

С. 344.17

24/2-72

В-156

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

166/2-72

13 - 6140



6140

Ш.Валкар, В.Б.Виноградов, Н.К.Куциди,
В.А.Максименко, Г.Мартинска, Ю.Н. Харжеев,
Л.Шандор, В.Г.Яцюк

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

МЕТОДИКА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ
МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ
В П-Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГЭВ/С
С ПОМОЩЬЮ ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ
КАМЕРЫ

1971

13 - 6140

Ш.Валкар, В.Б.Виноградов, Н.К.Куциди*,
В.А.Максименко, Г.Мартинска, Ю.Н. Харжеев,
Л.Шандор, В.Г.Яцюк

МЕТОДИКА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ
МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ
В П-Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГЭВ/С
С ПОМОЩЬЮ ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ
КАМЕРЫ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

* Тбилисский государственный университет.

В настоящее время с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ/1/ проводятся исследования $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 Гэв/с с множественным образованием вторичных нейтральных частиц, продукты распада которых содержат гамма-кванты.

Специфика анализа взаимодействий такого типа в условиях описываемого эксперимента (пропановая пузырьковая камера средних размеров) заключается в том, что хотя в исследуемых событиях всегда присутствует от одного до пяти конвертировавших гамма-квантов, этого количества в большинстве случаев недостаточно для кинематической идентификации реакции. Поэтому традиционные методы кинематической идентификации каналов реакций (см., например, /2/) становятся неприемлемыми. На смену им приходят методы статистического разделения каналов реакций /3-6/.

Соответствующая методика экспериментального исследования двухлучевых $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 Гэв/с с множественным образованием нейтральных частиц изложена в данной работе. Рассмотрены следующие вопросы: вычисление различных физических характеристик событий с γ -квантами, моделирование исследуемых реакций, подгонка расчетных спектров к экспериментальным распределениям на основе метода наименьших квадратов, статистическая идентификация вторичных частиц с помощью δ -электронов, определение примеси фоновых гамма-квантов.

§1. Программа вычисления физических характеристик событий

Эта программа занимает промежуточное место в цепи обработки событий между программами геометрической реконструкции и статистического анализа. С помощью программы выполняются следующие операции: а) коррекция кинематических параметров треков x' , учитывающая потери на ионизацию, тормозное излучение и многократное рассеяние; б) определение кинематических параметров гамма-квантов; в) вычисление эффективных и недостающих масс различных комбинаций частиц; г) получение импульсных и угловых характеристик вторичных частиц и их комбинаций в системе центра масс первичного взаимодействия.

Входной информацией для программы являются находящиеся на перфокартах данные о треках, полученные с помощью программы геометрической реконструкции событий /7/.

Результаты записываются на магнитную ленту ЭВМ "БЭСМ-4" и передаются на ЭВМ "CDC 1604-A", на которой с помощью программы "SUMX" выполняется статистический анализ событий.

Остановимся на следующих алгоритмах программы:

а) вычисление кинематических параметров треков и б) определение параметров гамма-квантов. Остальные алгоритмы - вычисление эффективных масс и перевод различных величин в систему центра масс первичного взаимодействия - стандартные /8,9/.

а) Вычисление кинематических параметров треков

В программе геометрической реконструкции событий /7/ кинематические параметры P , ϕ , λ определяются методом наименьших квадратов

x' Под кинематическими параметрами трека понимается импульс P , азимутальный ϕ и глубинный λ углы в начальной точке трека.

путем аппроксимации трека винтовой линией. Получаемые при этом значения импульсов оказываются заниженными, а погрешности кинематических параметров отражают лишь точность измерения координат. Поэтому необходимо ввести поправку к импульсу на ионизационные потери, а в погрешностях величин P , ϕ , λ учесть вклад, обусловленный многократным рассеянием. В случае электронов необходимо учесть потери на тормозное излучение и флуктуации в величинах этих потерь.

Импульс первичного трека корректируется на ионизационные потери по формуле

$$P_1 = P_0 - C_{\text{и}} L \quad (1)$$

где P_0 - средний импульс пучка первичных частиц при входе в камеру,

L - длина трека до взаимодействия, $C_{\text{и}} = 0,95 \text{ МэВ/с см}^{-1}$ - ионизационные потери релятивистской частицы в пропане.

Импульсы вторичных треков корректируются на ионизационные потери по формуле

$$P = f \{ f^{-1}(P_{\Gamma}) + L/2 \}, \quad (2)$$

где P_{Γ} и L - импульс и длина трека $x/P = f(L)$ - зависимость пробег-импульс в пропане /10/ (f^{-1} - функция, обратная f).

Импульс частицы, остановившейся в камере, вычисляется с помощью соотношения пробег-импульс.

Импульсы электронов (позитронов) корректируются на ионизационные и радиационные потери согласно следующей формуле /11/:

$$P = P_{\Gamma} (1 + C_p L) + C_{\text{и}} L/2, \quad (3)$$

^{x/} Индексом "Г" обозначены величины, вычисляемые в геометрической программе; "М" - погрешности из-за многократного рассеяния.

где $C_p = 0,0026 \text{ см}^{-1}$ (величина C_p получена в предположении, что измеряется только начальная часть трека, на которой уменьшение импульса не превышает 30%).

Погрешности кинематических параметров треков вычисляются соглас-
но

$$\begin{aligned} \Delta P/P &= [(\Delta P/P)_H^2 + (\Delta P/P)_\Gamma^2 + (\Delta P/P)_M^2]^{1/2}, \\ \Delta \phi &= [(\Delta \phi)_\Gamma^2 + (\Delta \phi)_M^2]^{1/2}, \\ \Delta \lambda &= [(\Delta \lambda)_\Gamma^2 + (\Delta \lambda)_M^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $(\Delta P/P)_H = 0,02$ - погрешность, возникающая из-за неоднородности магнитного поля /1/,

$$\begin{aligned} (\Delta P/P)_M &= C_M / \beta L^{1/2}, & \Delta \phi_M &= C_\phi L^{1/2} / P \beta, \\ \Delta \lambda_M &= C_\lambda L^{1/2} / P \beta \cos \lambda, & \beta &= P / [P^2 + m^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

m - масса частицы, C_M , C_ϕ , C_λ - константы: $C_M = 0,32 \text{ см}^{1/2}$,
 $C_\phi = 0,65 \text{ МэВ/с см}^{-1/2}$ и $C_\lambda = 0,91 \text{ МэВ/с см}^{-1/2}$ /12/.

В случае электронов к погрешности импульса добавляется погреш-
ность, возникающая из-за флуктуации радиационных потерь:

$$(\Delta P/P)_r = C_r L^{1/2}, \quad (6)$$

где $C_r = 0,032 \text{ см}^{-1/2}$ /12/.

б) Определение параметров гамма-квантов

Импульсы гамма-квантов вычисляются по формуле

$$\begin{aligned} P_\gamma &= P_- + P_+, \\ \Delta P_\gamma &= [(\Delta P_-)^2 + (\Delta P_+)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где P_- (P_+) - импульсы электрона (позитрона).

Азимутальный и глубинный углы для гамма-кванта вычисляются как взвешенные средние значений соответствующих углов для трех направле-
ний: направления (ϕ_0, λ_0) , определяемого по координатам точек рожде-
ния и конверсии гамма-кванта, и направлений $(\phi_1, \lambda_1$ и $\phi_2, \lambda_2)$ элект-
рона и позитрона:

$$\phi_{\gamma} = \frac{\sum_{i=0}^2 W_{\phi_i} \phi_i}{\sum_{i=0}^2 W_{\phi_i}}, \quad \Delta \phi_{\gamma} = \left[\frac{\sum_{i=0}^2 W_{\phi_i}}{\sum_{i=0}^2 W_{\phi_i}} \right]^{-1/2},$$

$$\lambda_{\gamma} = \frac{\sum_{i=0}^2 W_{\lambda_i} \lambda_i}{\sum_{i=0}^2 W_{\lambda_i}}, \quad \Delta \lambda_{\gamma} = \left[\frac{\sum_{i=0}^2 W_{\lambda_i}}{\sum_{i=0}^2 W_{\lambda_i}} \right]^{-1/2}, \quad (8)$$

где $W_x = (\Delta x)^{-2}$.

Определение принадлежности гамма-квантов к исследуемому взаимодействию производится согласно критериям $|k_{\phi}| \leq 3$, $|k_{\lambda}| \leq 3$, $\theta_{\gamma} < 5^{\circ}$, где θ_{γ} - угол между направлением вылета электрон-позитронной пары и направлением, образованным точками рождения и конверсии гамма-кванта,

$$k_{\phi} = (\phi_0 - \phi_k) / [(\Delta \phi_0)^2 + (\Delta \phi_k)^2]^{1/2},$$

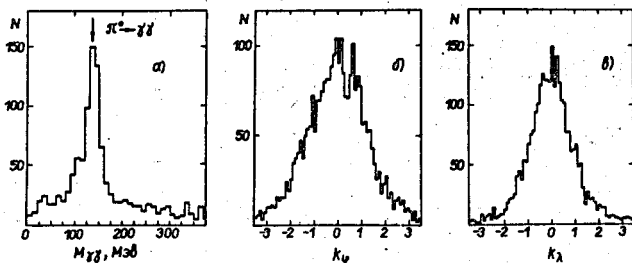
$$k_{\lambda} = (\lambda_0 - \lambda_k) / [(\Delta \lambda_0)^2 + (\Delta \lambda_k)^2]^{1/2}, \quad (9)$$

ϕ_k и λ_k - азимутальный и глубинный углы электрон-позитронной пары, определяемые по формулам (8), в которых суммирование происходит по индексу $i = 1, 2$. Распределения величин k_{ϕ} и k_{λ} имеют гауссовский характер с нулевым средним значением и единичной дисперсией.

в) Проверка методики определения кинематических параметров гамма-квантов

Проверка методики определения кинематических параметров гамма-квантов производилась с помощью событий с двумя гамма-квантами (1300 событий типа $\pi^{-} p \rightarrow \pi^{-} p 2\gamma$ и $\pi^{-} p \rightarrow n \pi^{+} \pi^{-} 2\gamma$). Проверялись правильность измерения массы π^0 - мезона, средних значений и дисперсий распределений величин k_{ϕ} и k_{λ} .

На рис. а приведено распределение по эффективной массе двух гамма-квантов, а на рис. б и в - распределения по величинам k_{ϕ} и k_{λ} .



а) Распределение событий типа

$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- 2\gamma$ и $\pi^- p \rightarrow p \pi^- 2\gamma$
по эффективной массе двух гамма-квантов;

б) распределение гамма-квантов по величине k_ϕ ;

в) распределение гамма-квантов по величине k_λ .

Обработка этих спектров дала следующие результаты: в интервале масс от 100 до 170 Мэв среднее значение эффективной массы двух гамма-квантов и среднеквадратичное отклонение от среднего значения соответственно равны: $\bar{M}_{\gamma\gamma} = 135,5 \pm 0,6$ Мэв и $\sigma_M = 14,2 \pm 0,4$ Мэв. Аналогичные величины для спектров б) и в): $\bar{k}_\phi = 0,03 \pm 0,02$, $\bar{k}_\lambda = -0,02 \pm 0,02$, $\sigma_{k_\phi} = 1,18 \pm 0,02$ и $\sigma_{k_\lambda} = 0,95 \pm 0,02$.

Как видно из этих данных, вышеописанная методика обеспечивает получение несмещенных значений импульсов и углов γ -квантов с правильно оцененными погрешностями этих величин.

Заниженная погрешность в величинах азимутальных углов, видимо, связана с отсутствием учета погрешности в азимутальном угле электрона из-за флуктуации радиационных потерь /13/. Это обстоятельство было учтено в дальнейшем анализе событий.

В табл. 1-3 приведены точности измерения кинематических параметров треков, эффективных и недостающих масс различных комбинаций частиц, полученные в результате усреднения соответствующих величин в ≈ 1000 событиях.

В табл. 1 представлены точности измерения величин для гамма-квантов, π^+ - мезонов и протонов $x/$.

В табл. 2 показаны точности измерения эффективных масс различных комбинаций частиц. Зависимость погрешности в массе от величины массы может быть выражена в виде

$$\Delta M_{\ominus} = a + b (M_{\ominus} - c), \quad (10)$$

где a , b , c - константы, приведенные в табл. 2, определены путем аппроксимации экспериментальных зависимостей.

В табл. 3 приведены точности измерения квадратов недостающих масс различных комбинаций частиц и параметры a' , b' , c' зависимости погрешности в квадрате недостающей массы от величины массы:

$$\Delta M_{\text{H}}^2 = a' + b' (c' - M_{\text{H}}^2) / M_{\text{H}}^2. \quad (11)$$

Как видно из этих таблиц, средние точности измерения импульсов различных частиц составляют 10-12%, эффективных масс - 3-6%, а недостающих масс - 8-18%.

§2. Оценка примеси фоновых гамма-квантов

При обработке снимков, полученных с помощью тяжеложидкостных пузырьковых камер, когда на фотографии имеется несколько взаимодействий, сопровождаемых значительным количеством конвертировавших гамма-квантов, весьма важно правильно определить принадлежность данного гамма-кванта к исследуемому взаимодействию. С этим связан вопрос о том, какая доля фоновых гамма-квантов присутствует в исследуемых событиях.

Оценка фона осуществлена методом Монте-Карло с помощью специальной программы, позволившей определить вероятность ϵ того, что "случайный" гамма-квант будет "смотреть" в точку взаимодействия.

$x/$ В данном эксперименте около 50% протонов останавливается в камере. Их импульсы измеряются по пробегу с точностью 10% (погрешность отражает неопределенность в знании длины трека). Импульсы остальных протонов измеряются по кривизне трека с точностью 14%.

Принадлежность электрон-позитронной пары к данному взаимодействию определяется с помощью величин k_ϕ , k_λ (см. (9)), которые являются функциями координат точек образования (X_A , Y_A , Z_A) и конверсии гамма-кванта (X_B , Y_B , Z_B), величин P_γ , ϕ_γ , λ_γ и их погрешностей.

Для определения значения ϵ "разыгрывались" наборы указанных выше величин. Величины X_A , Y_A , Z_A , X_B , Y_B , Z_B , P_γ , ϕ_γ , λ_γ моделировались в соответствии с экспериментальными распределениями. Было получено около 11 тысяч таких наборов, из которых 3% удовлетворяло условию

$$|k_\phi| \leq 3 \text{ и } |k_\lambda| \leq 3. \quad (12)$$

При наложении дополнительного критерия

$$\theta_\gamma < 5^\circ \quad (13)$$

величина ϵ уменьшается до 1%.

Знание величины ϵ дает возможность определить относительное число фоновых гамма-квантов

$$\delta = (N_1 - N) / N. \quad (14)$$

Здесь N - число гамма-квантов, принадлежащих звезде, N_1 - число гамма-квантов, удовлетворяющих условиям (12)-(13).

Величина N определяется из уравнения

$$N_1 = N + \epsilon (N_2 - N), \quad (15)$$

где N_2 - среднее число гамма-квантов на снимке.

В нашем случае величины N_1 , N_2 и ϵ равны: $N_1 = 2,14$, $N_2 = 4$ и $\epsilon = 0,01$. Отсюда $\delta \approx 1\%$.

Таким образом, фон гамма-квантов, не принадлежащих исследуемому взаимодействию, при использовании критериев (12) - (13) оказывается малым.

89. Подгонка расчетных распределений к экспериментальным спектрам

В эксперименте, выполняемом с помощью пропановой пузырьковой камеры средних размеров, из-за отсутствия событий с достаточной множественностью конвертировавших гамма-квантов обычным методом кинематической идентификации /2/, вообще говоря, невозможно определить сечения реакций с несколькими π^0 -мезонами. Поэтому для определения сечений реакций используется метод подгонки (фитирования) набора расчетных распределений, соответствующих исследуемым реакциям, к экспериментальным распределениям.

Этот метод приводит к нахождению минимума функционала с неизвестными параметрами - сечениями исследуемых реакций. В нашем случае функционал имеет вид

$$\chi^2 = \sum_k \sum_i [(N_{ik}^{\ominus} - N_{ik}^T)^2 / N_{ik}^T] \quad (16)$$

при условии, что

$$\sum_j \sigma_j = \sigma_T \quad \text{и} \quad \sigma_j^{(1)} \leq \sigma_j \leq \sigma_j^{(2)}, \quad j = 1, \dots, m. \quad (17)$$

Здесь

$$N_{ik}^T = \frac{\sum_j \sigma_j \epsilon_{jk} \rho_{ijk}}{\sum_j \sigma_j \epsilon_{jk}} N_k, \quad (18)$$

N_{ik}^{\ominus} - наблюдаемое число событий в i -ом интервале k - спектра, $N_k = \sum_i N_{ik}^{\ominus}$ - полное число событий в k -ом спектре, ρ_{ijk} - расчетное распределение k - спектра j -й реакции, ϵ_{jk} - вероятность регистрации события j -й реакции в k -ом спектре, $\sigma_j^{(1)}$ ($\sigma_j^{(2)}$) - минимальная (максимальная) граница сечения j -й реакции.

Для решения этой задачи нами была разработана специальная программа, в которой поиск минимума происходит в два этапа. На первом этапе методом Монте-Карло ищется приближенный минимум. Для этого заданное число раз генерируются наборы параметров, распределенных по

нормальному закону с заданными средними значениями и дисперсиями и выбирается набор, дающий минимальный χ^2 . На втором этапе в области найденного минимума происходит поиск более точного минимума. Этот поиск осуществляется путем варьирования всех сечений на заданный шаг до тех пор, пока χ^2 не перестанет уменьшаться. Затем шаг уменьшается, и вся процедура повторяется до тех пор, пока значение шага не станет меньше заданной точности.

Каждая вариация сечений сопровождается нормировкой сечений на полное сечение и проверкой выполнения условий (17). Это позволяет отыскивать минимум при любом ограничении на параметры.

После нахождения набора сечений, дающих минимальное значение χ^2 , в программе для каждого парциального сечения σ_j вычисляется погрешность $\Delta\sigma_j$ путем решения уравнения

$$\chi^2(\sigma_1, \dots, \sigma_j \pm \Delta\sigma_j, \dots, \sigma_m) - \chi^2(\sigma_1, \dots, \sigma_j, \dots, \sigma_m) = 1. \quad (19)$$

Приведенный метод минимизации дал возможность управлять поиском минимума $x/$.

84. Моделирование двухлучевых π^-p -взаимодействий с гамма-квантами

В предыдущем параграфе описана методика определения сечений реакций путем подгонки расчетных распределений к экспериментальным. В данном параграфе приведены новые характеристики методики получения расчетных спектров с помощью метода Монте-Карло. Подробно методика моделирования описана ранее в работе /15/, посвященной моделированию π^-p -взаимодействий с образованием только нейтральных частиц (0^- - лучевые звезды с гамма-квантами).

В настоящей работе разработана модификация методики, необходимая для моделирования двухлучевых взаимодействий с гамма-квантами. В

$x/$ Аналогичный алгоритм минимизации используется в программе MINUIT /14/.

эксперименте были введены дополнительные критерии отбора событий, связанные с проверкой точности измерения кинематических параметров треков звезды. (Отбрасывались события, у которых длины L заряженных треков звезды были менее 2 см или ошибки измерения импульсов этих треков превышали 30%).

Соответственно в программе моделирования определялся дополнительный множитель W в весе события, такой что $W = 1(0)$ при выполнении (невыполнении) критериев. Для получения такого множителя необходимо было моделировать погрешности кинематических параметров и длины треков звезды.

Погрешности кинематических параметров треков звезды, как функция импульса и длины, моделировались согласно (4); при этом погрешности из-за многократного рассеяния моделировались по формулам (5), а погрешности из-за ошибок измерения координат - по формулам, приведенным в /22/.

В качестве длины трека принималась наименьшая из величин L_1, L_2, L_3, L_4, L_5 . Здесь L_1 - максимальный пробег частицы с данным импульсом в рабочем веществе камеры до остановки, L_2 - длина трека до взаимодействия, $L_2 = -\bar{L}_2 \ln(1 - \alpha)$, где \bar{L}_2 - средняя длина взаимодействия, α - случайное число, равномерно распределенное в интервале $[0, 1]$; L_3 - длина до распада частицы (в случае π - мезона), $L_3 = \beta \gamma c \tau \ln(1 - \alpha)$,

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \tau \text{ и}$$

βc - время жизни и скорость частицы; L_4 - потенциальная длина (расстояние между точкой взаимодействия и границей рабочего объема камеры в направлении движения частицы); $L_5 = f(P)$ - "измеренная" длина трека, моделируемая аналогично /15/.

С помощью данной программы были смоделированы реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p + (1,2,3,4,5) \pi^0, \quad \pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- + (1,2,3,4,5) \pi^0,$$

$$\pi^- p \rightarrow p \rho^- + (0,1,2) \pi^0, \quad \pi^- p \rightarrow n \omega + (0,1) \pi^0 \quad \text{и др.}$$

Для повышения эффективности счета моделирование реакций с числом вторичных частиц менее 5 производилось с использованием генератора периферических событий /16/.

Результат моделирования - спектры эффективных и недостающих масс различных комбинаций частиц, распределения по импульсам и углам гамма-квантов, π - мезонов и протонов, а также вероятности регистрации реакций - были использованы в экспериментальном исследовании этих реакций.

§5. Статистическое разделение π^+ - мезонов и протонов с помощью δ - электронов

В описываемом эксперименте положительные треки с импульсом до 900 Мэв/с разделены визуально (по ионизации) на протоны и π^+ - мезоны. Среди положительных треков с импульсами более 900 Мэв/с около 15% имели δ - электроны с энергией больше максимально возможной для протона с данным импульсом и поэтому были отнесены к π^+ - мезонам. Однако после этого оставалась довольно существенная группа неразделенных событий (35%), среди которых необходимо было определить количество протонов и π^+ - мезонов.

Одним из способов решения этой задачи является статистическое разделение треков с помощью δ - электронов. Этот способ основан на том, что величины вероятностей появления δ - электронов отличаются для протонов и π^+ - мезонов /17/.

Для нахождения доли протонов среди неразделенных треков был использован метод максимума правдоподобия с логарифмической функцией правдоподобия L , аналогично /18/;

$$L = \sum_{j=1}^N [-l_j F(f, P_j) + n_j \ln(l_j F(f, P_j))], \quad (20)$$

$$F(f, P_j) = f G_p(P_j, q_0) + (1-f) G_\pi(P_j, q_0),$$

f - относительное количество протонных треков, $1-f$ - π^+ - мезонных треков, N - полное число треков, P_j и l_j - импульс и длина j -го трека, n_j - число δ - электронов на j -ом треке с проекцией импульса

$q > q_0$, $G_p(P, q_0)$ ($G_\pi(P, q_0)$) - вероятность образования δ - электрона с проекцией импульса $q > q_0$ протоном (π^- -мезоном) на единичной длине:

$$G_{\pi, p}(P, q_0) = \int_{E_0}^{E_{max}} \theta_{\pi, p}(P, E) dE \int_{q_1(E)}^{q_2(E)} R(E, q) dq, \quad (21)$$

$\theta_{\pi, p} = \frac{C}{\beta^2 E^2} (1 - \beta^2 \frac{E}{E_{max \pi, p}})$ - плотность вероятности образования

δ - электрона с кинетической энергией E /17/, $R(E, q)$ - плотность вероятности для δ - электрона с энергией E иметь проекцию импульса q ; $E_{max}(E_0)$ - максимальная (минимальная) энергия δ -электрона, $q_1(E)$ ($q_2(E)$) - минимальная (максимальная) проекция импульса

δ - электрона с энергией E , $C = 0,039$ Мэв /с для пропана /19/.

Функция правдоподобия (20) имеет лишь один неизвестный параметр f . Остальные величины находятся из эксперимента.

Для проверки вышеописанной методики статистического разделения треков с помощью δ - электронов были использованы треки, образованные вторичными π^- - мезонами. Определялась величина f при двух значениях минимального импульса δ -электрона, q_0 : 1,8 и 2,8 Мэв/с x/. Для 153 отрицательных треков значения f оказались равными: $0,04 \pm 0,11$ и $-0,08 \pm 0,12$ соответственно, что хорошо согласуется с ожидаемым $f = 0$.

Таким образом, данная методика обеспечивает определение несмещенного значения доли π^+ - мезонов (протонов) среди неразделенных треков.

x/ Измерения проекций импульсов δ - электронов проводились на просмотровых столах УПС-50-80. Использовалась зависимость пробег-энергия для электронов в пропане, приведенная в работе /19/.

З а к л ю ч е н и е

Методика, описанная в настоящей работе, была использована для экспериментального исследования π^-p - взаимодействий при 5 Гэв/с с множественным образованием нейтральных частиц, проводимого с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ. Часть результатов, касающаяся поиска радиационных распадов мезонных и барионных резонансов, опубликована в /20,21/.

Авторы благодарны проф. В.П. Джелепову, Ю.А. Будагову и В.Б. Флягину за постоянный интерес к работе и многочисленные ценные обсуждения, а лаборантам группы Л.С. Сеченовой, Л.И. Краснослободцевой и Л.А. Василец за техническую помощь.

Л и т е р а т у р а

1. А.В. Богомолов, Ю.А. Будагов и др. ПТЭ, 1, 61 (1964).
2. В. Ronne. Preprint CERN 64-13.
3. J.H. Boyd, A.R. Erwin et al. Phys.Rev., 166, 1458 (1968).
4. В.Г. Гришин, М. Иреш и др. Ядерная физика, 10, 1204 (1969).
5. Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов и др. Ядерная физика, 12, 1222 (1970).
6. В. Bloch et al. Nucl.Phys., B23, 221 (1970).
7. Н.А. Буздавина, В.Б. Виноградов, В.Б. Флягин. ОИЯИ, Б1-10-3572, Дубна, 1967.
8. Р.М. Джабар-Заде, В.И. Мороз и др. Препринт ОИЯИ, 1957, Дубна, 1965.
9. Т.В. Рыльцева, Л.А. Тихонова. Препринт ОИЯИ, 11-3458, Дубна, 1967.
10. Ю.В. Катывшев. ОИЯИ, Б1-1248, Дубна, 1961.
11. L. Behr and P. Mittner. Nucl.Instr. and Meth., 20, 446 (1963).
12. В.Б. Виноградов, В.Г. Иванов, Л. Яноутова. Препринт ОИЯИ, 2613, Дубна, 1966.
13. D. Morellet. LAL 1190, Univ. de Paris (1968).
14. F. James, M. Roos. MINUIT, CERN Program Library, D506.
15. В.Б. Виноградов, Г. Мартинска, Л. Шандор. Сообщение ОИЯИ, P13-5516, Дубна, 1971.
16. E. Vyckling, K. Kajantie. Nucl.Phys., B9, 568 (1969).

17. Б. Росси. Частицы больших энергий, ГИТТЛ, Москва, 1955.
18. J.W. Andrews, N.N. Biswas et al. Phys.Rev., 163, 1502 (1967).
19. Я. Бэм, В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2482, Дубна, 1966.
20. Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов и др. Письма в ЖЭТФ, 13, 665 (1971).
21. Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов и др. Препринт ОИЯИ, Р1-5916, Дубна, 1971.
22. K.L. Gluckstern. Nucl.Instr. and Meth., 24, 381 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1971 года.

Таблица 1. Средние точности измерения кинематических параметров гамма-квантов, п-мезонов и протонов

Частица	$\Delta P/p, \%$	$\Delta \varphi^\circ$	$\Delta \lambda^\circ$
γ	II	0,15	0,4
p^\pm	10	0,3	0,8
P	12	0,8	1,8

Таблица 2. Средние точности измерения эффективных масс, M_3 (в Мэв), различных комбинаций частиц

Система частиц	a	b	c	\overline{M}_3	$\overline{\Delta M}_3/M_3, \%$
$p^- \gamma$	2	0,086	150	35	6,2
$P \gamma$	2	0,090	950	45	3,0
$p^+ p^-$	3	0,090	280	35	5,0
$P p^-$	5	0,074	1080	55	3,3
$p^- 2\gamma$	5	0,075	200	50	6,0
$p^+ p^- 2\gamma$	10	0,083	500	60	5,1
$P p^- 2\gamma$	22	0,067	1350	93	3,8

Таблица 3. Средние точности измерения квадратов недостающих масс, M_H^2 (Гэв²), различных комбинаций частиц

Система частиц	a'	b'	c'	\overline{M}_H^2	$\overline{\Delta M}_H^2/M_H^2, \%$
$p^+ p^-$	0,15	0,27	8	0,37	8
$P p^-$	0,15	0	-	0,20	18
$p^+ p^- 2\gamma$	0,20	0,07	6	0,38	14
$P p^- 2\gamma$	0,15	0	-	0,20	18