистрируются системой пропорциональных (ПК)<sup>2/</sup> и искровых (ИПК)<sup>3/</sup> камер. Для определения импульсов заряженных частиц в состав установки включены электромагниты СП-129<sup>4/</sup> и МС-12<sup>5/</sup>. Черенковские счетчики  $\chi_1 - \chi_5$  позволяют определить тип пучковой частицы, а при помощи восьмиканального черенковского счетчика  $\chi_6$ <sup>6/</sup> идентифицируются вторичные адроны. Сцинтилляционные счетчики ( $S_1 - S_4$ ) и годоскопы ( $\Gamma_1 - \Gamma_4$ ) используются для формирования сигнала запуска спектрометра. Считывание и накопление информации осуществляется с помощью ЭВМ ЕС-1010.

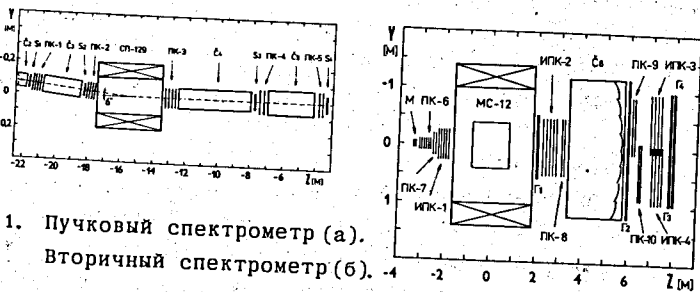


Рис. 1. Пучковый спектрометр (а).

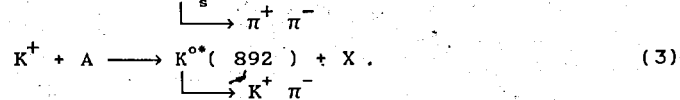
Вторичный спектрометр (б).

При наборе статистики триггерный сигнал вырабатывался при условии регистрации  $K^+$ - мезона до мишени и по крайней мере двух заряженных частиц до электромагнита МС-12 (пропорциональная камера ПК-7) и после него (годоскопы  $\Gamma_1 - \Gamma_3$ ).

При измерениях сечений рассеяния частиц существенным является правильный учет возможных потерь событий, связанных с неэффективностью экспериментальной установки, триггера, электроники и алгоритмов обработки экспериментального материала. Неправильное

определение любого из этих элементов приводит к появлению систематических ошибок в физическом результате.

В настоящей работе описывается алгоритм вычисления геометрической эффективности спектрометра ГИПЕРОН. В качестве примера приводятся результаты для процессов



Излагаются методика и результаты определения эффективности установки ГИПЕРОН при помощи распадов пучковых  $K^+$ -мезонов по моде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

## 1. Геометрическая эффективность

### 1.1. Методика вычисления геометрической эффективности

Геометрическая эффективность определяется как вероятность прохождения частиц, участвующих в реакции (1), через некоторый набор детекторов, достаточный для регистрации и последующего восстановления события. Расчет эффективности основан на методе Монте-Карло, который в нашем случае заключается в следующем:

а) моделирование взаимодействия, т. е. процесса, имитирующего изучаемую реакцию,

б) моделирование прохождения частиц через установку с учетом условий, используемых при геометрической реконструкции события.

Геометрическую эффективность (акцептанс)  $A$  можно представить как среднее значение некоторой случайной величины  $\xi$ , заданной на пространстве событий имитирующего процесса:

$$A = E(\xi) = \int \xi(\alpha) p(\alpha) d\alpha, \quad (4)$$

где  $E$  - математическое ожидание;  $\alpha$  - пространство событий имитирующего процесса;  $p(\alpha)$  - плотность вероятности распределения событий. Величину  $\xi$  можно определить следующим образом:

$$\xi(\alpha) = \begin{cases} 1 & \text{событие } \alpha \text{ регистрируется} \\ 0 & \text{событие } \alpha \text{ не регистрируется} \end{cases} \quad (5)$$

В случае выбора (5) (аналоговый процесс) значения акцептанса и его дисперсии определяются формулами:

$$A = \bar{\xi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi(\alpha_i), \quad (6)$$

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N-1} \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi^2(\alpha_i) - \bar{\xi}^2 \right],$$

где  $N$  - число смоделированных событий.

Использование аналогового процесса является очень простым, но с точки зрения вычислительной эффективности весьма трудоемким. Чтобы повысить эффективность расчета, мы использовали метод существенной выборки<sup>7/</sup>, который сводится к следующему преобразованию:

$$p(\alpha) \longrightarrow p'(\alpha), \quad \xi(\alpha) \longrightarrow \xi'(\alpha) = \xi(\alpha) \frac{p(\alpha)}{p'(\alpha)}. \quad (7)$$

Оно не изменяет среднее значение случайной величины

$$E(\xi') = \int \xi'(\alpha) p'(\alpha) d\alpha = \int \xi(\alpha) p(\alpha) d\alpha = E(\xi), \quad (8)$$

но меняет дисперсию:

$$D(\xi') = \int \xi'^2(\alpha) p'(\alpha) d\alpha - E(\xi')^2 = \int \xi^2(\alpha) \frac{p(\alpha)}{p'(\alpha)} p(\alpha) d\alpha - E(\xi)^2. \quad (9)$$

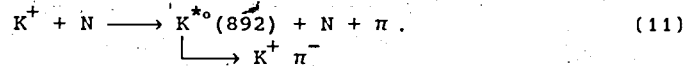
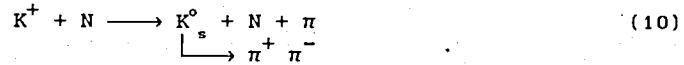
Из соотношения (9) следует, что подходящая выборка  $p'(\alpha)$  приводит к  $D(\xi') < D(\xi)$ . На практике это означает, что надо повышать частоту генерирования событий (т.е. брать  $p'(\alpha) > p(\alpha)$ ) в той области фазового пространства, где акцептанс большой, и понижать ее там, где он мал. При этом, в соответствии с (7), событию надо приписывать вес  $p(\alpha)/p'(\alpha)$ .

Таким образом, для построения эффективного распределения  $p'(\alpha)$  необходимо иметь предварительную информацию об акцептансе. Поэтому процедура расчета такова:

- предварительный расчет при помощи аналогового процесса,
- определение  $p'(\alpha)$  на основе предварительного расчета,
- расчет геометрической эффективности методом существенной выборки.

## 1.2. Описание алгоритма

Остановимся на конкретном расчете геометрической эффективности установки для реакций (2) и (3). В качестве имитирующих процессов были выбраны процессы:



Соответствующие события характеризуются следующим набором параметров:

$$\alpha \equiv (x, p, \theta, \varphi), \quad (12)$$

где  $x$  - координата точки распада  $K^0$  ( $K^{*0}$ ) - мезона,  $p$  - его импульс,  $\theta$  и  $\varphi$  - углы вылета продуктов распада в системе покоя  $K^0$  ( $K^{*0}$ ) - мезона. Выражение для распределения  $P(\alpha)$  можно факторизовать:

$$P(\alpha) = P_1(x, p) P_2(\cos \theta, \varphi). \quad (13)$$

В нашем случае существенная выборка заключается только в преобразовании  $P_2(\cos \theta, \varphi)$ :

$$P_2(\cos \theta, \varphi) \rightarrow P'_2(\cos \theta, \varphi), \quad \xi' = \xi \frac{P_2}{P'_2}$$

При этом величины  $P_2$  и  $\xi$  относятся к аналоговому процессу, а  $P'_2$  и  $\xi'$  - к процессу с существенной выборкой. Распределение  $P_2(\cos \theta, \varphi)$  должно быть равномерным по  $\cos \theta$  и  $\varphi$  для  $K^0$  и  $K^{*0}$ - мезонов (если пренебречь возможной выстроенностью  $K^*$ ). Как показало моделирование, для "зарегистрированных"  $K^0$  и  $K^*$  - мезонов оно не является таковым. Для иллюстрации на рис. 2а, б приведены характерные распределения по  $\cos \theta$  и  $\varphi$ . Видно, что по обеим переменным можно выделить интервал, который вносит основной вклад в значение акцептанса.

Процедура расчета, использующая существенную выборку, состоит в разделии плоскости  $(\cos \theta, \varphi)$  на 9 интервалов. При этом удельный вес  $W_{ij}$  интервала не соответствует его относительной площади  $S_{ij}$ , а подбирается в зависимости от его вклада в акцептанс. Так, для интервалов с большим вкладом  $W_{ij} > S_{ij}$ . Каждому событию  $(i,j)$ -интервала приписывается вес  $w_{ij} = S_{ij} / W_{ij}$ .

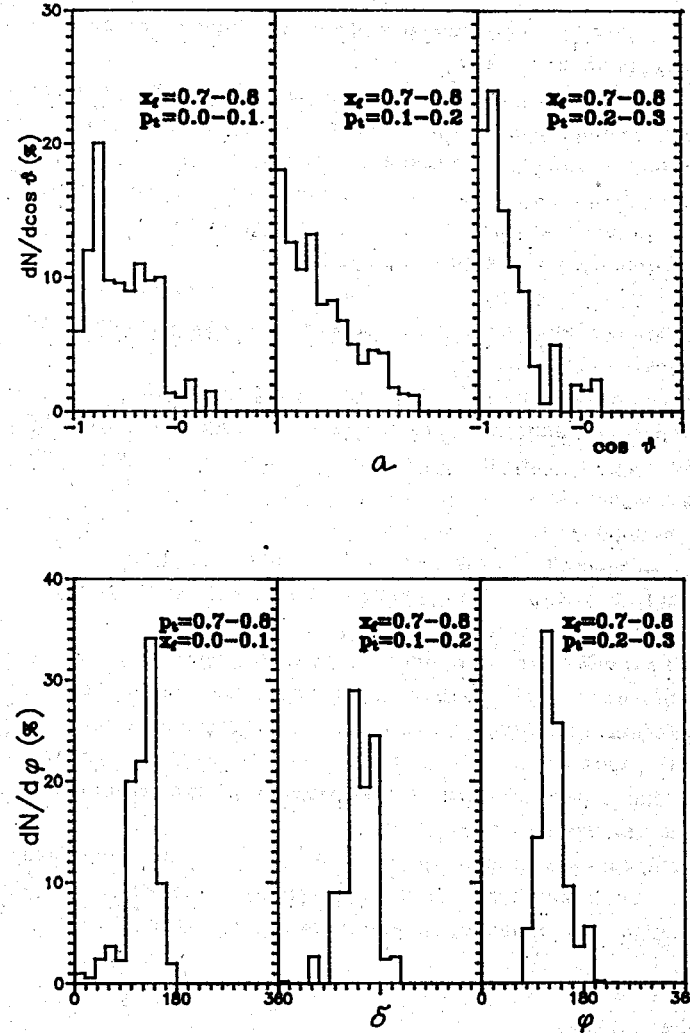


Рис. 2. а-Распределение зарегистрированных  $K^0$  - мезонов в зависимости от значения  $\cos \theta$ . б- распределение зарегистрированных  $K^0$  - мезонов в зависимости от значения угла  $\varphi$ .

( $\xi' = \xi \cdot S_{1j} / W_{1j}$ ). Границы  $\cos \theta_1$  и  $\phi_1$  определяются отдельно для каждого интервала по  $x_f$  и  $p_t$ .

Для расчета геометрической эффективности установки была разработана специальная программа на базе программы FOWL<sup>/8/</sup>. Моделировались события реакций (10) и (11), прослеживалось прохождение частиц (пучковый  $K^+$  - мезон и продукты распада  $K^0$  и  $K^{*0}$  - мезонов) через спектрометр с учетом критериев отбора событий в программе геометрической реконструкции<sup>/9/</sup>.

Акцептанс рассчитывался как функция фейнмановской переменной  $x_f$  и поперечного импульса  $p_t$ , а для  $K^{*0}$  и как функция эффективной массы продуктов распада.

Импульс пучкового  $K^+$  - мезона разыгрывался по гауссовскому распределению с центром 11,2 ГэВ/с и шириной 130 МэВ. Точка взаимодействия в мишени определялась на базе экспериментальной информации о ширине и форме пучка и толщине мишени. Масса  $K^{*0}$  - мезона генерировалась по релятивистскому распределению Брейта - Вигнера с шириной 51 МэВ/с<sup>2/10/</sup>. Точка распада  $K_s^0$  - мезона определялась с учетом его времени жизни, и требовалось, чтобы она лежала в границах распадной зоны. Прослеживались траектории продуктов распада во вторичном спектрометре. Угол поворота в МС-12 вычислялся при помощи коэффициентов магнитного поля<sup>/11/</sup>. Если вторичные частицы распадались, то прослеживались траектории заряженных продуктов распада. Для событий, удовлетворяющих условиям для регистрации, требовалось "срабатывание" нужного количества триггерных элементов.

Кинематические параметры  $K^0$  и  $K^{*0}$  - мезонов восстанавливались с учетом реальных точностей трековых детекторов. При этом воспроизводились особенности алгоритма обработки<sup>/9/</sup>.

### 1.3. Результаты

Вычисленная геометрическая эффективность регистрации процесса (2) показана на рис.3. Она меняется в зависимости от  $x_f$  и  $p_t$ , от 0,1 % до 11 %, а относительная ошибка от 9 % до 2 % соответственно. При получении двойных дифференциальных сечений на акцептанс взвешивались распределения  $dN/dx_f dp_t$ , где  $N$  - число восстановленных  $K^0$  - мезонов в соответствующем интервале по  $x_f$  и  $p_t$ .

Для процесса (3) акцептанс факторизовался следующим образом:

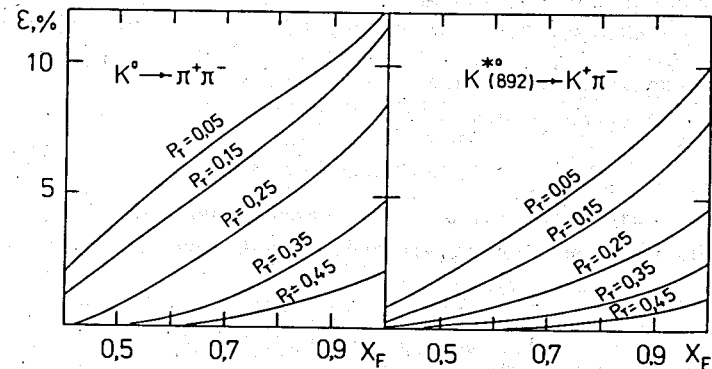


Рис. 3. Геометрическая эффективность регистрации процесса инклюзивного образования  $K^0$  и  $K^{*0}$  - мезонов.

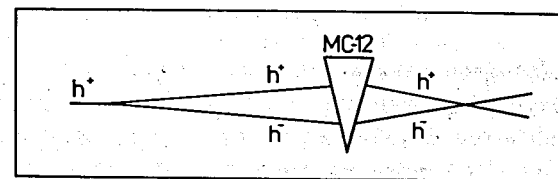


Рис. 4. Топология для процессов (1).

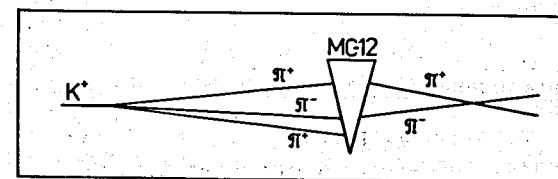


Рис. 5. Топология для распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

$$\epsilon(x_f, p_t, M) = \epsilon a(x_f, p_t) \epsilon(M), \quad \int dM \epsilon(M) = 1/\epsilon.$$

эффективность  $\epsilon(M)$  вычислялась в каждом отдельном интервале по  $x_f$  и  $p_t$  и параметризовалась функцией

$$\epsilon(M) = \exp(-\beta M).$$

В разных интервалах параметр  $\beta$  принимает значения от 5 до 8.

При анализе экспериментальных данных спектры эффективных масс аппроксимировались функцией

$$\frac{dN}{dM} = BG(M) + \alpha BW(M) \epsilon(M),$$

где  $BW(M)$  - релятивистское распределение Брейта-Вигнера,  $BG(M)$  - функция, описывающая фон,  $\epsilon(M)$  - геометрическая эффективность,  $\alpha$  - свободный параметр. Выходы  $K^{*0}$ - мезонов определялись по формуле

$$N = \alpha \int BW(M) \epsilon(M) dM.$$

Двойные дифференциальные выходы  $dN/dx_f dp_t$  взвешивались на геометрическую эффективность  $a(x_f, p_t)$ , которая приведена на рис. 4. Акцептанс меняется в зависимости от  $x_f$  и  $p_t$  от 0,1 % до 8,75 %, а его относительная ошибка от 10 % до 2 % соответственно. При этом погрешности в расчете геометрической эффективности в каждом интервале по  $x_f$  и  $p_t$  значительно меньше соответствующих ошибок в определении  $dN/dx_f dp_t$ .

## 2. Определение эффективности по распадам $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Типичная топология регистрируемых событий показана на рис. 5. Для определения эффективности регистрации и восстановления изучаемых процессов был использован распад пучковых  $K^+$ -мезонов по моде  $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ , который имеет близкую к показанной на рис. 5 топологию (рис. 6). Эффективность его регистрации определяется как

$$\epsilon_3 = \frac{N}{J_0 \cdot L \cdot Br \cdot \epsilon_A \cdot V}, \quad (14)$$

где  $N$  - число восстановленных распадов;  $J_0$  - число  $K^+$  - мезонов, прошедших через пучковый спектрометр;  $L$  - длина распадной базы;  $Br$  - относительная вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ;  $V$  - вероятность

распада пучкового  $K$  - мезона на 1 метр;  $\epsilon_A$  - геометрическая эффективность регистрации распада. Чтобы получить эффективность  $\epsilon_2$  регистрации событий типа (1), необходимо учесть, что в случае распадов  $K \rightarrow \pi \pi \pi$  требуется регистрация и восстановление на один трек больше в блоке трековых детекторов между мишенью и электромагнитом MC12, чем в процессах (1). Тогда

$$\epsilon_2 = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_{1\text{трек}}}, \quad (15)$$

где  $\epsilon_2$  - эффективность для процесса (1), а  $\epsilon_{1\text{трек}}$  - эффективность регистрации одного трека на блоке между мишенью и MC12.

Следовательно, для вычисления эффективности установки необходимо определить эффективность  $\epsilon_{1\text{трек}}$ , число распадов, зарегистрированных установкой, и геометрическую эффективность  $\epsilon_A$ .

### 2.1. Трековая эффективность установки

Трековые детекторы объединены в пять блоков (1Y-5Y), регистрирующих треки в горизонтальной плоскости, и в два блока (2X - 3X), регистрирующие треки в вертикальной плоскости<sup>19/</sup>. Расчет эффективности производился на основе треков из идентифицированных распадов  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Пионы от распада  $K_s^0$  имеют средний угол разлета  $\langle \theta \rangle \sim 100$  мрад, что позволяет засветить всю рабочую плоскость камеры. Использовались события, удовлетворяющие следующим условиям:

а) эффективная масса двух  $\pi$ -мезонов лежит в интервале  $0,490 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,506$  (Гэв/с<sup>2</sup>) (см. рис. 7),

б)  $K_s^0$  - мезон распадается вне мишени,

в) трек проходит через рабочую область детектора.

Эффективность вычислялась по формуле

$$\epsilon = \frac{N - N'}{N_0 - N'}, \quad \delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_0 - N'}}, \quad (16)$$

где  $N_0$  - число треков, пересекающих рабочую область камеры;  $N$  - число треков, на которых камера сработала;  $N'$  - те из  $N$  треков, которые восстановлены по минимальному числу точек. Для различных детекторов  $\epsilon$  составила 75 % - 99 %.

Трековая эффективность установки определялась двумя способами: с помощью программы моделирования, в которой

использовались полученные эффективности детекторов, и аналитическим расчетом.

Был создан банк смоделированных событий, который в дальнейшем анализировался программами геометрической<sup>9/</sup> и статистической обработки. Для трековой эффективности регистрации событий типа (1) было получено значение

$$\epsilon_{\text{трек}} = (78 \pm 2) \% \quad (17)$$

Эта величина включает в себя, кроме эффективности установки, и эффективность реконструкции событий, которая близка к 100 %.

Аналитический расчет эффективностей блоков детекторов с учетом условий реконструкции на самом блоке и подблоках<sup>9/</sup> проводился по формулам

$$\epsilon = P \left(1 + \sum_{l=1}^N R_l\right) \quad P = \prod_{i=1}^N \epsilon_i \quad (18)$$

$$R_l = \sum_{i_1=1}^{N-l+1} \sum_{i_2 > i_1}^{N-l+2} \dots \sum_{i_l > i_{l-1}}^N d_{i_1} d_{i_2} \dots d_{i_l}$$

$$d_i = \frac{1 - \epsilon_i}{\epsilon_i}$$

где  $N$  - число камер в блоке,  $l$  - минимальное число камер, по которым восстанавливается трек, а  $\epsilon_i$  - эффективность  $i$ -го детектора.

Эффективность блоков 1У - 3У составила 98 % - 100 %, а остальных блоков - 92 % - 97 %. Полная трековая эффективность установки для процессов (1) вычисляется как

$$\epsilon_{\text{трек}} = \epsilon_{1y} \cdot \epsilon_{2x} \cdot \epsilon_{2y} \cdot (\epsilon_{3x} \cdot \epsilon_{3y})^2 \cdot \epsilon_{4y} \cdot \epsilon_{5y}$$

и равняется

$$\epsilon_{\text{трек}} = (80 \pm 2) \% \quad (19)$$

что в рамках погрешностей совпадает с полученной путем моделирования.

С целью проверки стабильности работы установки был проведен

расчет одотрековой эффективности  $\epsilon_{\text{1трек}}$  в блоке за мишенью. Как видно из рис.8, в течение сеанса установка работала достаточно стабильно. Средняя эффективность составила

$$\epsilon_{\text{1трек}} = (92.5 \pm 1.6) \% \quad (20)$$

## 2.2. Восстановление распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$

При обработке набранной в эксперименте информации по программе геометрической реконструкции<sup>9/</sup> на ленту суммарных результатов (ЛСР) записывались все события, в которых восстановлен трек в пучковом спектрометре и не менее двух треков от разноименно заряженных частиц во вторичном спектрометре. Таким образом, на ЛСР имеются как события типа (1), так и события, удовлетворяющие топологии распада  $K \rightarrow 3 \pi$ .

При реконструкции распадов требовалось, чтобы были зарегистрированы пучковый трек, не меньше трех треков за мишенью и хотя бы два трека за МС12 (см. рис.6). Это позволяет измерить импульсы падающего  $K^+$  - мезона и двух  $\pi$  - мезонов. Для событий с восстановленными импульсами и нужным количеством треков находилась точка распада (топология  $1 \rightarrow 3$ ). Дальнейшую обработку проходили события, для которых среднеквадратичное отклонение треков от точки распада  $\langle \bar{s}^2 \rangle$  меньше 8 мм. В случаях, когда на блоке за мишенью восстановлено больше трех треков, отбиралась комбинация с минимальным  $\langle \bar{s}^2 \rangle$ . Кроме того, требовалось, чтобы точка распада лежала в границах распадной зоны длиной 2,2 м. Для событий, удовлетворяющих указанным критериям, из закона сохранения импульса вычислялся импульс третьего  $\pi$  - мезона и строился спектр эффективных масс  $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ . Типичный спектр показан на рис.7. Полученные таким образом гистограммы аппроксимировались функцией

$$\frac{dN}{dM} = a_1 \text{BG}(a_2, a_3, M) + a_4 \text{BW}(M_0, \Gamma, M) \quad (21)$$

где

$$\text{BG} = (M - 3 m_\pi)^{a_2} \exp \left\{ - a_3 (M - 3 m_\pi) \right\}, \quad (22)$$

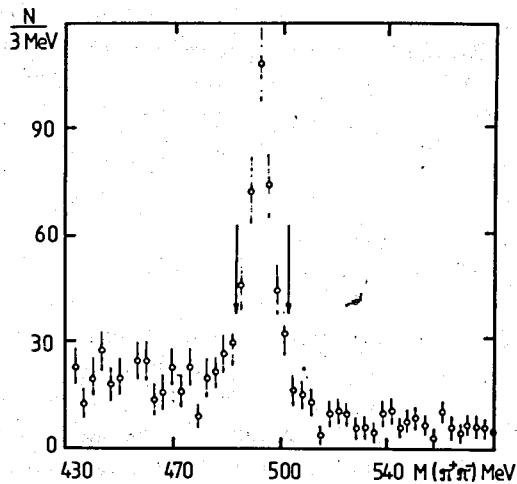


Рис. 6. Типичный спектр эффективной массы  $M (\pi^+ \pi^-)$ .

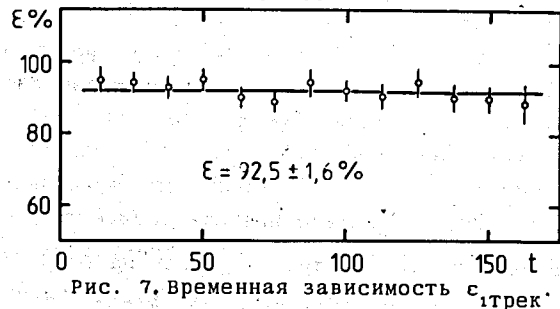


Рис. 7. Временная зависимость  $\epsilon_{\text{трек}}$ .

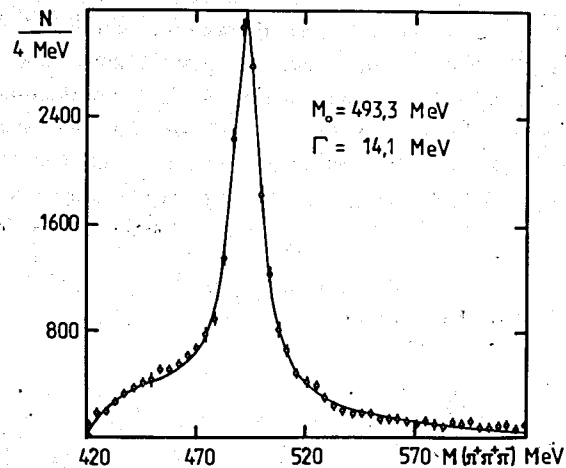


Рис. 8. Типичный спектр эффективной массы  $M (\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ .

$$BW = \frac{M M_0 \Gamma}{(M^2 - M_0^2) + \Gamma^2 M^2} \quad (23)$$

Выбор функции (23) основан на результатах моделирования, учитывающего условия регистрации и восстановления изучаемых распадов. Наличие относительно небольшого фона под пиком  $K^+$  - мезона связано в основном с взаимодействием пучковых  $K^+$  - мезонов с веществом установки (мишень, детекторы и т.д.).

Среднее значение  $M_0 = (493,5 \pm 0,3)$  МэВ хорошо согласуется с табличным<sup>/10/</sup>. Экспериментально определенные значения ширины  $\Gamma$  колеблются в границах от 11 до 16 МэВ в зависимости от типа мишени (без мишени, Ве, Си, Рб) и ее толщины и совпадают с расчетной величиной, что говорит об отсутствии существенных систематических ошибок при реконструкции событий.

На всей статистике было восстановлено около 55000 распадов, которые использовались для определения полной эффективности установки.

При вычислении эффективности регистрации распадов  $\epsilon_A$  использовался модифицированный вариант программы моделирования. Точка распада  $K^+$  - мезона находилась в границах распадной базы и определялась с учетом экспериментальной информации о ширине и форме пучка. Требовалось, чтобы все три  $\pi$ -мезона попадали в рабочую область трековых детекторов за мишенью и хотя бы один  $\pi^+$  - мезон и  $\pi^-$  - мезон проходили через электромагнит МС12 и регистрировались в камерах за ним. Поскольку  $K^+$  - мезоны распадаются как до мишени, так и после нее, для каждого события вычислялась вероятность взаимодействия пучкового  $K^+$  - мезона или продуктов распада в мишени. Использовались сечения взаимодействия К-и  $\pi$  - мезонов с ядрами, полученными в работе<sup>/12/</sup>.

Каждому событию приписывался вес  $W_j$ :

$$W_j = \Phi_j(X, Y) T_j(X, Y), \quad (24)$$

где  $\Phi(X, Y)$  - вес, связанный с фазовым пространством, а  $T$  - квадрат матричного элемента, который параметризуется в виде разложения по степеням переменных Далицца  $X$  и  $Y$ :

$$|T_{K \rightarrow 3\pi}| = a^2 (1 + gY + hX + kX^2). \quad (25)$$

Здесь  $Y = \frac{(s_3 - s_0)}{m_\pi^2}$ ;  $X = \frac{(s_2 - s_1)}{m_\pi^2}$ ;  $s_1 = (K - p_1)^2$ ;



$K, p_1$  - 4-импульсы каона и  $i$ -го пиона;  $s_0 = (s_1 + s_2 + s_3)$ . Для параметров наклона  $g, h$  и  $k$  брались среднемировые значения<sup>/10/</sup>.

Интегральная эффективность  $\epsilon_A$  вычислялась как

$$\epsilon_A = \frac{\sum_{j=1}^{N_0} W_j \delta_j}{\sum_{j=1}^N W_j}$$

где  $N$  - число распавшихся  $K$  - мезонов;  $N_0$  - число распадов, удовлетворяющих всем условиям регистрации;  $\delta_j = 1$ , если событие "зарегистрировано", и 0 для остальных событий.

Вычисленная эффективность регистрации распадов меняется в зависимости от типа мишени и ее толщины, от 26,2 % (когда отсутствует мишень) до 15,9% (в случае Be мишени толщиной 10 см). Типичная ошибка  $\delta\epsilon_A / \epsilon_A = 3$  %.

### 2.3. Эффективность установки ГИПЕРОН

Эффективность установки вычислялась по формулам (14) и (15). Для экспозиции на каждой мишени вычислялась соответствующая геометрическая эффективность  $\epsilon_A$  и определялось число восстановленных распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

Средняя эффективность установки для регистрации процессов типа (1) составила:

$$\epsilon_2 = (31 \pm 2) \% \quad (26)$$

Отметим, что  $\epsilon_2$  включает в себя эффективность аппаратуры, триггера, электроники, алгоритмов обработки экспериментального материала.

Была оценена также систематическая ошибка в (14). Она связана, в основном, с неправильным восстановлением распадов  $K^+$ -мезонов при обработке экспериментального материала и с неточностями при вычислении  $\epsilon_A$ . Источниками ошибок при обработке являются генерация "ложных" треков программой геометрической реконструкции, неправильная идентификация продуктов взаимодействия  $K^+$  - мезонов с мишенью, неравномерное распределение частиц в пучке (структура пучка). Эти факторы определяются типом и толщиной мишени и загрузкой детекторов соответственно. Для определения

величины систематической ошибки было проведено сравнение эффективностей, полученных на различных выборках экспериментального материала. Значение  $\epsilon_2$  меняется в границах  $\pm 5$  %. Поэтому при получении сечений и их ошибок для конкретных процессов было использовано значение

$$\epsilon_2 = (31 \pm 2 \pm 5) \% \quad (27)$$

Эффективность триггера (эффективность триггерных детекторов плюс эффективность электроники) определяется как

$$\epsilon_{\text{триг.}} = \epsilon_2 / \epsilon_{\text{трек}} \quad (28)$$

и составляет согласно (27) и (17)

$$\epsilon_{\text{триг.}} = (41 \pm 3 \pm 7) \% \quad (29)$$

### 3. Заключение

Описаны методика и результаты определения эффективности регистрации событий на установке ГИПЕРОН в эксперименте по изучению инклюзивного рождения псевдоскалярных и векторных мезонов в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях.

При вычислении геометрической эффективности использовался метод существенной выборки, что позволило сократить на порядок число генерируемых монтекарловских событий.

Трековая эффективность установки ГИПЕРОН определена на основе треков идентифицированных распадов  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Для получения эффективности триггера при регистрации процессов типа  $h^+ A \rightarrow h^+ h^- X$  использовались распады пучковых  $K^+$ -мезонов по моде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

Полученные значения эффективности регистрации событий использованы при определении дифференциальных сечений процессов (2) и (3) /13,14/.

Авторы благодарны Ю.А.Будагову, В.М.Кутьину и В.Б.Флягину за постоянный интерес и поддержку в работе, С.А.Акименко, А.С.Курилину, Л.К.Лыткину, А.И.Павлинову, Н.А.Русаковичу за многократные и полезные обсуждения.

## Литература

1. Антюхов В.А. и др. ПТЭ, № 5, 1985, с. 35.
2. Курилин А.С. и др. Препринт ОИЯИ, P13-83-774, Дубна, 1983.
3. Акименко С.А. и др. Препринт ОИЯИ, 13-83-29, Дубна, 1983.
4. Виноградов В.Б. и др. Препринт ОИЯИ, P1-85-761, Дубна, 1985.
5. Акименко С.А. и др. Препринт ОИЯИ, P13-80-155, Дубна, 1980.
6. Бицадзе Г.С. и др. ПТЭ, № 3, 81, 1986.
7. Spanier J. and Gelbard E.M. Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems, Eddison-Wesley Pub. Comp., Massachussets, 1969.  
Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные проблемы, Наука, Москва, 1975.  
Горчаков О.Е. Сообщение ОИЯИ, P5-10715, Дубна, 1977.
8. James F. FOWL, CERN Program Library W505.
9. Виноградов В.Б. и др. Препринт ОИЯИ, P10-85-704, Дубна, 1985.  
Виноградов В.Б. и др. Препринт ОИЯИ, P10-90-82, Дубна, 1990.
10. Review of Particle Properties. Phys. Lett., B204, 1988.
11. Виноградов В.Б. и др. Препринт ОИЯИ, P1-83-390, Дубна, 1983.
12. S.P. Denisov et al. Nucl. Phys., B61, p.62, 1973.
13. Акименко С.А. и др. Препринт ИФВЭ, 90-10, Серпухов, 1990.
14. Акименко С.А. и др. Препринт ИФВЭ, 90-31, Серпухов, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 марта 1990 года.