

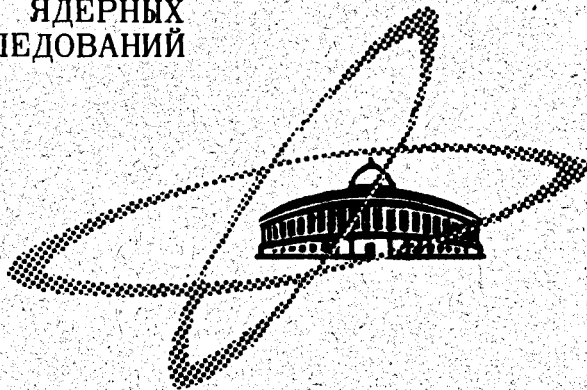
К-471

28/III-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

I - 4283



Е. Н. Кладницкая, В. Е. Комолова,
А. А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев,
М. И. Соловьев, Ю. В. Тевзадзе, Л. Э. Йеник

МОДЕЛИРОВАНИЕ π p - ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

ПРИ 40 ГЭВ

ЧАСТЬ I

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

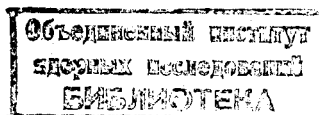
1 - 4283

7744/2 чр.
Е.Н.Кладницкая, В.Е.Комолова,
А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев,
М.И.Соловьев, Ю.В.Тевзадзе, Л.Э.Йеник

МОДЕЛИРОВАНИЕ π -Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

ПРИ 40 ГЭВ

ЧАСТЬ I



В в е д е н и е

Данная работа предпринята в связи с планируемым использованием 2-метровой пропановой пузырьковой камеры^{/1/} в экспериментах на ускорителе на 76 Гэв. Первое облучение камеры намечено провести пучком отрицательных π^- -мезонов с энергией 40 Гэв. Основной темой исследования явится изучение π^- -р-взаимодействий, в которых образуются π^- -мезоны, нуклоны, странные частицы и γ -кванты. В связи с этим возникает целый ряд методических вопросов, на которые необходимо получить ответ до начала физических исследований. Для этой цели нами проведено моделирование π^- -р-взаимодействий при импульсе 40 Гэв/с. При этом особенности двухметровой камеры учитывались в задании рабочего объема и точностях определения координат, углов и импульсов частиц.

Данная работа преследовала цель:

- 1) проверить вновь созданные программы идентификации V^0 -частиц 2-3/3/ и идентификации каналов реакции 10-30/2/ и надежность расчётов по ним;
- 2) выяснить возможности разделения Λ - и K^0 -частиц и выделения парциальных каналов реакций в условиях больших значений импульсов частиц;
- 3) определить эффективность регистрации γ -квантов в двухметровой пропановой камере.

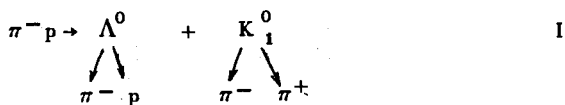
Для проверки правильности выводов, сделанных на основе моделирования взаимодействий при энергии 40 Гэв, дополнительно были проведены расчёты также и при меньшем значении импульса, а именно, при 2,75 Гэв/с. В последнем случае имеется возможность сравнить результаты моделирования с уже известными экспериментальными данными, а также с данными, полученными непосредственно при обработке снимков двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной π^- -мезонами с импульсом 2,75 Гэв/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ.

§1. Постановка задачи

Моделирование реакций проводилось по программе ФОРС^{14/}. Эта программа позволяет вырабатывать совокупности импульсов P_1, P_2, \dots, P_n , удовлетворяющие законам сохранения, и вычисляет вес этого состояния, так что усредненный вес по всем событиям дает сечение реакции. Матричный элемент (для реакций I, III-VIII) принимался равным единице. Реакции упругого рассеяния (II) при энергиях 2,75 и 40 Гэв моделировались в предположении, что распределение по переданному импульсу описывается выражением вида $\exp(-at)$, где $a = 7,77$ (Гэв/с)^{-2/6/}.

Указанным выше способом были смоделированы следующие типы реакций:

каскадный процесс



и каналы



$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{-} + p \quad \text{V}$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{-} + p + \pi^{0} \quad \text{VI}$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{-} + \pi^{+} + n \quad \text{VII}$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{-} + p + \pi^{0} + \pi^{0} \quad \text{VIII}$$

Для энергии 2,75 Гэв было смоделировано по 100 событий реакций I-IV и VIII, а для 40 Гэв - по 100 событий реакций I-VIII.

§2. Подготовка данных к программам идентификации

После моделирования по программе ФОРС для каждого события на печать и на перфокарты выдавались величины в стандартной форме, принятой для программы реконструкции треков 1-81/5/. Для того чтобы были возможны переборки различных гипотез, для одной и той же частицы выдавались по две одинаковых перфокарты с признаками разных частиц (π^{+} - мезона и протона).

Импульсы и углы частиц, полученные по программе ФОРС, затем разбрасывались случайным образом в пределах ошибок, характерных для двухметровой камеры:

$$f_i = f_i + \Delta f_i, \quad \Delta f_i = \sigma_i r_i;$$

где через f_i обозначены импульсы и углы смоделированных частиц, а σ_i - есть среднеквадратичные ошибки импульсов и углов, r_i - случайные числа, распределенные по случайному закону со средним, равным нулю, и дисперсией, равной единице.

В расчётах (при энергиях 2,75 и 40 Гэв) использовались следующие величины ошибок^{x/}:

^{x/}Приведенные ошибки получены на основании измерения 400 "звезд" в 2-метровой пропановой камере.

$\Delta P/P = 0,05$ - ошибки в импульсах заряженных частиц; $\sigma_a = 0,005$ ($\sigma_{\alpha} = 0,0076$ рад) и $\sigma \beta = 0,0042$ рад - среднеквадратичные ошибки в определении углов наклона и азимутальном, соответственно.

В качестве ошибки импульса первичной частицы приняты значения 100 Мэв/с для 2,75 Гэв/с и 400 Мэв/с - для 40 Гэв/с.

Координаты точек взаимодействия в камере вычислялись по формулам:

$$x_1 = \sigma_x \cdot r_1 ; \quad y_1 = \sigma_y \cdot r_2 ; \quad z_1 = \sigma_z \cdot r_3 ,$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ - среднеквадратичные ошибки в определении координат, r_1, r_2, r_3 - случайные числа, полученные так же, как r_1 (см. выше). $\sigma_x = 0,092$ см, $\sigma_y = 0,148$ см, $\sigma_z = 0,557$ см. Точки распада Λ^0 - и K_1^0 - частиц в процессе I не должны совпадать с координатами "звезды". Координаты точки распада Λ^0 - и K_1^0 - частиц вычислялись по формулам:

$$x_2 = x'_2 + \sigma_x \cdot r_4 ; \quad y_2 = y'_2 + \sigma_y \cdot r_5 ; \quad z_2 = z'_2 + \sigma_z \cdot r_6 ;$$

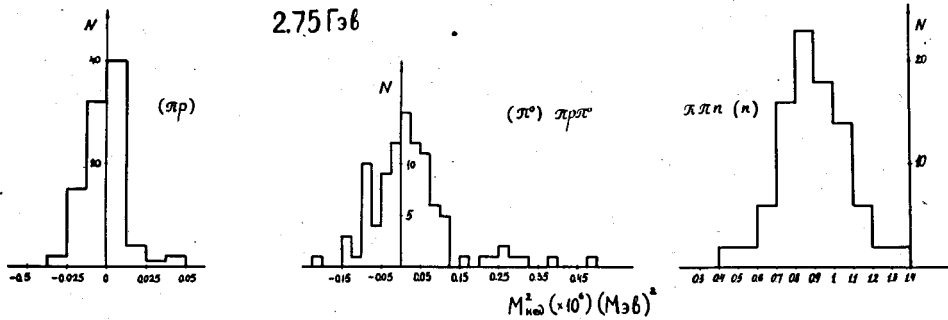
где x'_2, y'_2, z'_2 - координаты точки распада, вычисленные на основании точно определенных направляющих косинусов Λ^0 - или K_1^0 - частиц и случайно выбранной длины пробега до распада; r_4, r_5, r_6 - случайные числа, такие же, как r_1 . Итак, точные значения координат рождения и распада V^0 - частиц разбрасывались случайным образом в пределах ошибок измерения аналогично значениям импульсов и углов частиц.

В таблице 1 показано расположение на перфокарте результатов моделирования для каждой частицы, а также приведены формулы, по которым рассчитаны эти величины.

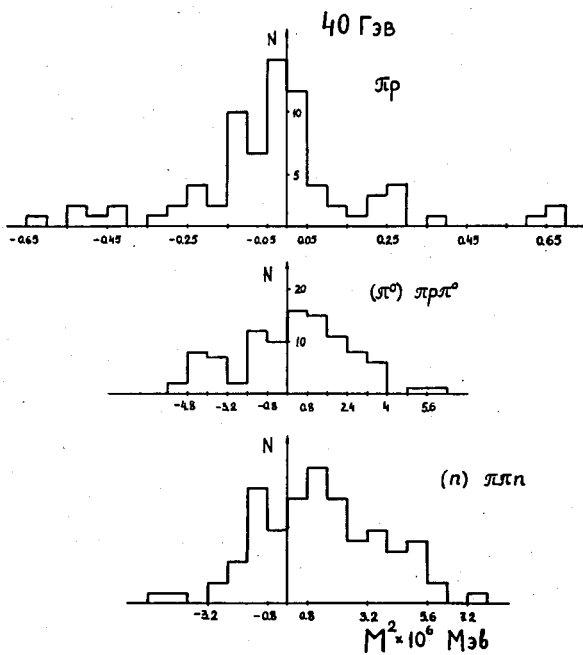
На рис. 1 приведены распределения недостающих масс для смоделированных реакций II-IV .

Таблица 1

| КОП | | АДРЕС А1 | | АДРЕС А2 | | АДРЕС А3 | | |
|---|--|---|----------------|-------------------------------|--------------------|---|--|----|
| | | | Номер гипотезы | | Номер события | | | 1 |
| ← Номер трека → | | | | Признак частицы. | | | | 2 |
| | | Импульс частицы $P = p + \Delta p \cdot r$ | | P | Порядок Δp | Мантисса $\Delta p = p_i \cdot (\Delta p / p)$ | | 3 |
| Знак порядка Δp | $tg \alpha = tg \alpha + \partial tg \alpha \cdot r$ | | | | | | Признак частицы | 4 |
| $\beta = \partial \beta \cdot \gamma \gamma + \beta i$ | | | | | | | Число П/К | 5 |
| $(\Delta tg \alpha)^2 = (\partial \alpha)^2 / \alpha^4$ | | | | Знак порядка $(\Delta \beta)$ | Порядок | Мантисса $(\Delta \beta)^2 = (\partial \beta)^2$ | | 6 |
| | | | | | | | | 7 |
| ← | | Для координат звезды: $x_1 = \partial x \cdot \gamma 1$ Для V° : $x_2 = x_1' + \partial x \cdot \gamma 4$; $x_1' = L \cdot \cos \nu^\circ$ | | | | | | 8 |
| ← | | Для координат звезды: $y_1 = \partial y \cdot \gamma 2$ Для V° : $y_2 = y_1' + \partial y \cdot \gamma 5$; $y_1' = L \cdot \sin \nu^\circ$ | | | | Знак порядка L | Длина пробега | 9 |
| ← | | Для координат звезды: $z_1 = \partial z \cdot \gamma 3$ Для V° : $z_2 = z_1' + \partial z \cdot \gamma 6$; $z_1' = L \cdot \sin \nu^\circ$ | | | | | Для V° - частицы $z = 50 \cdot \gamma 8$ | 10 |
| | | | | | | | | 11 |
| КОНТРОЛЬНАЯ СУММА | | | | | | | KΣ | 12 |



а)



б)

Рис. 1а,б. Распределения недостающих масс для гипотез $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + (\pi^0)$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + (\pi)$ для двух импульсов первичного π^- -мезона 2,75 ГэВ/с и 40 ГэВ/с.

§3. Результаты расчётов по программе 2-3 для

Λ^0 - и K_1^0 -частиц

Смоделированные Λ^0 - и K_1^0 -частицы проходили обработку по кинематической программе 2-3, причём каждая частица просчитывалась по "реальной" для этой частицы (Λ^0 как Λ^0 и K_1^0 как K_1^0) и "ложной" (Λ^0 как K_1^0 и K_1^0 как Λ^0) гипотезам.

В таблицах II и III приведены средние значения χ^2 "реальных" гипотез для энергий 2,75 и 40 Гэв соответственно.

Таблица II

(P = 2,75 Гэв/с)

| Частица | Число уравнений связи | Среднее $\bar{\chi}^2$ | Ожидаемое $\bar{\chi}^2$ |
|-------------|-----------------------|------------------------|--------------------------|
| Λ^0 | 3 | 2,61 | 3±0,30 |
| K_1^0 | 3 | 2,83 | 3±0,36 |

Таблица III

(P = 40 Гэв/с)

| Частица | Число уравнений связи | Среднее $\bar{\chi}^2$ | Ожидаемое $\bar{\chi}^2$ |
|-------------|-----------------------|------------------------|--------------------------|
| Λ^0 | 3 | 2,58 | 3±0,30 |
| K_1^0 | 3 | 2,93 | 3±0,34 |

Из сопоставления данных таблиц II и III видно, что достигнуто согласие расчётов с теоретическими значениями χ^2 . Распределение величин χ^2 (например, для Λ^0 - и K_1^0 - частиц, рис. 2) также согласуется с теоретическими кривыми. На основании этого можно заключить, что программа 2-3 для ν^0 -событий работает правильно.

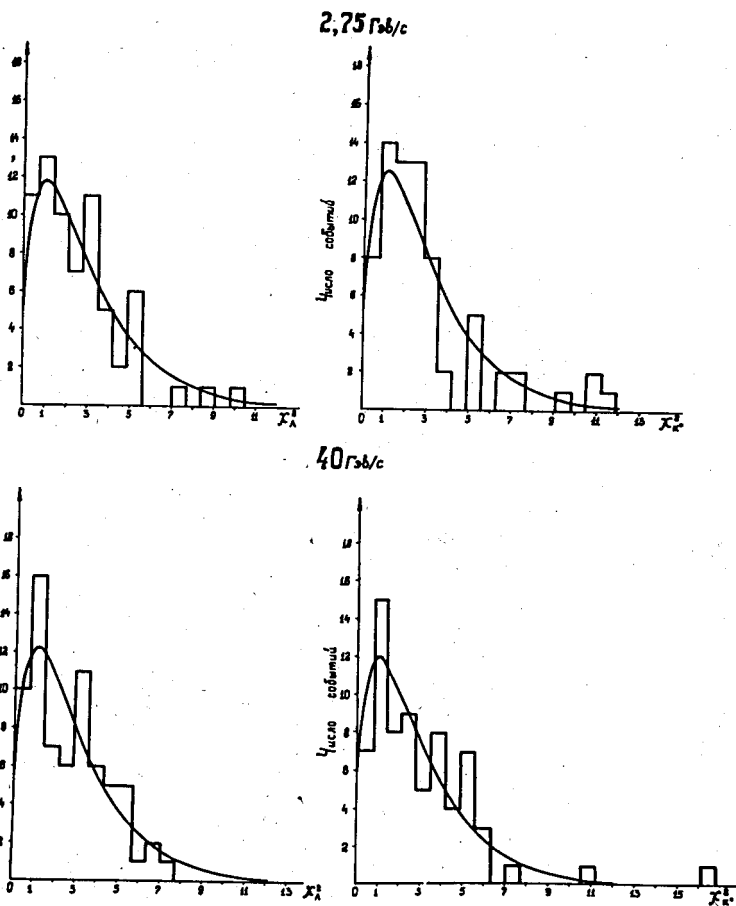


Рис. 2. Распределения величин χ^2 для Λ - и K_1^0 -гиперонов, при импульсах π^- -мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0$, 2,75 и 40 Гэв/с.

В таблицах IV и V представлены результаты расчёта для Λ - и K_1^0 - частиц по "ложным" гипотезам при двух энергиях 2,75 и 40 Гэв, соответственно. Считалось, что смоделированная V^0 -частица удовлетворяет данной гипотезе, если для этой гипотезы величина $\chi^2 \leq 12$. Это соответствует 1% уровню достоверности.

Таблица IV
(P = 2,75 Гэв/с)

| Гипотеза | Величина $\bar{\chi}^2$ для всех событий | $\bar{\chi}^2$ для событий с $\chi^2 \leq 12$ | % неразделенных гипотез |
|-------------------------|--|---|-------------------------|
| Λ^0 как K_1^0 | 159 | 5,42 | 26±2 |
| K_1^0 как Λ^0 | 2096 | 4,19 | 5±2 |

Таблица V
(P = 40 Гэв/с)

| Гипотеза | Величина $\bar{\chi}^2$ для всех событий | $\bar{\chi}^2$ для событий с $\chi^2 \leq 12$ | % неразделенных гипотез |
|-------------------------|--|---|-------------------------|
| Λ^0 как K_1^0 | 12,2 | 4,15 | 63,2 |
| K_1^0 как Λ^0 | 361 | 4,52 | 10±1,5 |

При энергии 40 Гэв естественно ожидать, что Λ -гипероны и K -мезоны отделить друг от друга значительно труднее, чем при 2,75 Гэв. Большинство Λ -гиперонов (таблица V) будет удовлетворять также гипотезе о K_1^0 -мезоне. Среди неразделенных V^0 -частиц будет большой процент K_1^0 -мезонов (при равном числе зарегистрированных Λ - и K_1^0 -частиц - примерно 20%), так что включение всех неразделенных событий в группу Λ -гиперонов, как это делалось ранее [7,8], внесет ≈ 20% ошибку в истинное число Λ -гиперонов и K_1^0 -мезонов.

84. Верные и ложные гипотезы для каналов II-VIII

Средние значения $\bar{\chi}^2$ и распределения по χ^2 для каналов реакции II-VII согласуются с требуемыми величинами и кривыми (например, таблица VI). На основании этого можно заключить, что программа 10-30 работает удовлетворительно. Аналогичное заключение сделано в работе /2/

Таблица VI
(P = 2,75 Гэв/с)

| № | Продукты реакции | Число уравнений связи | Ожидаемое | | Средний квадрат недостающей массы M^2 нед. $(\times 10^6 (M_{эв}^2/c^2))$ |
|-----|-------------------|-----------------------|----------------|----------------|---|
| | | | $\bar{\chi}^2$ | $\bar{\chi}^2$ | |
| II | π^-, p | 4 | 3,79 | 4+0,30 | -0,00143 |
| III | π^-, p, π^0 | 1 | 0,89 | 1+0,14 | 0,02730 |
| IV | π^-, π^+, n | 1 | 0,91 | 1+0,14 | 0,91200 |

Сравнение расчётов по "реальным" и "ложным" гипотезам для реакций II-IV и VIII при энергии 2,75 Гэв показывает (таблица VII), что 5% реакций упругого взаимодействия удовлетворяют гипотезе с одним π^0 -мезоном (III) и 47% - реакции с нейтроном (IV), 50% реакций с одним π^0 -мезоном (III) удовлетворяет гипотезе с нейтроном (IV). И, наоборот, 30% событий IV согласуются с кинематикой реакции III. Но почти ни одно событие реакций III, IV и VIII не проходит как упругое взаимодействие. На этом основании все события, которые, кроме гипотезы об упругом взаимодействии, удовлетворяют еще какой-либо гипотезе, можно относить к упругим взаимодействиям.

Ясно, что в эксперименте идентификация частиц по ионизации улучшает разделение каналов. Так, в работе /6/ остались неоднозначно идентифицированными лишь 15% двухлучевых событий.

Таблица VII
(2,75 Гэв/с)

| Гипотезы | Количество событий, удовлетворяющих данной гипотезе (в %) | | | | Количество событий, удовлетворяющих только одной гипотезе |
|-------------------|--|---------------|---------------|----------------|---|
| | Моделированные каналы реакций | | | | |
| | π^-p | $\pi^-p\pi^0$ | $\pi^+\pi^-n$ | $\pi^-p2\pi^0$ | |
| II π^-p | 100 | 1 | 0 | 0 | 48 |
| III $\pi^-p\pi^0$ | 5 | 100 | 30 | 27 | 49 |
| IV $\pi^+\pi^-n$ | 47 | 50 | 100 | 49 | 70 |

Таблица VIII
(40 Гэв/с)

| Гипотезы | Количество событий, удовлетворяющих данной гипотезе (в %) | | | | Количество событий, удовлетворяющих только одной гипотезе (в %) |
|----------|---|---------------|---------------|----------------|---|
| | Моделированные каналы реакции | | | | |
| | π^-p | $\pi^-p\pi^0$ | $\pi^+\pi^-n$ | $\pi^-p2\pi^0$ | |
| II | 100 | 1 | 0 | 0 | 23 |
| III | 63 | 100 | 92 | 45 | 2 |
| IV | 76 | 98 | 100 | 39 | 8 |
| | $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-; \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0; \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-(n)$ | | | | |
| V | 100 | 2 | | 2 | 5 |
| VI | 95 | 100 | | 87 | 14 |
| VII | 34 | 86 | | 100 | 13 |

При 40 Гэв реакции упругого рассеяния (II) удовлетворяют кинематике гипотезы с одним π^0 -мезоном (III) (см. таблицу VIII) в 63% случаев. Процессы III и IV, а также VII и VI неразличимы между собой при 40 Гэв. 39% реакций с двумя π^0 -мезонами (VIII) проходит по каналу IV и 45%-по каналу III. Опять так же, как при энергии 2,75 Гэв, очень мало событий, имеющих нейтральные незарегистрированные частицы (таблица VIII), удовлетворяют гипотезе без нейтральных частиц. Таким образом, при энергии 40 Гэв из всех каналов можно уверенно выделять с помощью фитирования только каналы без нейтральных частиц, т.е. каналы $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$; $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^+ \pi^-$; $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^- p$ и т.д.^{X/}.

§5. Идентификация частиц с помощью фитирования реакции

Возможности использования ионизационного признака для узнавания частиц при 40 Гэв будут очень ограниченными из-за больших импульсов вторичных частиц. Нами была проведена оценка возможности идентификации частиц при 40 Гэв с помощью фитирования по программе 10-30. Для этого события реакции V рассчитывались по "ложной" гипотезе, где протон принимался за π^+ -мезон, а π^+ - за протон.

Оказалось, что при 40 Гэв отделение "ложной" гипотезы от "реальной" возможно только в 70% случаев, тогда как при энергии 2,75 Гэв происходит почти полное разделение соответствующих гипотез. Однако, хотя разница в средних значениях $\bar{\chi}^2$ для "реальной" и "ложной" гипотез при 40 Гэв велика ($\bar{\chi}^2$ ложная / $\bar{\chi}^2$ реальная = 32), многие события имеют величины χ^2 для "ложной" гипотезы, не намного превышающие границу 1% достоверности для "реальной" гипотезы (рис. 3). В связи с этим в будущих экспериментах очень важно правильно выбрать границу обрезания по χ^2 для выделяемой гипотезы.

^{X/} Процессы, в которых образовались нейтральные частицы, зарегистрированные в камере, также поддаются обработке по программе 10-30 при энергии 40 Гэв.

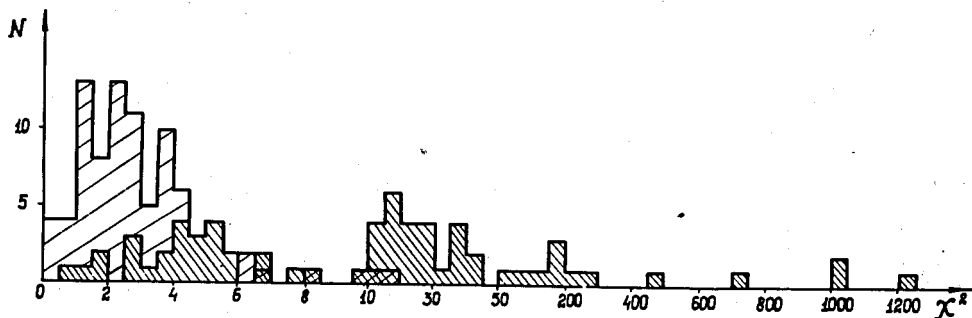


Рис. 3. Распределение величин χ^2 для "реальной" гипотезы (наклон в штриховке левый) и "ложной" гипотезы (наклон в штриховке правый) для реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p$.

Таблица IX

| Число n ^o мезонов | Число зарегистри- рованных γ - кван- тов | вероятность регистрации (%) | |
|------------------------------------|---|--------------------------------|---------------|
| | | $x_0 = 106$ см | $x_0 = 50$ см |
| 1 | 0 | 35,2 | 13,4 |
| | 1 | 45,1 | 38,6 |
| | 2 | 19,7 | 48,0 |
| 2 | 0 | 12,9 | 0 |
| | 1 | 36,3 | 12,5 |
| | 2 | 25,0 | 26,7 |
| | 3 | 21,9 | 38,1 |
| | 4 | 3,8 | 22,7 |
| 3 | 0 | 3,8 | 0 |
| | 1 | 25,8 | 1,7 |
| | 2 | 25,0 | 5,7 |
| | 3 | 22,7 | 22,2 |
| | 4 | 16,7 | 35,2 |
| | 5 | 6,0 | 24,4 |
| | 6 | 0 | 10,8 |
| 4 | 0 | 0,1 | 0 |
| | 1 | 6,1 | 0 |
| | 2 | 24,2 | 0 |
| | 3 | 30,3 | 4,5 |
| | 4 | 16,7 | 15,9 |
| | 5 | 12,1 | 38,6 |
| | 6 | 9,1 | 20,5 |
| | 7 | 1,5 | 15,9 |
| | 8 | 0 | 4,6 |

86. Средняя эффективность регистрации одиночного

γ - кванта в двухметровой пропановой пузырьковой камере

Камера имеет длину 200, ширину 60 и высоту 38 см. Для регистрации γ -квантов была выбрана эффективная область размерами (170x40x28) см³. γ -кванты, попавшие в выбранную таким образом эффективную область, имеют длину треков электронов и позитронов достаточную для того, чтобы определить их импульсы и направления. Область, где происходили взаимодействия с образованием γ -квантов, была ограничена цилиндром с радиусом 4 и длиной 80 см и расположена в первой половине камеры.

Расчет эффективности регистрации одиночных γ -квантов проводился в нескольких вариантах:

1) в качестве радиационной длины для γ -квантов принималась величина 108 см (т.е. камера наполнена чистым пропаном);

2) радиационная длина принималась равной 50 см (камера наполнена смесью пропана и ксенона или фреона);

3) камера наполнена чистым пропаном, но в середину камеры поставлены пластинки из тяжелого металла толщиной в 1, 2, 3 радиационные длины (рис. 4, кривые X_0 Рь, $2X_0$ Рь, $3X_0$ Рь).

Полученные величины эффективности регистрации γ -квантов являются усредненными по азимутальным углам вылета γ -квантов, а также по координатам точек их рождения в камере. Зависимость эффективности регистрации γ -квантов в камере в зависимости от угла их вылета относительно направления первичного пучка частиц θ для вариантов 1-3 показана на рис. 4. Как видно из рисунка, эффективность регистрации γ -квантов в камере резко падает при увеличении угла их вылета.

Если учесть, что с увеличением энергии первичного пучка образующиеся γ -кванты будут сильнее коллимированы вперед, то, очевидно, что 2-метровая камера обладает большой эффективностью в регистрации γ -квантов при очень высоких энергиях первичного пучка.

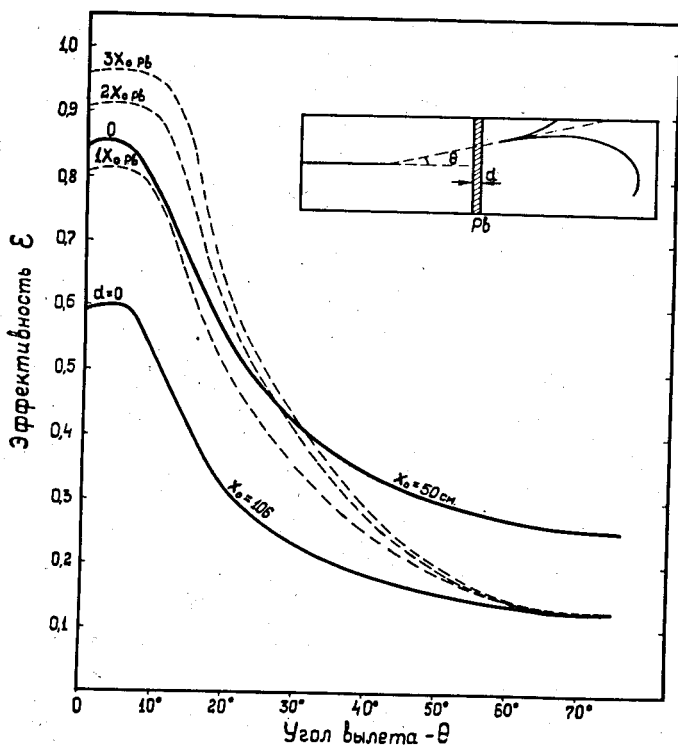


Рис. 4. Зависимость эффективности регистрации γ -квантов в камере ϵ от угла их вылета θ относительно направления первичного пучка частиц.

87. Вероятность регистрации γ -квантов, образующихся от распада π^0 -мезонов

Для определения вероятности регистрации в камере γ -квантов, образующихся от распада $n \pi^0$ -мезонов ($n = 1, 2, 3, 4$), были использованы смоделированные события каналов II-VIII, причём π^\pm -мезоны считались π^0 -мезонами. Расчёты проведены для двух радиационных длин, равных 106 и 50 см. Результаты представлены в таблице IX. Если предположить, что реакции при 40 Гэв, в которых образуются один, два, три и четыре π^0 -мезона, имеют примерно одинаковые сечения, то, как видно из таблицы IX, половина этих реакций будет иметь хотя бы один γ -квант, зарегистрированный в камере.

88. Некоторые замечания и выводы

Во всех расчётах по моделированию каналов I, III-VIII матричный элемент взаимодействий принимался равным единице, при этом считалось, что угловые распределения вторичных частиц в с.ц.м. изотропны, а импульсные - соответствуют фазовому объёму. Следует отметить, однако, что экспериментальные распределения вторичных частиц не соответствуют сделанным предположениям, в частности, имеется избыток медленных протонов. Увеличение относительного вклада событий с медленными протонами должно только улучшить возможности разделения каналов по двум причинам:

а) Увеличивается число протонов с импульсами до 1 Гэв/с, когда возможна идентификация положительных частиц по ионизации. Так, если наклон в распределении по переданному импульсу t для упругих событий, характеризуемый коэффициентом a , при 40 Гэв останется равным ≈ 8 (Гэв/с)⁻², то число взаимодействий с импульсом протонов, меньше 1 Гэв/с, будет составлять 99% всех взаимодействий, в то время как при изотропном угловом распределении протонов в с.ц.м. эта величина составляет $\approx 1\%$.

б) Увеличивается разница в величинах импульсов протонов и π^+ -мезонов; при этом улучшается возможность отделения "ложной" гипотезы от "реальной". Это подтверждается рис. 5, из которого видно, что отношение χ^2 "ложной" и χ^2 "реальной" гипотез увеличивается с увеличением различия в величинах импульсов протонов и π^+ -мезонов.

Итак, сформулируем основные выводы данной работы:

1) Программы идентификации 2-3 (для ν^0 -событий) и 10-30 работают нормально - они дают удовлетворительные распределения и средние значения для функционала χ^2 .

2) При энергии первичных π^- -мезонов 40 Гэв $\approx 20\%$ всех K_1^0 -мезонов невозможно отличить от Λ -гиперонов и больше половины последних неотличимы от K_1^0 -мезонов.

3) При 40 Гэв оказывается возможным успешное выделение с помощью кинематических расчётов реакций, продукты которых зарегистрированы в камере и их параметры определяются с требуемыми точностями. Это упругие взаимодействия, реакции с образованием заряженных частиц, а также π^0 -мезонов, все γ -кванты от которых зарегистрированы и измерены в камере. Имеется также возможность в 70% событий различать π^+ -мезоны от протонов только с помощью фитирования.

4) Вероятность регистрации в пропановой камере одиночного γ -кванта составляет 60% под 0° и резко падает с ростом угла вылета γ -кванта. Как видно из расчётов, восстанавливать параметры π^0 -мезонов по γ -квантам трудно, так как в большинстве случаев будет зарегистрировано в камере по одному γ -кванту от любого π^0 -мезона. Однако, с другой стороны, большинство событий, в которых образовались π^0 -мезоны, будет иметь хотя бы один γ -квант. Если предметом изучения является реакция без образования π^0 -мезонов, то γ -кванты - хороший "указатель" для отбрасывания ненужных взаимодействий от изучаемого типа реакций.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за помощь и обсуждения В.И.Мороза, Г.И.Копылова, В.Г.Гришина, Г.Н.Тентюкову, Т.Останевич, В.А.Белякова, А.А.Абдурахимова, К.П.Вишневскую и В.М.По-

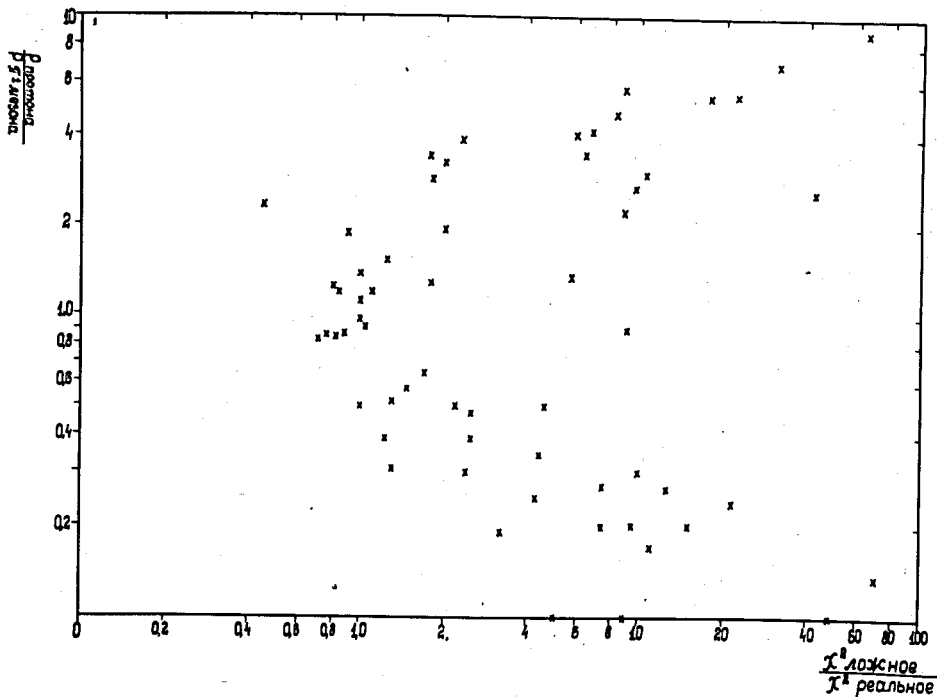


Рис. 5. Зависимость отношения χ^2 "ложной" гипотезы (протон считается π^+ -мезоном, а π^+ -мезон - протоном) к χ^2 "реальной" гипотезы (протон считается протоном) от разницы в импульсах протона и π^+ -мезона.

пову. Авторы признательны Д.В.Линдфорс за помощь в систематизации результатов расчётов на электронно-счётных машинах.

Л и т е р а т у р а

1. M.P.Balandin, N.G.Borisov, Wang Yung-chang, R.P.Kukhareva, V.A.Moiseenko, V.I.Snyatkow, M. I.Soloviev, I.V.Chuvilo, N.I.M. 20, 110 (1963).
2. З.М.Иванченко, А.Ф.Лукьянцев, А.Д.Макаренкова, В.И.Мороз, Г.Н.Тентюкова. Препринт Р11-3983, Дубна 1968.
3. А.Ф.Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ Р-1982, Дубна 1965.
4. В.Е.Комолова, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ Р-2027, Дубна 1965, В.Е.Комолова, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ Р11-3193, Дубна 1967.
5. Н.Ф.Маркова, В.И.Мороз, В.И.Никитина, А.П.Стельмах, Г.Н.Тентюкова. Препринт ОИЯИ Р10-3768, Дубна 1968.
6. P.H.Miller, L.Gutay, P.V.Jonhson et al. *Phys. Rev.* v.153, N5 (1967).
7. Б.Л.Банник, Ким Хи Ин, А.А.Кузнецов, Н.Н.Мельникова, Б.Чадраа. Препринт ОИЯИ 1-3682, Дубна 1968.
8. Ван Ган-чан и др. *ЖЭТФ* 40, 464 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1968 года.