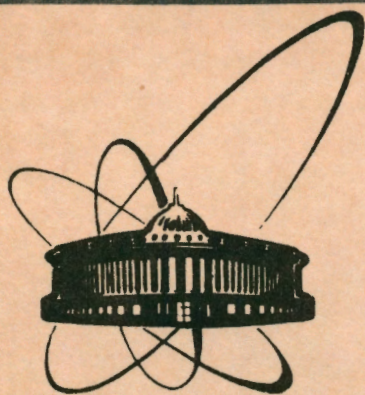


92-369



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P10-92-369

П.В.Зрелов, В.В.Иванов, В.И.Комаров,  
А.И.Пузынин, А.С.Хрыкин

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА  
ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОЦЕССОВ  
ПОДПороГОВОГО РОЖДЕНИЯ  $K^+$ -МЕЗОНОВ

Направлено в журнал "Математическое  
моделирование"

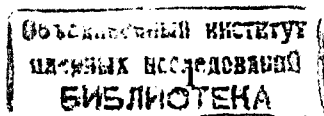
1992

# 1 Введение

Изучение процессов рождения адронов в нуклон-ядерных или ядро-ядерных столкновениях при энергиях налетающих частиц ниже порога рождения в свободном нуклон-нуклонном соударении является интересной задачей современной ядерной физики. Такие реакции возможны при условии, если нуклоны ядра участвуют в процессе коллективно. В частности, они могут иметь место в столкновениях налетающего нуклона с нуклоном мишени, приобретшим большой ферми-импульс за счёт части нуклонов ядра, либо когда в процесс взаимодействия вовлечён кластер нуклонов ядра-мишени. Таким образом, исследование подпорогового рождения адронов может дать информацию как о коллективных ядерных и субъядерных явлениях, так и о высокоимпульсной компоненте многочастичной волновой функции.

Подпороговое рождение изучалось для нескольких типов адронов, таких, как антипротоны, пионы и каоны. Однако механизм рождения до конца ещё не ясен и не проведён достаточно чёткий анализ влияния ядерной среды на указанные процессы. Имеющиеся в настоящее время данные очень ограничены из-за малых сечений процессов и из-за трудностей, возникающих при изучении короткоживущих продуктов реакций.

В [1] рассмотрено предложение эксперимента по изучению подпо-



рогового рождения  $K^+$ -мезонов в столкновениях протонов с лёгкими ядрами ( $^2H$ ,  $^{12}C$ ) путём проведения инклюзивных и эксклюзивных измерений дифференциальных сечений на ускорителе COSY - Cooler Synchrotron (Jülich, Germany), позволяющем ускорять лёгкие и средние ядра (от водорода до серы) до импульсов в пределах от 270 до 3300 МэВ/с. Светимость, ожидаемая при использовании внутренних мишеней, составит около  $10^{32}$  [1/(см<sup>2</sup> · сек)].

## 2 Эксперимент

Для проведения указанных экспериментов необходимо (см. [1]):

- обеспечить измерения при углах рассеяния около  $0^0$  по отношению к направлению первичного пучка;
- сделать возможным импульсный анализ  $K^+$ -мезонов, а также коррелирующих с ними лёгких фрагментов;
- использовать тонкие мишени во избежание взаимодействий продуктов реакции с ядрами мишени и уменьшения искажений, вносимых многократным рассеянием;
- обеспечить высокую светимость, так как исследуемые процессы имеют малые сечения;
- иметь малое расстояние между мишенью и детекторами, с целью уменьшения потерь каонов из-за их распадов;
- использовать набор детекторов, которые сделают возможной идентификацию  $K^+$ -мезонов при интенсивном фоне, особенно от пионов и протонов.

Для этих экспериментов предлагается сконструировать установку (получившую предварительное название " $0^0$  Facility"), которая позволит проводить измерения на внутренних мишенях (что обеспечит высокую светимость) при малых углах рассеяния, отвечающих максимальным значениям дифференциальных сечений. Однако

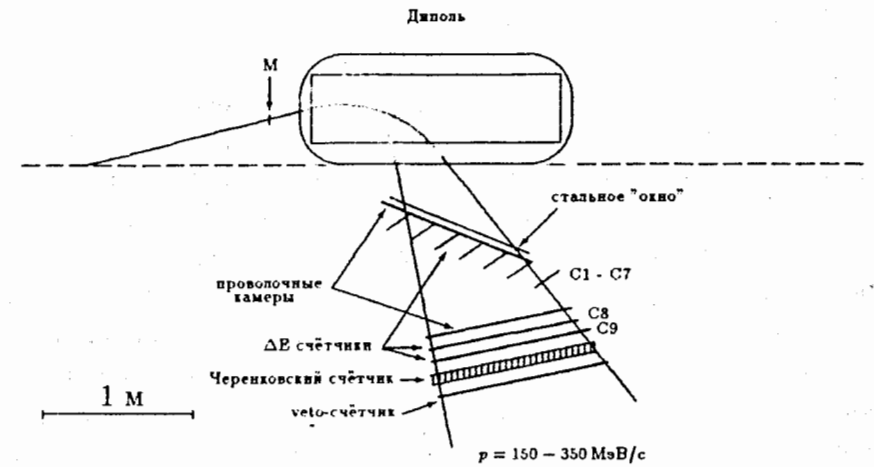


Рис.1. Схема экспериментальной установки  $0^0$  Facility

для изучения угловых распределений будут необходимы измерения вплоть до углов рассеяния  $60^0$  по отношению к направлению налетающего пучка, что можно обеспечить идентификацией продуктов реакции с разными импульсами и под разными углами с хорошим разрешением. Положение и совокупность детекторов должны обеспечить подавление фона от вторичных частиц на несколько порядков и однозначную идентификацию редких каонов. Пространство, отведённое для установки мишеней, достаточно для использования сложных газовых мишеней.

Схема экспериментальной установки " $0^0$  Facility" представлена на рис.1.

Тонкие мишени планируется поместить в позиции M, где при прохождении пучка через мишень может быть достигнута высокая светимость. Максимальная величина индукции магнитного поля в спектрометрическом магните составляет около 16 кГс. В случае ана-

лва каонов, рождённых протонами с  $T_p \leq 1.5$  ГэВ, соответствующее значение  $B \times L = 16$  кГс  $\times$  1,5 м будет достаточным для отклонения вторичных частиц с импульсами до  $p_0/2$  (1,2 ГэВ/с) в "область фокусировки" магнита.

Так как светимость достаточно велика, а диапазон импульсов вторичных частиц составляет ( $p_{max}/p_{min} \sim 10$ ), то система детекторов должна обеспечить анализ больших потоков информации и позволять эффективно регистрировать частицы в указанном интервале импульсов. Для восстановления импульсов регистрируемых частиц необходимо определять место и угол их выхода из магнита. Для решения этой задачи будут использоваться пропорциональные или дрейфовые камеры. Предварительные расчеты показали, что их размеры должны быть приблизительно 1,2 м  $\times$  0,6 м. Для идентификации частиц по измерениям ионизационных потерь и скорости будут использоваться сцинтилляционные и черенковский счётчики. Этого достаточно для отделения протонов от пионов и лептонов. Однако для надёжной идентификации  $K^+$ -мезонов необходимо измерять также и их время пролёта. Дополнительное подавление фона может быть достигнуто регистрацией мюонов, образовавшихся при распаде  $K^+$ -мезонов, остановившихся в черенковском счётчике.

### 3 Моделирующая программа

Основная задача настоящей работы состояла в создании программы *KMESON*, позволяющей моделировать рождение вторичных частиц, их прохождение через экспериментальную установку, имитировать "отклики" детекторов, а также для графического представления спектрометра и траекторий частиц на экране дисплея.

Все работы по созданию и отладке программы проводились на персональном компьютере IBM PC AT386. В качестве основы использовался разработанный в CERN пакет GEANT3.14/16 [2], который был адаптирован в ЛВТА ОИЯИ для работы на IBM PC AT386 под управлением MS DOS. Кроме того, использовались адаптированные для этих целей библиотеки программ общего назначения (KERNLIB, GENLIB) [3], пакет статистического анализа данных

НBOOK [4] и графического представления результатов моделирования и обработки данных GKS [5], HIGZ [6].

Ниже представлена блок-схема программы *KMESON*:

#### *KMESON*

- *GZEBRA* инициализация системы распределения памяти
- *UGINIT* инициализация *GEANT* и данных пользователя
- *GRUN* моделирование событий
- *UGLAST* завершающая фаза – результаты

На этапе инициализации программы *KMESON* задаются геометрические параметры экспериментальной установки. При этом спектрометр представляется в виде совокупности геометрических объемов определённой формы (и вещества), которые "размещаются в ЭВМ" в системе координат, выбранной в *GEANT*. Кроме того, указываются объёмы, в которых присутствует магнитное поле. Каждому отдельному объёму присваивается конкретный номер, который используется затем при моделировании прохождения частиц через установку.

#### 3.1 Аппроксимация магнитного поля

В качестве приближения, задающего распределение поля во всём объёме между полюсами анализирующего магнита, было взято его распределение в медианной плоскости. Поскольку в этой плоскости нет горизонтальных составляющих вектора магнитной индукции (в системе координат магнита  $B_y, B_z = 0$ ), распределение поля полностью характеризуется вертикальной составляющей вектора  $\vec{B}$  ( $B_x$ ). В свою очередь, для описания поля в медианной плоскости была принята модель, согласно которой поле практически постоянно между полюсами и начинает спадать на его краях. Уменьшение поля на краях магнита учитывается введением коэффициентов экспоненциального типа [7]

$$F = \frac{1}{1 + \exp[P(s)]},$$

где  $s$  – расстояние от рассматриваемой точки до границы полюсов магнита, а  $P(s)$  – полином с требующими подбора коэффициентами.

Таким образом, зависимость составляющей  $B_x$  от координат  $(y, z)$  может быть выражена через максимальное значение индукции поля  $B_0$  и коэффициенты  $F_x$  и  $F_z$  для соответствующих граней проекции магнита на плоскость  $YOZ$

$$B_x(x, y, z) = B_x(0, y, z) = B_0 \cdot \frac{1}{1 + \exp[P(s_y)]} \cdot \frac{1}{1 + \exp[P(s_z)]},$$

где  $B_0$  – максимальное значение  $B$ , равное 16 кГс, а  $P(s_i)$ -полиномы

$$P(s_i) = C_0^i + C_1^i(s_i/\lambda) + C_2^i(s_i/\lambda)^2 + C_3^i(s_i/\lambda)^3, \quad i = y, z,$$

коэффициенты которых были подобраны следующим образом:

$$C_0^y = 0,427, \quad C_1^y = 3,586, \quad C_2^y = -3,76, \quad C_3^y = 3,04,$$

$$C_0^z = 0,53, \quad C_1^z = 4,2, \quad C_2^z = -3,84, \quad C_3^z = 2,4,$$

значение параметра  $\lambda$  взято равным 20 см.

На рис.2 представлено пространственное распределение магнитного поля: по осям  $OY$  и  $OZ$  отложены расстояния от центра магнита (в см), а по оси  $OX$  — величина индукции магнитного поля  $B_x$  (в кГс).

В процессе похождения частицы через установку подпрограмма GUSWIM обращается к одной из подпрограмм:

— GRKUTA (в случае неоднородного магнитного поля, IFIELD=1), или

— GHELIX (для квазиоднородного магнитного поля, IFIELD=2).

GRKUTA или GHELIX, в свою очередь, вызывают подпрограмму GUFLD, в которой пользователем задаются компоненты индукции магнитного поля в текущей точке между полюсами магнита.

### 3.2 Генерирование вторичных частиц

Для изучаемых процессов в рассматриваемой области энергий не существует легко адаптируемых для использования программой *GEANT*

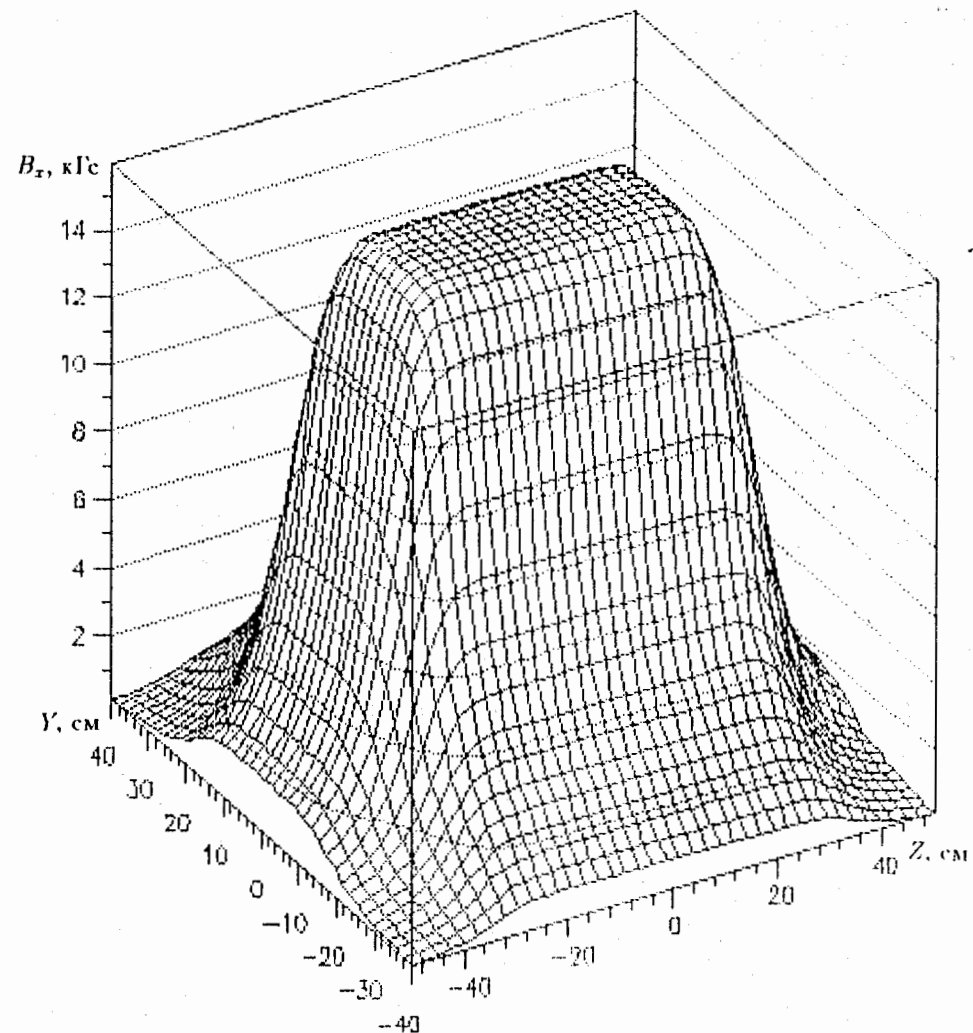


Рис.2. Пространственное распределение основной компоненты спектрометрического магнита.

генераторов вторичных частиц. Поэтому в этом варианте моделирующей программы был разработан простейший генератор испускания из мишени вторичных протонов,  $\pi^+$ -мезонов и  $K^+$ -мезонов для реакции  $p(A, h)X$ , где  $h = \pi^+, K^+, p$ .

Общая схема генератора включала последовательно розыгрыши сорта вылетающей частицы в соответствии с предполагаемыми вкладами  $N_{\pi^+}/N_p/N_{K^+} \approx 1,5/0,5/0,001$  и моделирование её кинематических характеристик. Решение задачи второго этапа этой схемы имело свои особенности для частиц конкретного сорта.

### 1) Генерирование $\pi^+$ -мезонов

В качестве исходной информации использовались дифференциальные сечения рождения пионов в реакции  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + X$  при энергии налетающего протона  $T_p = 800$  МэВ, взятые из работы [16]. В таблице 1 приведены данные о кинетической энергии  $T$  вторичных пионов, испущенных под полярным углом  $\theta$ .

Таблица 1

Дифференциальные сечения рождения  $\pi^+$ -мезонов в реакции  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + X$ , ( $T_p = 800$  МэВ)  
 $\frac{d^2\sigma}{dT d\Omega}$ , [мкб/(МэВ·ср)]

T	0°	7°	15°	20°	30°
50	13	11,7 ± 5,0	10,0 ± 1,0	9,0 ± 6,0	10,0 ± 4,0
100	28	26,2 ± 5,0	24,2 ± 4,2	20,8 ± 4,2	23,3 ± 2,5
150	31	29,2 ± 5,0	28,3 ± 4,2	25,8 ± 3,0	28,3 ± 5,0
200	42	40,0 ± 4,2	36,7 ± 4,2	30,0 ± 6,0	35,0 ± 6,0
250	44	42,5 ± 4,0	40,8 ± 4,2	41,7 ± 5,8	27,1 ± 5,0
300	53	50,0 ± 5,0	45,0 ± 4,0	43,3 ± 6,7	22,5 ± 4,2
350	43	42,1 ± 6,0	31,7 ± 5,8	35,0 ± 6,0	18,0 ± 5,0
400	40	38,3 ± 5,0	24,2 ± 5,0	25,5 ± 5,0	19,6 ± 4,2
450	19	17,5 ± 6,0	14,2 ± 4,2		

Интерпретируя  $T$  и  $\theta$  как случайные величины, взаимосвязь которых задаётся указанной таблицей, определим плотность вероятности  $p(T, \theta)$  рождения  $\pi^+$ -мезона с энергией  $T$  и испускаемого под

углом  $\theta$  по отношению к направлению первичного пучка. Для увеличения выхода пионов в нужную кинематическую область будем считать, что  $p(T, \theta)$  удовлетворяет условию нормировки:

$$\frac{2\pi}{\sigma} \cdot \int_0^{\pi/6} \int_{50}^{450} f(T, \theta) \cdot \sin \theta d\theta dT = 1,$$

где  $f(T, \theta)$  – функция, аппроксимирующая табличные значения  $\frac{d^2\sigma}{dT d\Omega}$ , а  $\sigma$  – нормировочный множитель.

Функция  $p(T, \theta)$  аппроксимировалась полиномом третьей степени по  $T$ , в котором коэффициенты при степенях  $T$  также представлялась в виде полинома третьей степени по  $\theta$ . Степени полиномов выбирались исходя из минимума величины  $\chi^2$ .

В соответствии со стандартной процедурой розыгрыша двумерной случайной величины (см., например, [8]), совместная плотность  $p(T, \theta)$  представлялась в виде

$$p(T, \theta) = p_1(\theta) \cdot p_2(T | \theta),$$

где  $p_1(\theta)$  – плотность вероятности испускания пиона под углом  $\theta$ , а  $p_2(T | \theta)$  – условная плотность вероятности испускания пиона с энергией  $T$  в случае его вылета под фиксированным углом  $\theta$ . Случайные величины угла вылета  $\theta = \theta(\gamma_1)$  и кинетической энергии  $T = T(\gamma_1, \gamma_2)$   $\pi^+$ -мезона определялись из системы двух уравнений

$$\begin{cases} F(\theta) & = \gamma_1, \\ F(T | \theta) & = \gamma_2, \end{cases}$$

где

$$F(\theta) = \int_0^\theta p_1(\theta') d\theta', \quad F(T | \theta) = \int_{50}^T p_2(T' | \theta) dT',$$

а  $\gamma_1, \gamma_2$  – равномерно распределённые на  $[0,1]$  случайные числа. Азимутальный угол  $\varphi$  вылета  $\pi^+$ -мезона из-за симметрии процесса относительно оси первичного пучка задавался в виде

$$\varphi = 2\pi\gamma_3,$$

где  $\gamma_3$  – случайная величина, равномерно распределённая на  $[0,1]$ .

### 2) Генерирование протонов

В этом случае использовалась аппроксимация распределения протонов по множественности в реакции  $p + A \rightarrow p + X$  для достаточно широкой области энергий налетающего протона [9]

$$\frac{d^2 N}{dT d\Omega} = f(A, T_0, T) \cdot g(A, T, \theta), \quad (1)$$

где  $A$  – атомный вес ядра мишени,  $T_0$  – кинетическая энергия налетающего протона,  $T$  – кинетическая энергия вторичного протона,  $\theta$  – полярный угол, под которым испускается вторичный протон. Функция  $f(A, T_0, T)$  не зависит от угла  $\theta$  и нормирована на полное число вторичных протонов. Её зависимость от кинетической энергии представляется суперпозицией двух экспонент:

$$f(A, T_0, T) = \frac{n_{1p} \exp(-T/\alpha_{1p})}{\alpha_{1p}(1 - \exp(-T_0/\alpha_{1p}))} + \frac{n_{2p} \exp(-T/\alpha_{2p})}{\alpha_{2p}(1 - \exp(-T_0/\alpha_{2p}))}, \quad (2)$$

где  $n_{1p}$ ,  $n_{2p}$ ,  $\alpha_{1p}$  и  $\alpha_{2p}$  – параметры, зависящие от  $A$  и  $T_0$ . Распределение угла вылета протона определяется в зависимости от его кинетической энергии в виде

$$g(A, T, \theta) = \begin{cases} N \exp(-\theta^2/\lambda), & 0 \leq \theta \leq \pi/2; \\ N \exp(-\pi^2/4\lambda), & \pi/2 \leq \theta \leq \pi, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\lambda = (0.12 + 0.00036A)/T$ , а  $N$  – константа нормировки.

Указанная аппроксимация использовалась для розыгрыша вылета вторичных протонов в реакции  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + X$  в той же кинематической области, что и для  $\pi^+$ -мезонов. При этом учитывалось то обстоятельство, что моделируемый спектрометр "захватывает" однозарядные частицы в импульсном интервале от 150 до 350 МэВ/с, в соответствии с которым и выбирались предельные значения кинетической энергии вторичных протонов. Это потребовало перенормировки функций (1) и (2). В результате кинетическая энергия испускаемого протона разыгрывалась согласно плотности  $p_1(T)$ , представляющей из себя преобразованную функцию (2), а угол вылета  $\theta$  – в соответствии с условной плотностью  $p_2(\theta | T) = g(A = 12, T, \theta)$ .

Случайные величины  $T = T(\gamma_1)$ ,  $\theta = \theta(\gamma_1, \gamma_2)$ , определяемые из системы уравнений, аналогичной п.1, моделируют кинетическую энергию и полярный угол вылета вторичного протона, а  $\varphi = 2\pi\gamma_3$  – его

азимутальный угол; здесь  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  – случайные величины, равномерно распределённые на  $[0, 1]$ .

### 3) Генерирование $K^+$ -мезонов

Поскольку сведения о дифференциальном сечении рождения  $K^+$ -мезонов в реакции  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow K^+ + X$  при энергии налетающего протона порядка 1 ГэВ практически отсутствуют, то при моделировании параметров вылета  $K^+$ -мезонов импульс  $p$  и угол  $\theta$  разыгрывались как равномерно распределённые случайные величины, при этом  $\theta \in [0, \pi/6]$ ,  $p \in [150, 350]$ .

Для задания начальной кинематики в подпрограмме GUKINE (см. ниже) параметры  $T$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  преобразовывались следующим образом. Величина импульса для каждой частицы вычислялась из соотношения

$$T = \sqrt{p^2 + m^2} - m,$$

а его проекции на оси координат  $OX$ ,  $OY$  и  $OZ$  как

$$\begin{aligned} p_x &= p \sin \theta \cos \varphi = p_x(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3), \\ p_y &= p \sin \theta \sin \varphi = p_y(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3), \\ p_z &= p \cos \theta = p_z(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3). \end{aligned}$$

### 3.3 Моделирование событий

На рис.3 приведена схема моделирования событий, включающая генерирование вторичных частиц, их трассировку через установку, моделирование откликов детекторов на прохождение через них заряженных частиц, регистрацию ионизационных потерь в сцинтилляционных счётчиках, определение времён пролёта и восстановление масс зарегистрированных частиц, заполнение статистических распределений и т.д.

## 4 Результаты

Созданы два варианта программы *KMESON*:

## GRUN моделирование событий

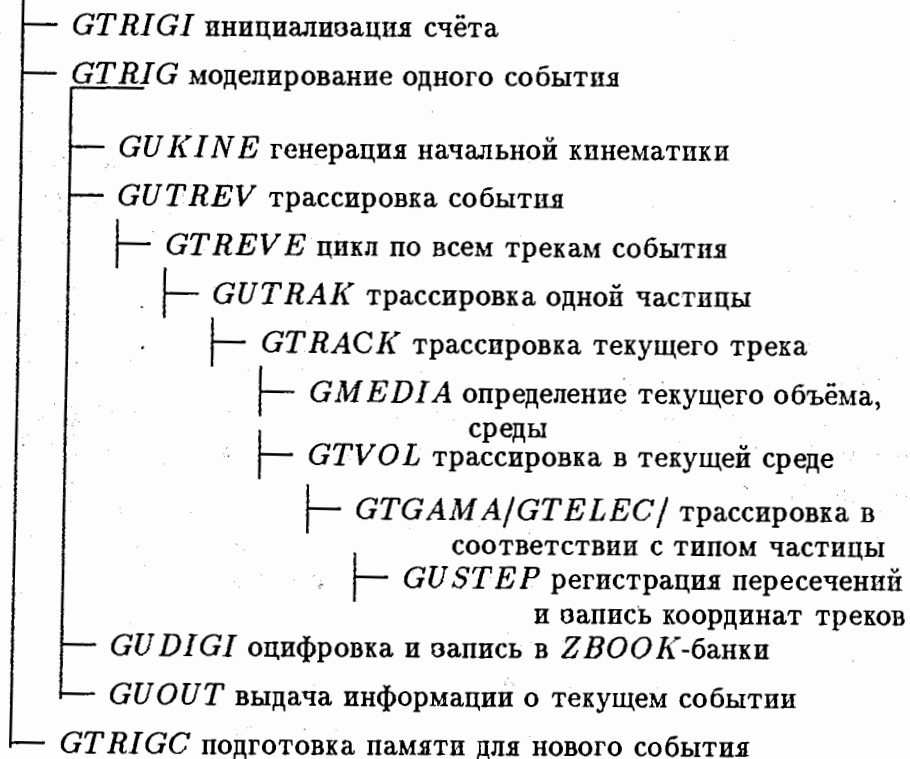


Рис.3. Схема моделирования событий в программе *KMESON*

а) Диалоговая версия с удобными графическими средствами на базе пакета HIGZ (см. [6]) и системы GKS (см. [5]), используемая для графического представления модели экспериментальной установки, а также трассировки генерируемых частиц через детекторы спектрометра. Этот вариант используется на этапе разработки алгоритмов и отладки программы.

б) Пакетная версия программы, используемая для набора статистики и получения одно- и двумерных статистических распределений, позволяющих сделать предварительные выводы о работе отдельных элементов и всей установки в целом.

Для накопления статистических распределений используется пакет HBOOK (см. [3]). Результирующие распределения записываются в RZ – файл [10], что позволяет проводить их дальнейший анализ с помощью мощного пакета анализа и представления данных PAW [11].

### 4.1 Отбор событий по измерениям ионизационных потерь

Для отработки процедуры отбора редких событий с пороговыми  $K^+$ -мезонами генерировались вторичные протоны, пионы и каоны и моделировалось их прохождение через магнитное поле и детекторы спектрометра. Для частиц, попавших в установку, фиксировались:

а) два времени пролёта  $t_1$  и  $t_2$  на пролётной базе между "гребёнкой" сцинтилляционных счётчиков С1 – С7 и сцинтилляторами счётчиков С8 и С9 (см. схему установки на рис.1), соответственно;

б) ионизационные потери  $\Delta E$  в счётчиках С8 и С9, толщины сцинтилляторов которых взяты равными 1 см.

Так как попадающие в детектор протоны имеют импульсы от 150 до 350 МэВ/с, то они могут быть эффективно дискриминированы по величине пробега. Поэтому ниже будут рассмотрены проблемы, связанные с отбором редких событий с подпороговыми  $K^+$ -мезонами в условиях интенсивного фона от пионов. Предварительные оценки [1] говорят о том, что соотношение пионов и каонов может составить  $N_{K^+}/N_{\pi^+} \approx 10^{-5}$ .

На рис.4а представлен спектр ионизационных потерь для  $\pi^+$  и  $K^+$  в сцинтилляционном счётчике С8 (а). Для получения



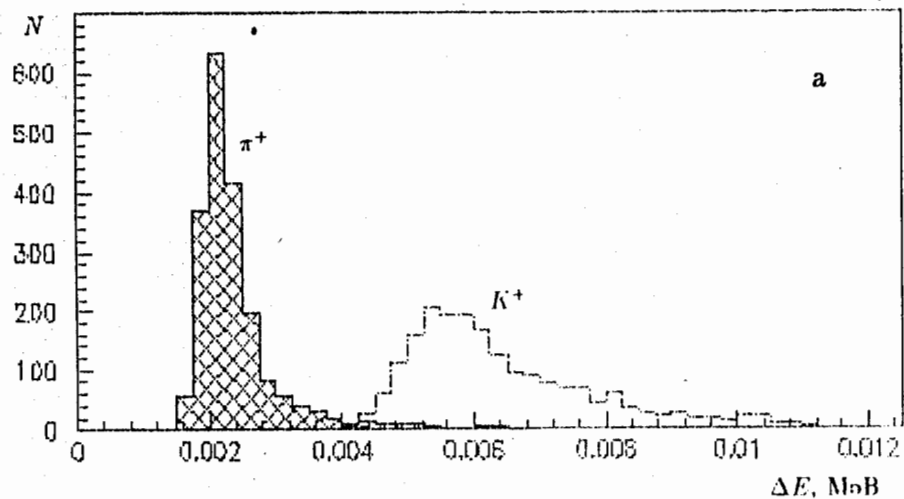


Рис.4а. Спектры ионизационных потерь для  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов в сцинтилляционном счётчике С8.

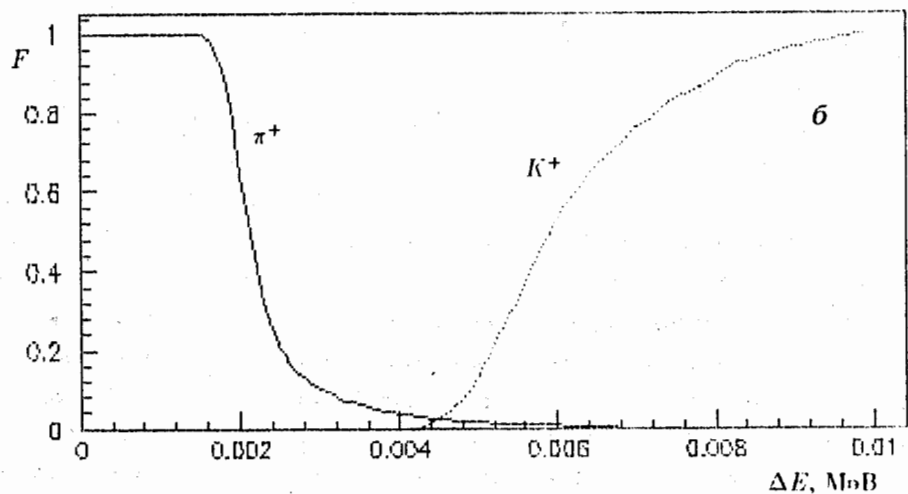


Рис.4б. Кривые зависимости величины накопленной вероятности  $F(\Delta E_i) = Pr\{\Delta E < \Delta E_i\}$  от значения порога  $\Delta E_i$  при регистрации  $K^+$ -мезонов и кривые зависимости  $1 - F(\Delta E_i)$  для  $\pi^+$ -мезонов в счётчике С8.

представления о форме и положении распределений выборка для частиц каждого сорта составляла 2000 событий. На рис.4б приведены кривые зависимости величины накопленной вероятности  $F(\Delta E_i) = Pr\{\Delta E < \Delta E_i\}$  от значения порога  $\Delta E_i$  при регистрации  $K^+$ -мезонов и кривые зависимости  $1 - F(\Delta E_i)$  в случае детектирования  $\pi^+$ -мезонов в счётчике С8. При выборе порогового значения ионизационной потери энергии в счётчике С8, равного  $\Delta E_i = 4,5 \text{ МэВ}$ , регистрируется  $\approx 99,7\%$   $K^+$ -мезонов и отбрасывается такое же количество  $\pi^+$ -мезонов. Ближайшие результаты были получены для счётчика С9.

Таким образом, используя информацию с отдельного счётчика, можно подавить фон от  $\pi^+$ -мезонов примерно в  $3,3 \cdot 10^2$  раз, что недостаточно для эффективного отбора полезных событий.

Для дальнейшего подавления фона от пионов воспользуемся методом отбора минимального импульса [12], суть которого состоит в том, что если слабоионизирующая заряженная частица последовательно пересекает телескоп из  $N$  идентичных детекторов (в нашем случае, сцинтилляционных счётчиков) и отбирается минимальный из всех выходных импульсов  $A$ , то плотность распределения минимального импульса  $P(A)$  выражается следующим образом:

$$P(A) = Np(A)[1 - \int_0^A p(a)da]^{N-1},$$

где  $p(A)$  – плотность исходного распределения. При этом плотность  $P(A)$  имеет более узкое распределение, чем распределение  $p(A)$ . В частности, для распределения Ландау и  $N = 5$  полная ширина на половине высоты (FWHM) распределения  $P(A)$  примерно в два раза меньше соответствующей величины для распределения  $p(A)$  [13].

На рис.5а представлены совместные спектры ионизационных потерь для  $\pi^+$  и  $K^+$  при отборе минимального из импульсов в сцинтилляционных счётчиках С8 и С9. Видно, что эти распределения несколько уже распределений, приведённых на рис.4а. На рис.5б приведены кривые зависимости величины накопленной вероятности  $F(\Delta E_i) = Pr\{\Delta E < \Delta E_i\}$  для  $K^+$ -мезонов и кривые зависимости  $1 - F(\Delta E_i)$  для  $\pi^+$ -мезонов, отвечающие распределениям минимального импульса. Если взять пороговое значение для минимального импульса равным  $\Delta E_i = 4,4 \text{ МэВ}$ , будут регистрироваться  $\approx 99,7\%$   $K^+$ -мезонов и отбрасываться  $\approx 99,95\%$   $\pi^+$ -мезонов.

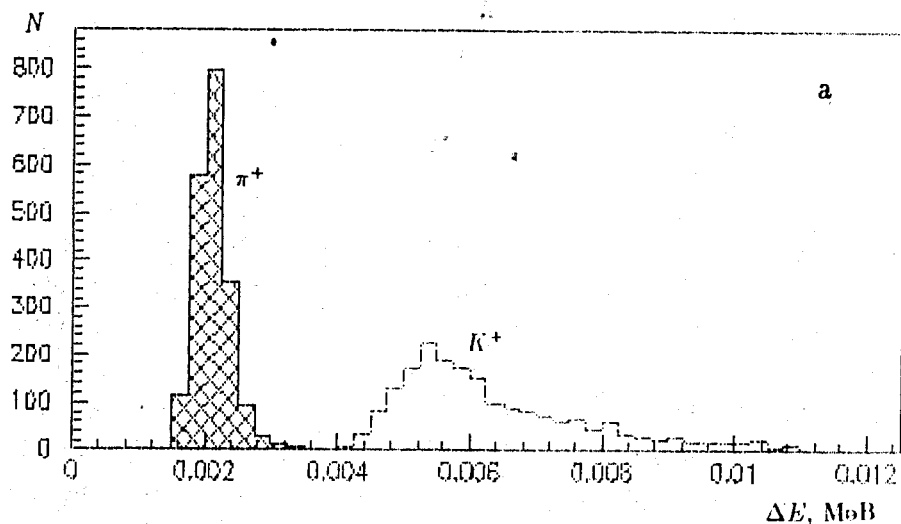


Рис.5а. Спектры ионизационных потерь для  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов при отборе минимального из импульсов в сцинтилляционных счётчиках С8 и С9.

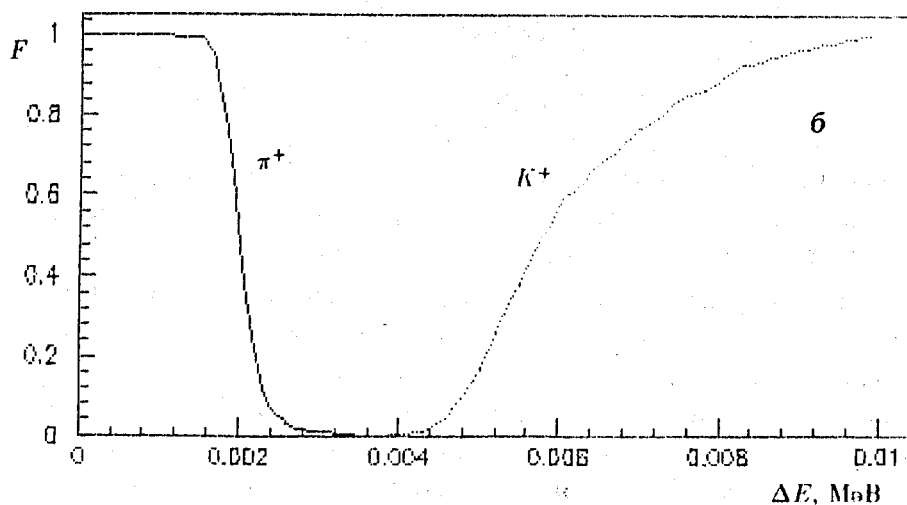


Рис.5б. Кривые зависимости величины накопленной вероятности  $F(\Delta E_i) = Pr\{\Delta E < \Delta E_i\}$  от значения порога  $\Delta E_i$  для  $K^+$ -мезонов и кривые зависимости  $1 - F(\Delta E_i)$  для  $\pi^+$ -мезонов, отвечающие распределениям минимального импульса.

Таким образом, проводя отбор событий по минимальному значению импульса с двух счётчиков, можно подавить фон от  $\pi^+$ -мезонов примерно в  $2 \cdot 10^3$  раз. Эта методика может быть реализована в триггере 1-го уровня, что, учитывая первоначальное соотношение  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов, позволит регистрировать их в соотношении 50:1.

#### 4.2 Отбор частиц по измерениям времени пролета

Для надёжного выделения событий с подпороговыми  $K^+$ -мезонами из совокупности зарегистрированных событий использовалась методика идентификации частиц по их массам. Массы частиц восстанавливались по измерениям времён пролёта с помощью формулы

$$m_i = p \sqrt{\left(\frac{t_i}{t_{0i}}\right)^2 - 1}, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

где  $p$  – импульс частицы,  $t_i$  – время её пролёта на базе длиной  $l_i$ ,  $t_{0i} = l_i/c$ ,  $c$  – скорость света,  $m_i$  – масса частицы. В нашем случае  $l_1$  и  $l_2$  – расстояния от одного из сцинтилляторов "гребёнки" до сцинтилляторов С8 или С9, соответственно. Во времена  $t_i$ ,  $i=1, 2$  вносились поправки, связанные с конечным разрешением системы измерения времени пролета, которое полагалось равным  $\sigma_t = 250$  пс (см., в частности, [14]). Кроме того, полагалось, что погрешность восстановления импульсов вторичных частиц (см. [1]) составляет  $\sigma_p = 2,5$  МэВ/с.

На рис.6а представлен спектр масс вторичных  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов, восстановленных по измерениям времён пролета между одним из счётчиков "гребёнки" и счётчиком С8; на рис.6б для наглядности этот же спектр представлен в другом масштабе. Так как соотношение регистрируемых  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов составляет 50:1, то это приводит к значительному вкладу  $\pi^+$ -мезонов в область распределения  $K^+$ -мезонов. Он достигает  $\approx 30\%$  от общего числа событий с  $m > 0,35$  ГэВ (выбор такой границы обеспечивает незначительную потерю событий, вызванных  $K^+$ -мезонами).

С целью дополнительного уменьшения фона от  $\pi^+$ -мезонов зарегистрированные события подвергались двухэтапной обработке в

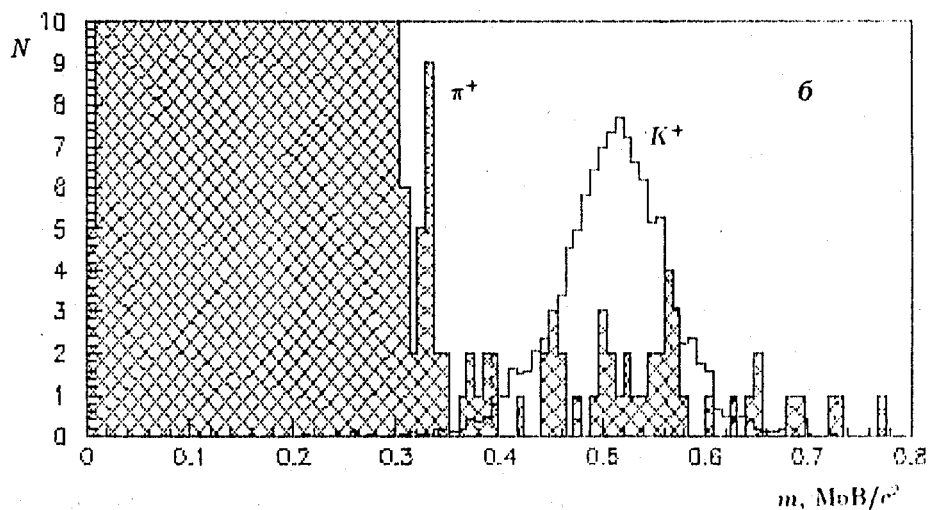
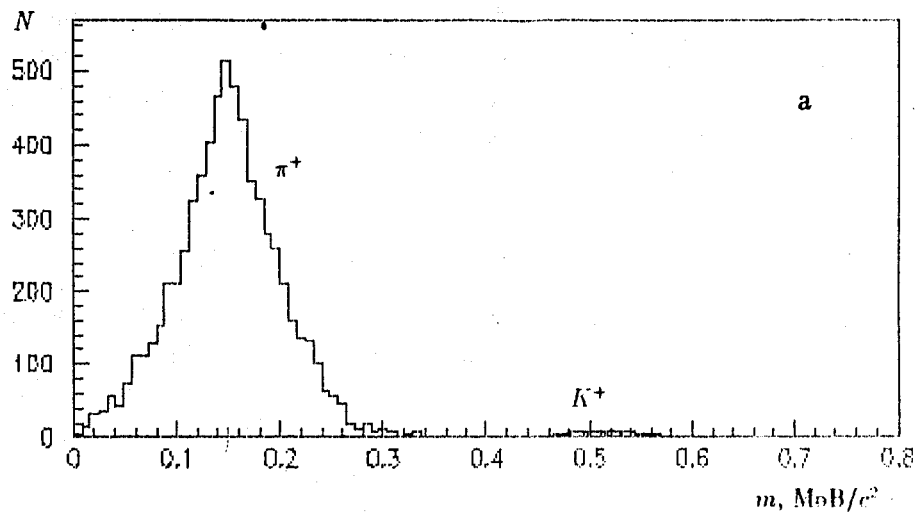


Рис.6. Спектр масс вторичных  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов, восстановленных по измерениям времён пролета между одним из счётчиков "гребёнки" и счётчиком С8 (а); для наглядности тот же спектр представлен в другом масштабе (б).

соответствии со статистической процедурой, основанной на интегральном критерии согласия  $\omega_n^3$  [15]. При этом в качестве исходной информации о каждой частице использовались значения масс  $m_1$  и  $m_2$ , полученные с помощью соотношения (2). Каждый этап различался по характеру используемой в критерии нулевой гипотезы. На первом этапе в качестве нулевой гипотезы использовалось распределение пионов; события с  $K^+$ -мезонами выделялись в критической области. На втором этапе выделенные события подвергались повторной обработке, при которой в качестве нулевой гипотезы для критерия  $\omega_n^3$  бралось распределение каонов.

На рис.7а приведено полученное в результате второго этапа обработки распределение случайных величин  $\omega_n^3$ , вычислявшихся по формуле [15]

$$\omega_n^3 = \frac{\sqrt{n}}{8} \sum_{i=1}^n \left[ 2\Phi(\lambda_i) - \frac{2i-1}{n} \right] \left\{ \left[ 2\Phi(\lambda_i) - \frac{2i-1}{n} \right]^2 + \frac{1}{n^2} \right\};$$

здесь  $n = 2$  - объём выборки,  $\Phi(\lambda)$  - функция распределения плотности  $N(0, 1)$ ,  $\lambda_1 < \lambda_2$  - упорядоченная выборка величин

$$\lambda_i = \frac{m_i - \bar{m}_i}{\sigma_i}, \quad i = 1, 2,$$

где  $m_i$  - измеренная масса частицы,  $\bar{m}_i$  - среднее значение, а  $\sigma_i$  - стандартное отклонение для распределений спектров масс частиц, относимых к каонам и выделенных на первом этапе обработки.

Выбрав в качестве критической границы  $Z_{кр} = |\omega_n^3| = 0,3$  (чему отвечает уровень значимости  $\alpha = 0,04$  для двустороннего критерия  $\omega_n^3$ ), для событий, попавших в допустимую область, получим спектр масс вторичных частиц, изображённый на рис.7б. Вклад  $\pi^+$ -мезонов теперь составляет около 14%. Это означает, что применение методики отбора событий на основе критерия согласия  $\omega_n^3$  позволило вдвое снизить уровень фона от пионов, сохранив при этом практически все события, вызванные  $K^+$ -мезонами.

## 5 Заключение

Создана программа моделирования эксперимента по изучению про-

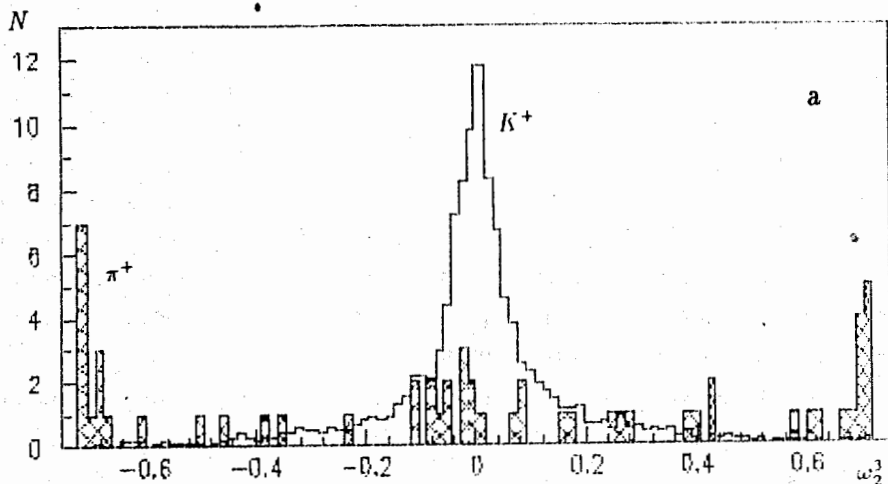


Рис.7а. Распределение случайных величин  $\omega_2^3$ , полученное в результате второго этапа обработки (см. текст).

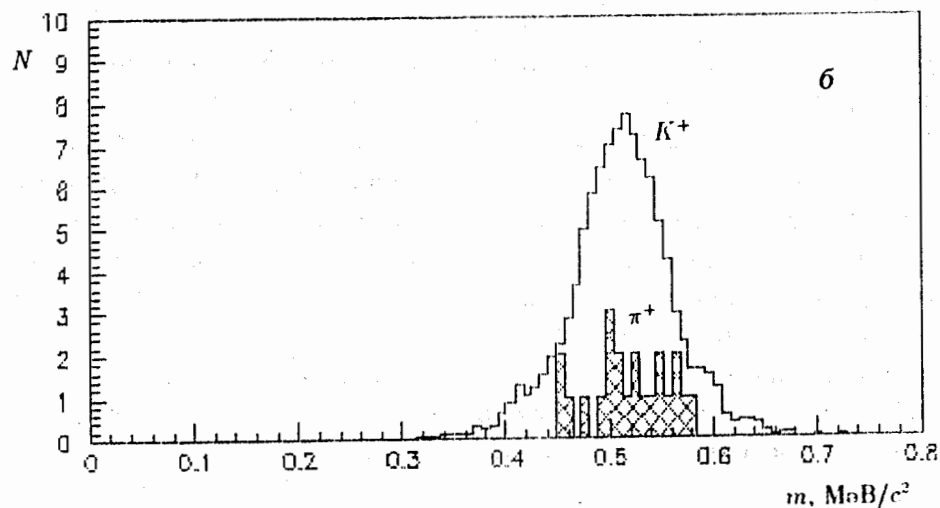


Рис.7б. Спектр масс вторичных частиц, попавших в допустимую область критерия  $\omega_2^3$  с уровнем значимости  $\alpha = 0,04$ .

цессов подпорогового рождения  $K^+$ -мезонов на ускорителе *COSY* (*Julich, Germany*). С её помощью разработана методика отбора событий, связанных с рождением подпороговых  $K^+$ -мезонов, которая может быть реализована в триггере 1-го уровня (с использованием измерений ионизационных потерь). Показано, что надежное выделение  $K^+$ -мезонов из спектров масс вторичных частиц может быть выполнено с применением статистической процедуры, основанной на критерии согласия  $\omega_n^3$ .

## Литература

- [1] W. Borgs et al. *Proposal for  $K^+$ -Meson Spectroscopy with 0° Facility at TP2 in COSY*.
- [2] R. Brun et al.: *GEANT3 Program Library* CERN, Data Handling Division DD/EE/84-1, 1987.
- [3] *Program Library*. CERN Computer Centre, 1989.
- [4] R. Brun and D. Lienart: *HBOOK User Guide*. CERN Computer Centre Program Library, Y250, 1987.
- [5] D.R. Myers: *GKS/GKS-3D Primer* CERN/DD/US/110, 1989.
- [6] R. Bock et al.: *HIGZ - High level Interface to Graphics and Zebra*. CERN Computer Centre Program Library, Q120, 1988.
- [7] H.A.Engel: *Deflecting Magnets in Focusing of Charged Particles*. ed. A.Septier, v.II, Academic Press Inc., 1967, p.203-264.
- [8] И.М. Соболев. Численные методы Монте-Карло. Издательство "Наука", 1973.
- [9] J. Ranft, J.T. Routti: *Hadronic Cascade Calculation of Angular Distribution of Integrated Secondary Particle Fluxes from External Targets and New Empirical Formulae Describing Particle Production in Proton - Nucleus Collisions*. Particle Accelerators, Vol.4, 1972, 101.

- [10] R. Brun and J. Zoll: *ZEBRA. Data Structure Management System*. CERN Computer Centre Program Library, **Q100**, 1987.
- [11] R. Brun et al.: *PAW – Physics Analysis Workstation*. The Complete CERN Program Library, Version 1.07, 1989.
- [12] G.Igo, R.M.Fisberg. *Review of Scientific Instruments*, **25**, 1954, 450.
- [13] K.Nagata. *Nuclear Instruments and Methods*, **77**, 1970, 218.
- [14] А.С. Ажгирей и др. *Системы измерения времени пролёта в магнитном спектрометре с проволочными камерами*. Препринт ОИЯИ, P1-85-749, Дубна, 1985.
- [15] P.V.Zrelov, V.V.Ivanov. *The Relativistic Charged Particles Identification Method Based on the Goodness-of-Fit  $\omega_n^3$  – Criterion*. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, **A310**, 1991, 623.
- [16] P.Denes, B.D.Dieterle et al. *Phys. Rev.*, vol.**27C**, Num.3, 1983, p.1339.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 августа 1992 года.

Зрелов П.В. и др.

P10-92-369

Моделирование эксперимента по изучению процессов подпорогового рождения  $K^+$ -мезонов

Создана программа моделирования экспериментов по изучению процессов подпорогового рождения  $K^+$ -мезонов на ускорителе COSY (Julich, Germany). С ее помощью разработана методика отбора событий, связанных с рождением подпороговых  $K^+$ -мезонов, которая может быть реализована в триггере 1-го уровня (с использованием измерений ионизационных потерь). Показано, что надежное выделение  $K^+$ -мезонов из спектров масс вторичных частиц может быть выполнено с применением статистической процедуры, основанной на критерии согласия  $\omega_n^2$ .

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Zrelov P.V. et al.

P10-92-369

Simulation of the Experiment for Investigation of Subthreshold  $K^+$ -Production

The program for simulation of the experiment for investigation of subthreshold  $K^+$ -production with a  $O^0$  Facility at TP2 in COSY (Julich, Germany) was created. It gave the possibility to elaborate the method for selection of events connected with subthreshold  $K^+$ -production which may be realized in the 1-st order trigger (using the ionization energy losses measurements). It was shown that the reliable detection of  $K^+$  from the secondary particle mass spectrum can be performed with the help of the statistical procedure based on the goodness-of-fit criterion  $\omega_n^2$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation and the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992