

С 346.46

Б-735

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 6190

950/2-72

6190



Е.Богданович, И.А.Ивановская, Т.Канарек,  
З.И.Огрзевальский, Л.С.Охрименко, Б.Словинский,  
З.С.Стругальский

СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС КОМБИНАЦИЙ  
 $\pi^0$ -МЕЗОНОВ И  $\gamma$ -КВАНТОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ  
ДВУХЛУЧЕВЫЕ  $\pi^+$ -He ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПИОНОВ 2,34 ГЭВ/С

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P1 - 6190

Е.Богданович, И.А.Ивановская, Т.Канарек,  
З.И.Огрзевальский, Л.С.Охрименко, Б.Словинский,  
З.С.Стругальский

СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС КОМБИНАЦИЙ  
 $\pi^0$ -МЕЗОНОВ И  $\gamma$ -КВАНТОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ  
ДВУХЛУЧЕВЫЕ  $\pi^+$ -He ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПИОНОВ 2,34 ГЭВ/С

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

... и размещенный над ней экран, позволяющий наблюдать в реальном времени процесс.

Мини-камера, состоящая из двух слоев кристаллов, регистрирует треки заряженных частиц, возникающих в результате взаимодействия мезонов с ядрами ксенона. С помощью этой камеры удалось получить изображения треков мезонов, взаимодействующих с ядрами ксенона в камере, позволяющей наблюдать процесс в реальном времени.

На снимках с ксеноновой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ размером 550x280x160 мм<sup>3</sup>, облученной в пучке  $\pi^+$ -мезонов с импульсом 2,34 Гэв/с, исследовались спектры эффективных масс комбинаций  $\pi^0$ -мезонов и  $\gamma$ -квантов в двухлучевых реакциях  $\pi^+-\text{Xe}$ . Было просмотрено свыше 500000 стереофотографий.

## 1. Введение

В статье приведены распределения эффективных масс:  $M(\gamma\gamma)$ ,  $M(\pi^0\gamma)$ ,  $M(\pi^0\gamma\gamma)$ ,  $M(\pi^0\pi^0)$ ,  $M(\pi^0\pi^0\gamma)$ ,  $M(\pi^0\pi^0\pi^0)$ ; проведен анализ этих распределений и обсуждены общие свойства полученных спектров эффективных масс.

Просмотр снимков проводился дважды с целью поиска событий  $\pi^+-\text{Xe}$  с двумя заряженными вторичными частицами, сопровождаемых любым числом гамма-квантов. Для дальнейшего анализа отбирались лишь случаи, находившиеся в определенной центральной области камеры (рис. 1), в которых одна из вторичных заряженных частиц останавливалась в камере, не распадалась и не подвергалась ядерному взаимодействию.

## 2. Методические вопросы

Ограничив себя такой категорией событий, мы имели дело в основном с взаимодействиями типа

на квазисвободных протонах ксенона

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + X \quad (1)$$

Х обозначает всю наблюдаемую систему гамма-квантов, возникших или от распада некоторой частицы на

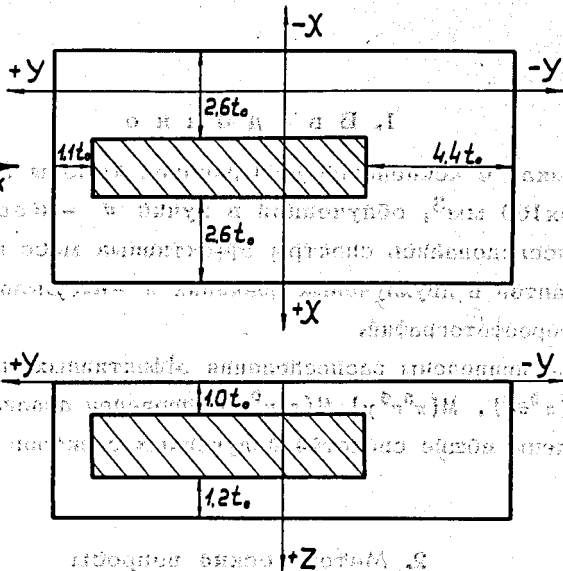


Рис. 1. Размещение выделенной центральной области взаимодействия в ксенонной пузырьковой камере. Размеры области даны в радиационных единицах длины для ксенона,  $t_0 = 4$  см.

(1)

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2$$

Анализ характеристик взаимодействия в ксенонной пузырьковой камере. Анализ характеристик взаимодействия в ксенонной пузырьковой камере. Анализ характеристик взаимодействия в ксенонной пузырьковой камере.

$\pi^0$ -мезоны и гамма-кванты, или от распада генерированных в реакции  $\pi^0$ -мезонов.

Минимальная энергия наблюдаемых в камере протонов составляет ~ 5 Мэв.  $\pi^+$ -мезоны, останавливающиеся в камере, идентифицируются по характерной цепочке заряженных продуктов распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , причем электроны идентифицируются легко и безотказно по характерному виду их следа.  $\pi^-$ -мезоны с энергиями выше чем 10 Мэв отличаются от протонов по ионизации и многократному рассеянию. Нижняя граница энергий гамма-квантов, наблюдаемых в камере, находится около 8 Мэв, но если при этом требовать постоянства эффективности наблюдения в среднем близкой к 94%, то эта граница сдвинется к 15 Мэв.

В каждом отобранном событии измерялись координаты точки взаимодействия и точек конверсии гамма-квантов с точностью  $\Delta X = \Delta Y = 0,1$  мм,  $\Delta Z = 0,5$  мм, а также полный пробег электронов и позитронов в ливнях, созданных гамма-квантами, с точностью ~ 5%. Точность измерения угла  $\Theta_{\gamma\gamma}$  между направлениями эмиссии двух любых гамма-квантов составляет  $(0,5-2)^\circ$ . По полной длине пробега ливневых электронов энергии  $E_\gamma$  гамма-квантов определяются с точностью  $(12 \pm 35)\%/4-6/$ . Вероятность регистрации гамма-квантов, генерированных в центральной области камеры (рис. 1) и конвертирующих по всей области камеры, но так, что их энергии можно измерить с точностью не хуже 35%, составляет в среднем 80%.

Располагая сведениями об энергии каждого гамма-кванта в событии и об углах эмиссии этих гамма-квантов, можно в каждом анализируемом событии определить эффективную массу  $M(k\gamma)$ -комбинации  $k$  гамма-квантов ( $k = 2, 3, \dots$ ). Было найдено, что  $k$  может быть равно даже 8 и еще возможно различать одиночные гамма-кванты и определять их энергии.

Гамма-кванты наблюдаются как генерированные в точке исследуемого ядерного взаимодействия, поэтому эффективная масса  $M(k\gamma)$  может быть определена по формуле:

$$M^2(k\gamma) = \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^k M^2(\gamma_i \gamma_j) .$$

$$M^2(\gamma_i \gamma_j) = 2E_{\gamma_i} E_{\gamma_j} (1 - \cos \Theta_{\gamma_i \gamma_j}) ,$$

(2)

независимо от того, происходят эти гамма-кванты от распада некоторой системы посредством, например,  $\pi^0$ -мезонов, или  $\eta^0$ -мезонов, или возникают прямо в процессе распада наряду с  $\pi^0$ -мезонами или  $\eta^0$ -мезонами.

Точность определения  $M(k\gamma)$  зависит от точности определения  $E_\gamma$  и  $\Theta_{\gamma i}$ :

Для случаев с  $k = 2$  лучшая точность определения эффективной массы достигает (10 + 12)%, для случаев с  $k = 3$  - около (8 + 10)% и для случаев с  $k = 4$  - около (7 + 8)%. Средняя точность определения  $M(k\gamma)$  составляет (15 + 20)%.

### 3. Экспериментальные данные

На 500000 снимков было выбрано около 4000 случаев типа (1). Для 850 случаев были измерены энергии гамма-квантов с точностью лучше 35%. В остальных событиях нельзя было провести измерений, в результате которых были бы достигнуты желаемые точности. В таблице 1 приведено распределение анализируемых событий по числу гамма-квантов. В таблице не вошли события, в которых наблюдались распады  $V^0$ -частицы.

Таблица 1

Распределение случаев типа (1) по числу гамма-квантов

Тип случая	Число измеренных событий	Средний статистический вес события
$k = 2$	513	1,63
$k = 3$	143	2,04
$k = 4$	145	2,38
$k = 5$	16	3,20
$k = 6$	33	3,41

### 3.1. Общие сведения

#### а) Кинетические энергии вторичных протонов

На рис. 2 показано распределение вторичных протонов по кинетическим энергиям в событиях типа (1) с  $k = 2, 3, 4, 5, 6$ . Кинетические энергии протонов определялись из зависимости пробег-энергия с точностью  $\sim 5\%$ .

#### б) Энергетические спектры гамма-квантов

Энергетические спектры гамма-квантов в событиях с разным числом гамма-квантов показаны на рис. 3. В каждом случае учитывался статистический вес гамма-кванта.

Как видно из рисунка, все спектры имеют максимум в области 70 Мэв, как и должно быть, когда основным источником гамма-квантов являются  $\pi^0$ -мезоны. С ростом числа гамма-квантов в событии спектры становятся мягче.

#### в) Угловой спектр гамма-квантов

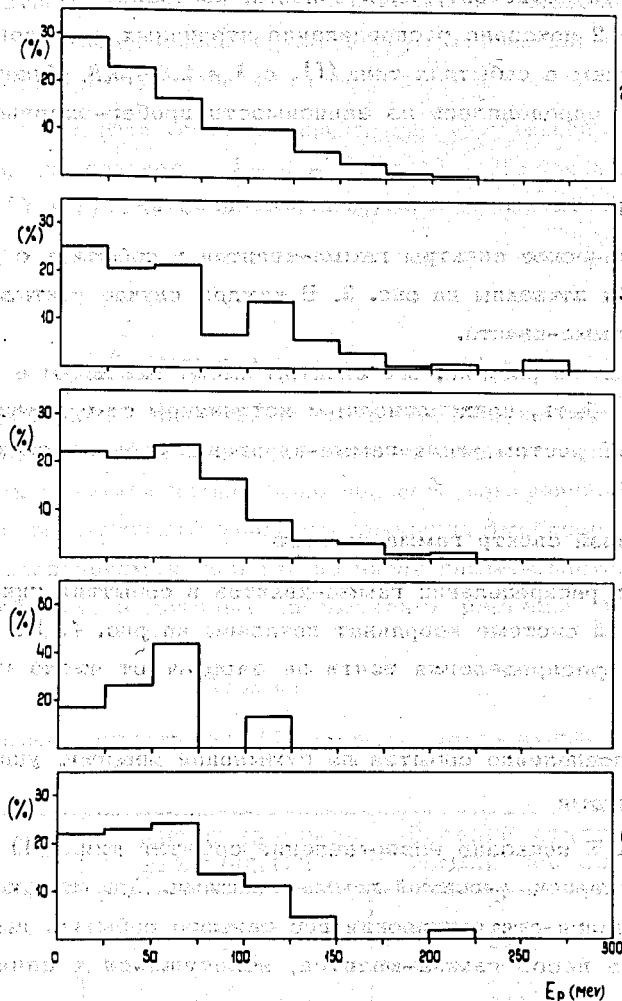
Угловые распределения гамма-квантов в событиях типа (1) с  $k = 2 \dots 6$  в лабораторной системе координат показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что угловые распределения почти не зависят от числа гамма-квантов в событии.

#### г) Распределение событий по суммарной энергии, уносимой гамма-квантами

На рис. 5 показано распределение событий типа (1) с  $k = 2 \dots 6$  по суммарной энергии, уносимой гамма-квантами. При построении распределений учитывался статистический вес каждого события, вычисляемый как произведение весов гамма-квантов, относящихся к данному событию.

### 3.2. Случай с двумя гамма-квантами

Распределение эффективных масс комбинаций двух гамма-квантов в событиях типа (1) с  $k = 2$ ,  $M_{2\gamma}$  показано на рис. 6. При составлении распределения учитывались статистические веса гамма-квантов. В этом распределении фон от событий с числом гамма-квантов  $> 2$  очень мал, меньше 10 событий. В распределении четко наблюдается пик в районе



**Рис. 2. Распределение протонов по кинетическим энергиям в реакциях типа (1) с  $k = 2, 3 \dots 6$  гамма-квантами в лабораторной системе координат.**



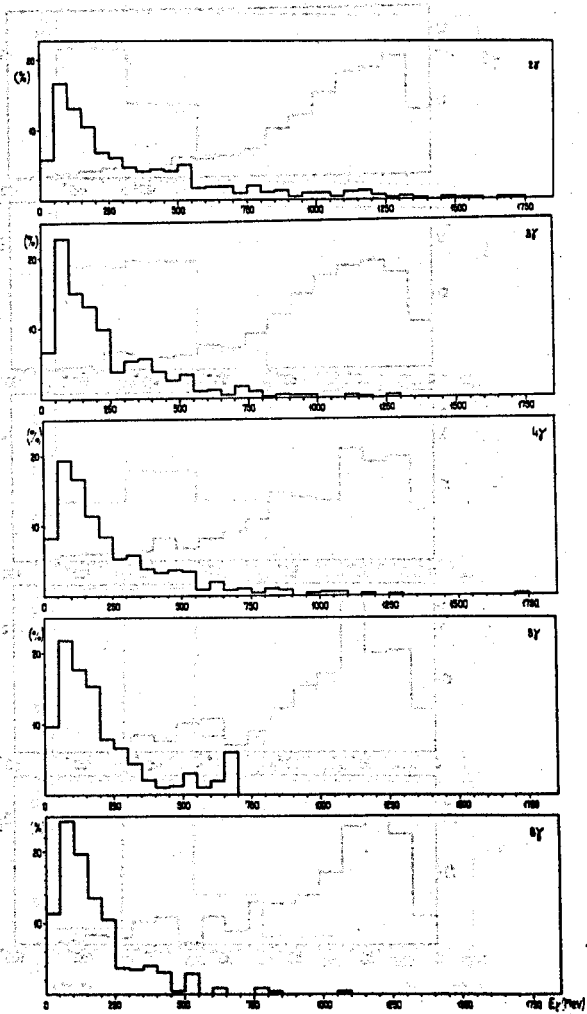


Рис. 3. Энергетические спектры гамма-квантов в событиях типа (1) с  $k = 2, 3, \dots, 6$  гамма-квантами.

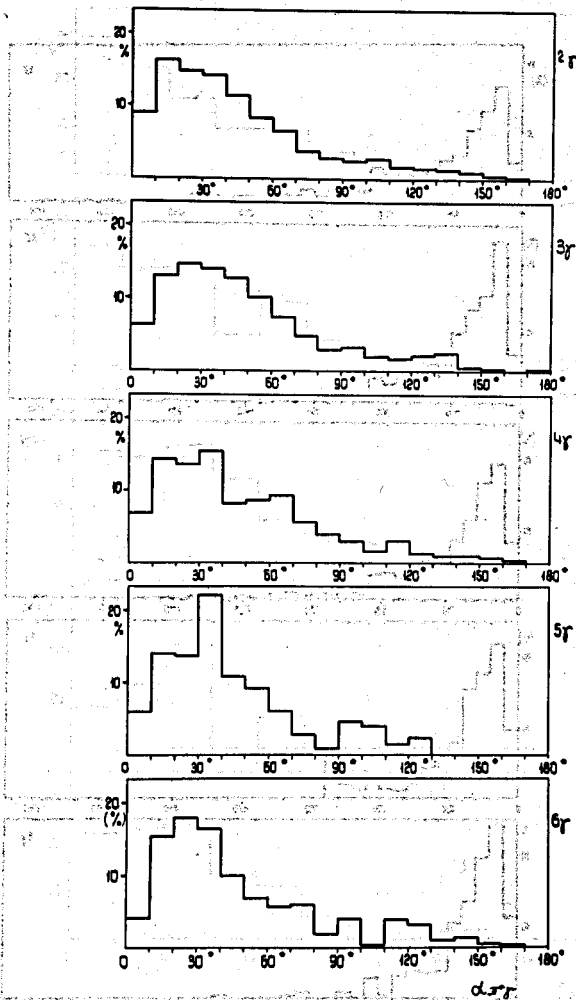


Рис. 4. Угловые распределения гамма-квантов в событиях типа (1) с  $k = 2, 3, \dots, 6$  гамма-квантами.

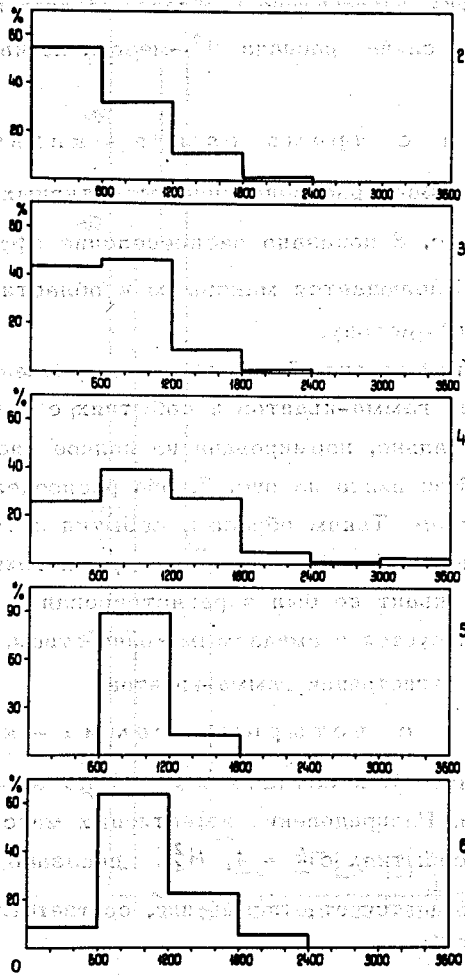


Рис. 5. Распределение событий типа (1) с  $k = 2, 3, \dots, 6$  по суммарной энергии, уносимой гамма-квантами.

значений эффективных масс, соответствующих  $\pi^0$ -мезону. В этом пике 750 событий. События, находящиеся в области эффективных масс  $M_{2\gamma}^{2\gamma} > 300 \text{ МэВ}$ , представляют собой случаи распада  $\eta^0$ -мезона по каналу  $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ , их около 70.

### 3.3. Случаи с тремя гамма-квантами

На рис. 7 показано распределение эффективных масс  $M_{3\gamma}^{3\gamma}$  в событиях с  $k = 3$ . На рис. 8 показано распределение эффективных масс  $M_{3\gamma}^{2\gamma}$  в случаях с  $k = 3$ . Наблюдается максимум в области эффективных масс, соответствующих  $\pi^0$ -мезону.

Сплошной кривой на рис. 7 показано распределение эффективных масс комбинаций из трех гамма-квантов в событиях с  $k = 4$ . Эта кривая получена экспериментально, нормирована на полное число событий с тремя гамма-квантами. Как видно из рис. 7, оба распределения хорошо согласуются друг с другом. Таким образом, события с тремя гамма-квантами являются в основном событиями с четырьмя гамма-квантами, в которых один гамма-квант не был зарегистрирован в камере. Количество таких событий согласуется с ожидаемым количеством, вычисленным с учетом эффективности регистрации гамма-квантов.

### 3.4. Случаи с четырьмя гамма-квантами

Распределение всех случаев с  $k = 4$  по эффективным массам показано на рис. 9. Распределение эффективных масс комбинаций из двух гамма-квантов в событиях с  $k = 4$ ,  $M_{4\gamma}^{2\gamma}$ , показано на рис. 10. В этом распределении наблюдается отчетливый пик, соответствующий массе  $\pi^0$ -мезона.

Все события с четырьмя гамма-квантами были разделены на три класса. К первому классу отнесены случаи, в которых для двух независимых гамма-гамма комбинаций получались значения эффективных масс  $M_{4\gamma}^{2\gamma}$ , лежащие в интервале от 90 до 180 МэВ, соответствующем  $\pi^0$ -мезонам. Во второй класс были зачислены события, в которых только одна гамма-гамма комбинация имела эффективную массу  $\pi^0$ -мезона, а вторая, независимая гамма-гамма комбинация давала значение эффективной массы, не попадающее ни в интервал масс, соответствующий  $\pi^0$ -мезону, ни в интервал масс, соответствующий  $\eta^0$ -мезону.

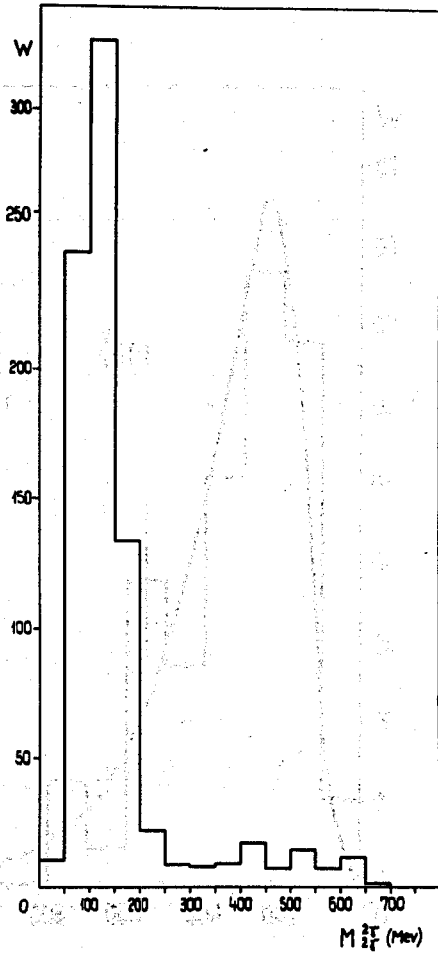


Рис. 6. Распределение эффективных масс  $M_{2\gamma}^{eff}$  в событиях с  $k = 2$ .

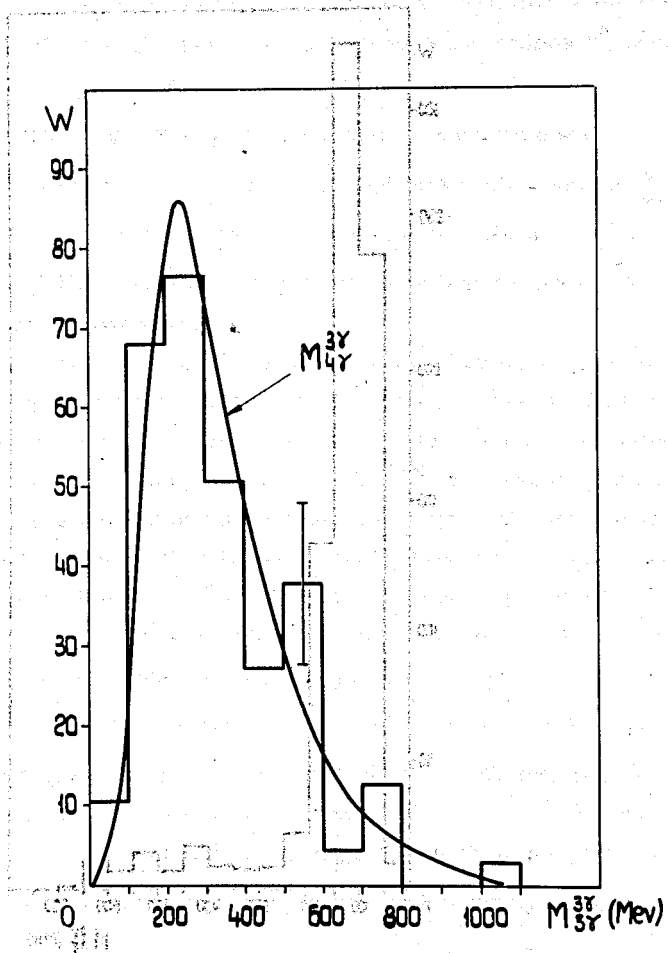


Рис. 7. Распределение эффективных масс  $M_{3\gamma}^{eff}$  в событиях с  $k = 3$ .

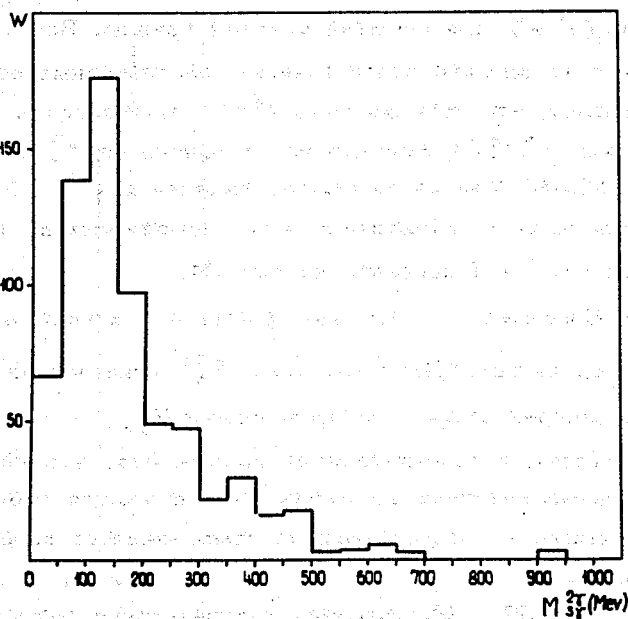


Рис. 8. Распределение эффективных масс  $M_{3Y}^{2Y}$  в событиях с  $k = 3$ .

Для  $\eta^0$ -мезона в соответствии с достижимыми точностями принимался интервал масс от 400 до 700 Мэв. К третьему классу событий были отнесены такие, в которых из двух независимых гамма-гамма комбинаций одна имела эффективную массу  $\pi^0$ -мезона, а вторая  $\eta^0$ -мезона.

На рис. 11 показано распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}(\pi^0 \pi^0)$  для первой группы событий. На рис. 12 приведено распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}(\pi^0 \gamma \gamma)$  для событий второй группы, а на рис. 13 - распределение  $M_{4\gamma}(\pi^0 \eta^0)$  для событий третьей группы. Все три распределения не содержат каких-либо статистически обеспеченных особенностей. Анализ показывает, что события типа  $\pi^0 \gamma \gamma$  представляют собой в основном события типа  $\pi^0 \pi^0$ , в которых масса одного из  $\pi^0$ -мезонов попала вне интервала 90-180 Мэв из-за ошибок измерения.

Распределение эффективных масс комбинаций по три гамма-кванта для событий с  $k = 4$  показано на рис. 14.

### 3.5. Случай с пятью гамма-квантами

Распределение эффективных масс  $M_{5\gamma}$  показано на рис. 15. Сравнение этого распределения с распределением  $M_{6\gamma}$ , а также учет эффективности регистрации гамма-квантов показывает, что почти все события с пятью гамма-квантами на самом деле являются событиями с шестью гамма-квантами, в которых один из гамма-квантов не был зарегистрирован в камере.

На рис. 16, 17 и 18 приведены распределения эффективных масс комбинаций по два, три и четыре гамма-кванта соответственно в событиях с  $k = 5$ .

### 3.6. Случай с шестью гамма-квантами

Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}$  показано на рис. 19. В это распределение входят как случаи с рождением  $\eta^0$ -мезонов, распадающихся по каналу  $\eta^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ , так и случаи нерезонансного рождения трех  $\pi^0$ -мезонов.

На рис. 20, 21, 22 и 23 приведены распределения эффективных масс комбинаций по два, три, четыре и пять гамма-квантов соответственно в событиях с  $k = 6$ .



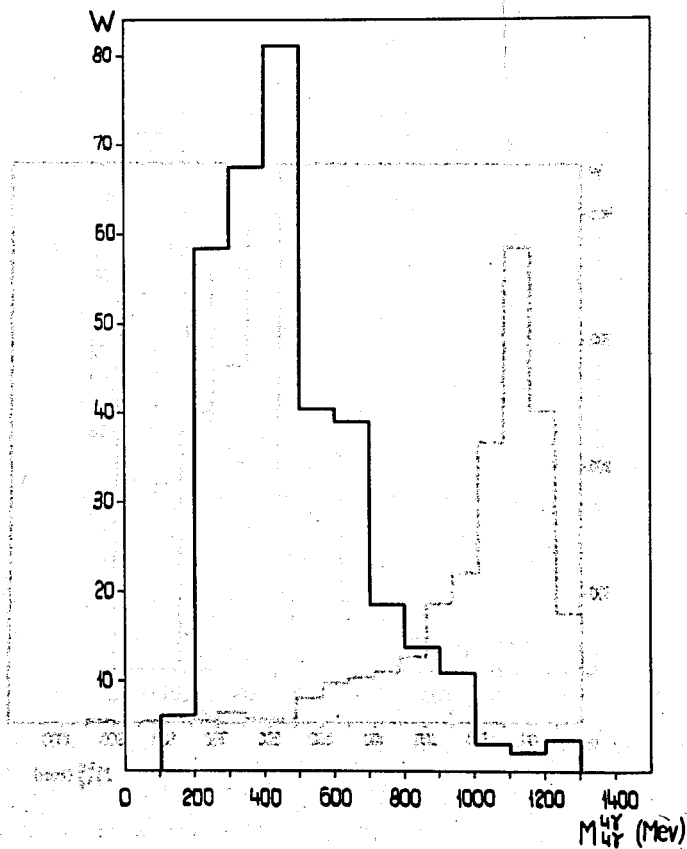


Рис. 9. Распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}$  в событиях с  $k = 4$ .

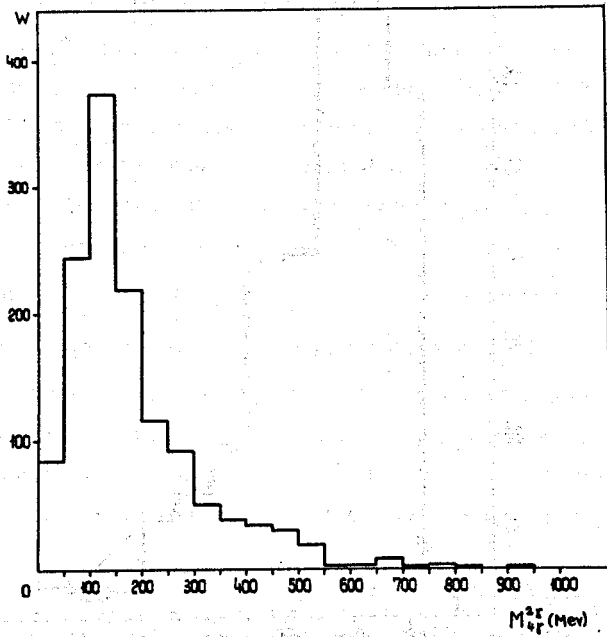


Рис. 10. Распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}^{2\gamma}$  в событиях с  $k = 4$ .

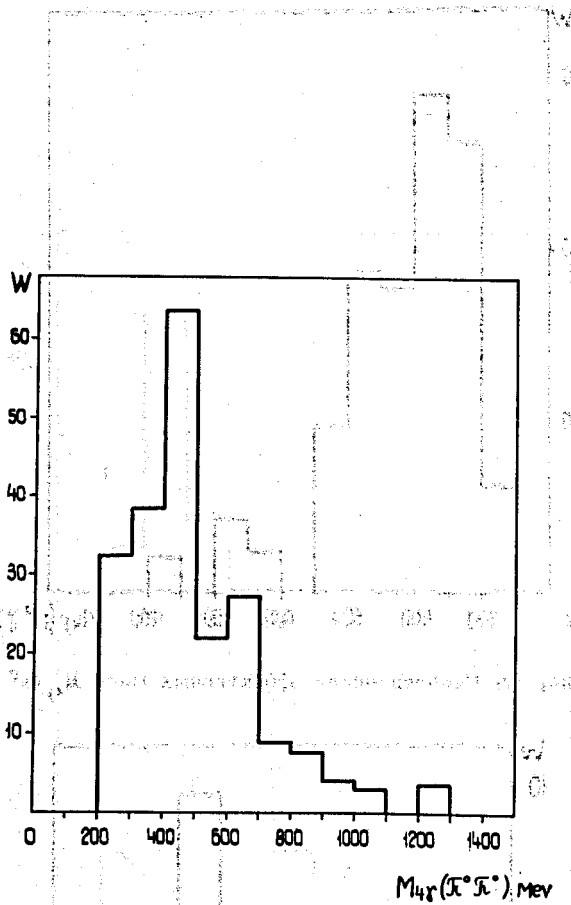


Рис. 11. Распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}(\pi^0\pi^0)$ .

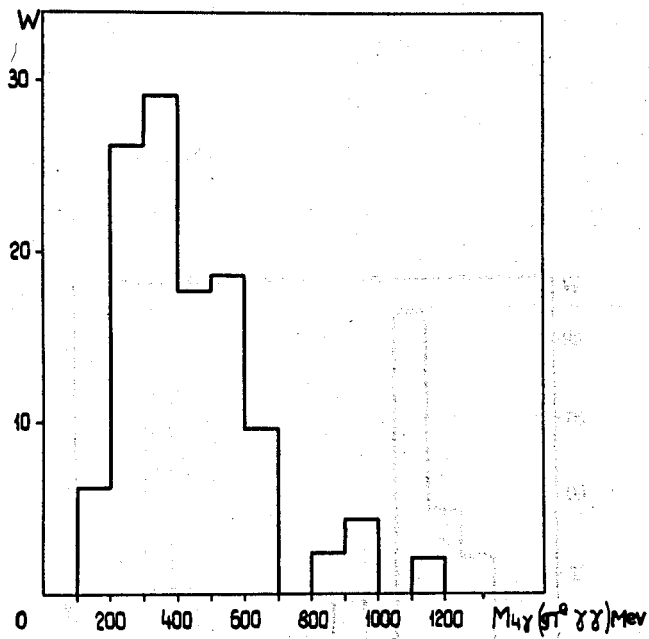


Рис. 12. Распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}(\pi^0 \gamma \gamma)$ .

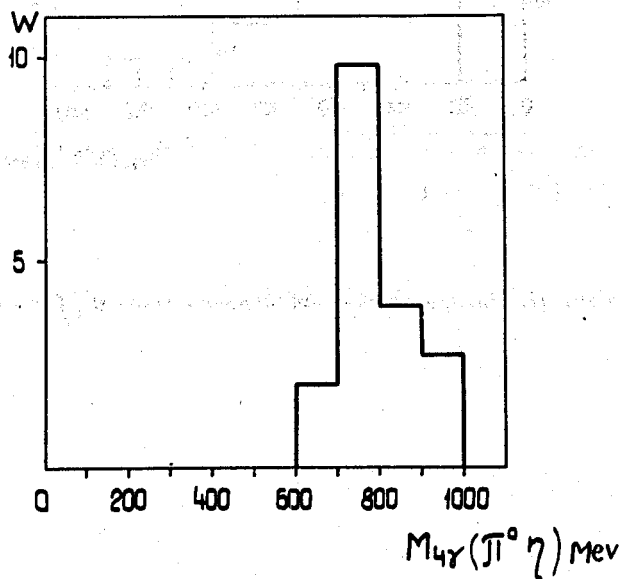


Рис. 13. Распределение эффективных масс  $M_{4\gamma}(\pi^0 \eta^0)$ .

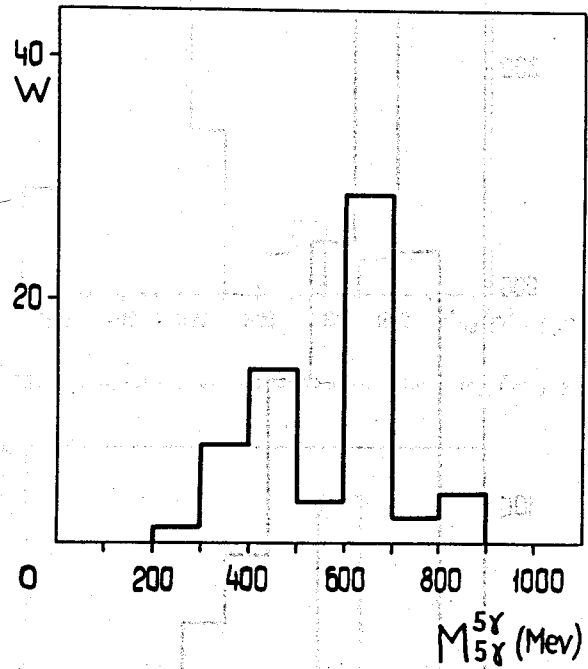


Рис. 15. Распределение эффективных масс  $M_{5\gamma}^{5\gamma}$  в событиях с  $k = 5$ .

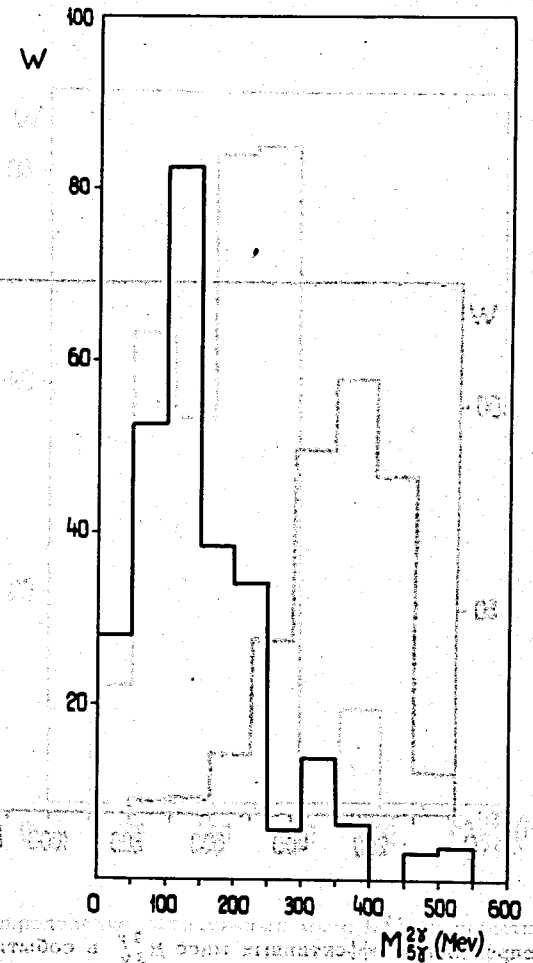


Рис. 16. Распределение эффективных масс  $M_{5\gamma}^{2\gamma}$  в событиях с  $k = 5$ .

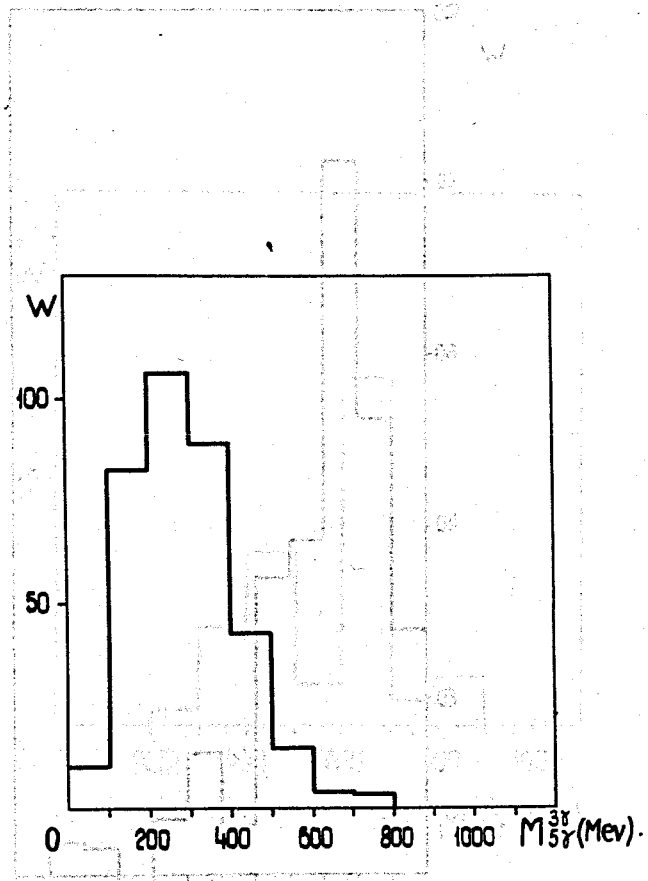


Рис. 17. Распределение эффективных масс  $M_{5\gamma}^{3\gamma}$  в событиях с  $k = 5$ .

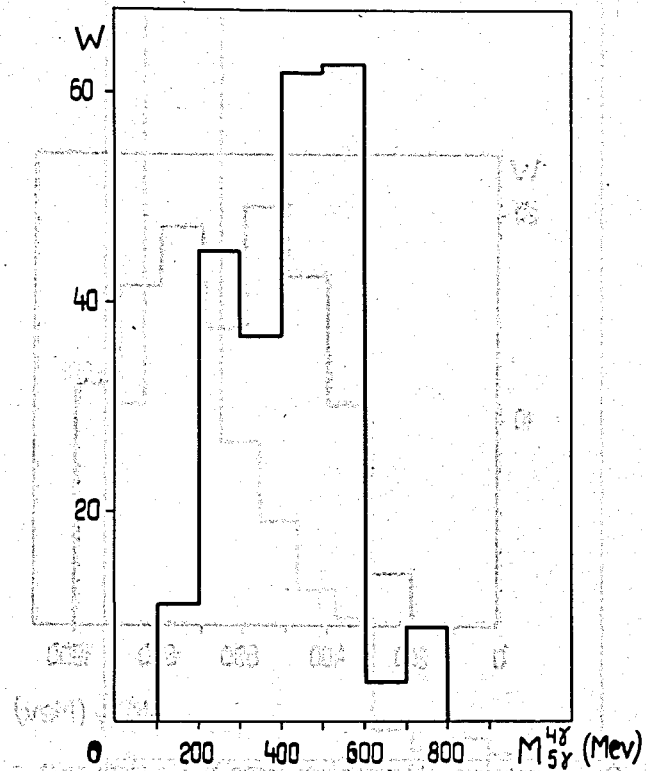


Рис. 18. Распределение эффективных масс  $M_{5\gamma}^{4\gamma}$  в событиях с  $k = 5$ .

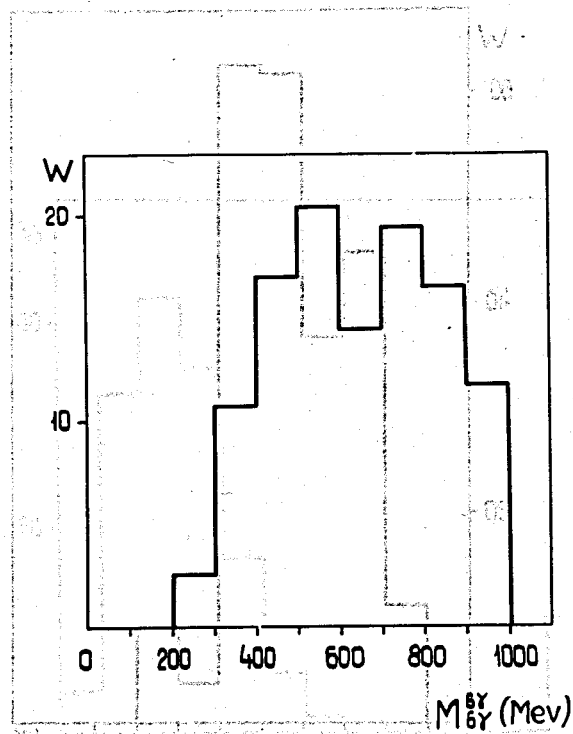


Рис. 19. Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}^{8\gamma}$  в событиях с  $k = 6$ .

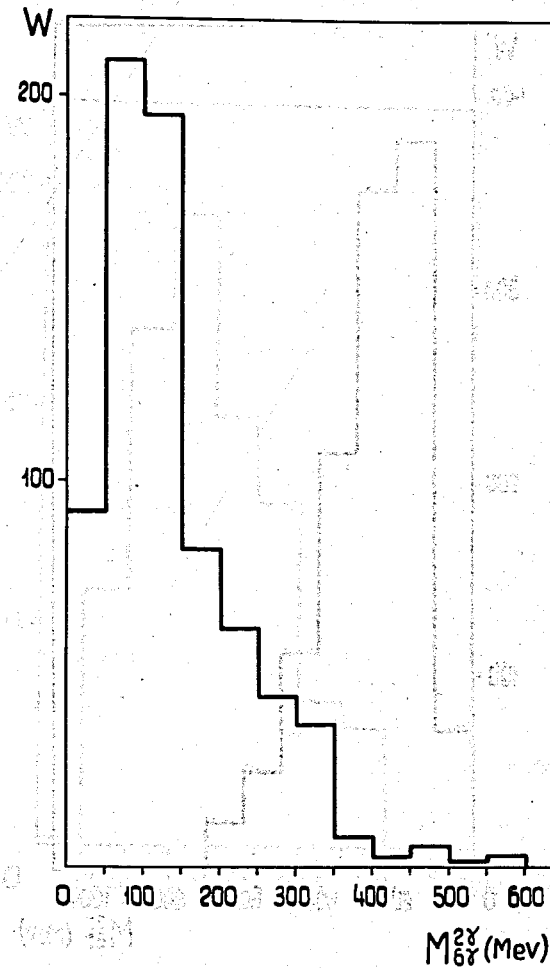


Рис. 20. Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}^{2\gamma}$ .

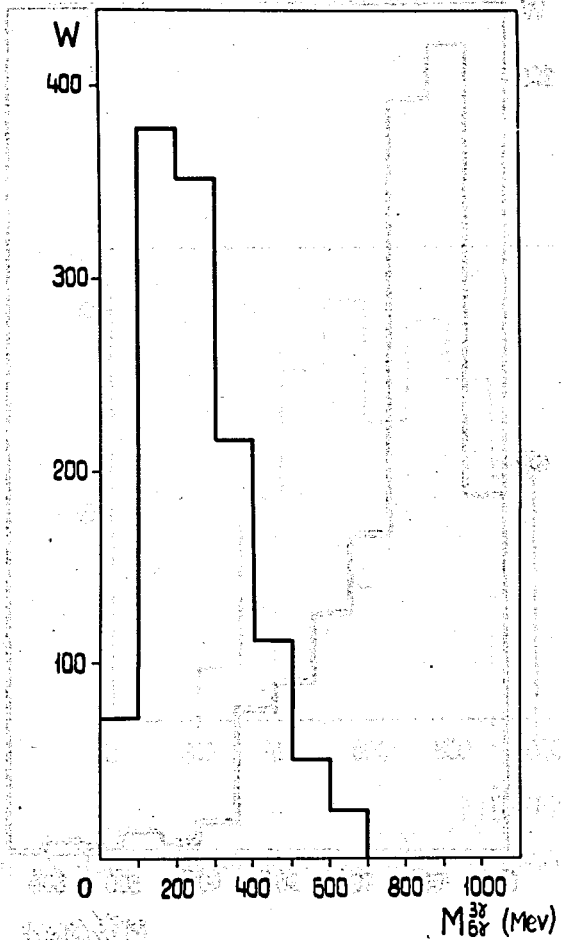


Рис. 21. Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}^{3\gamma}$

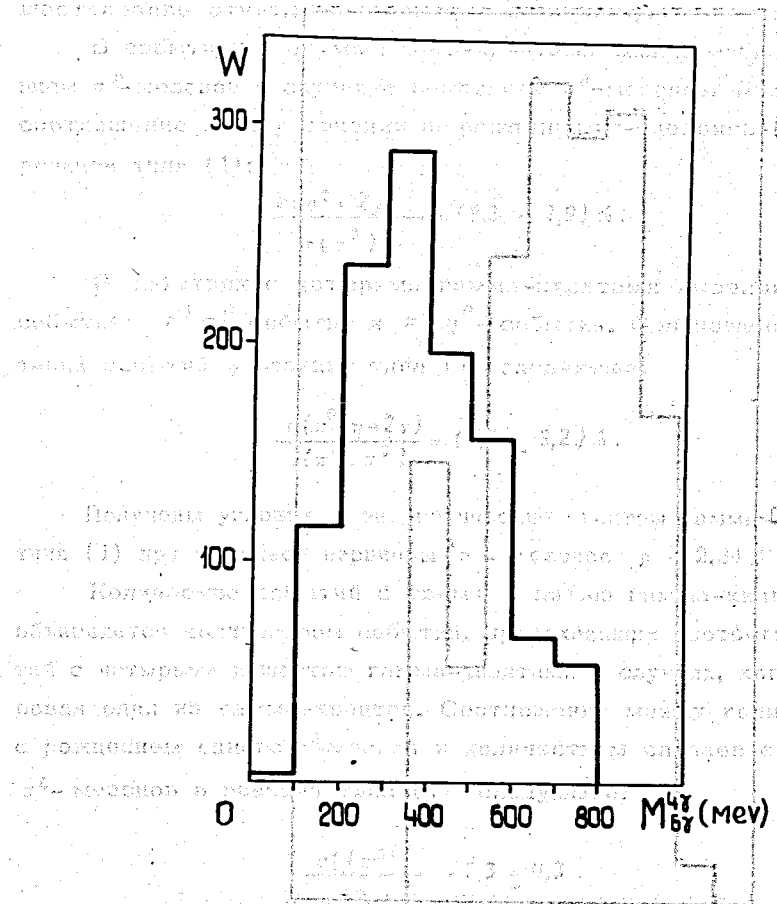


Рис. 22. Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}^{4\gamma}$



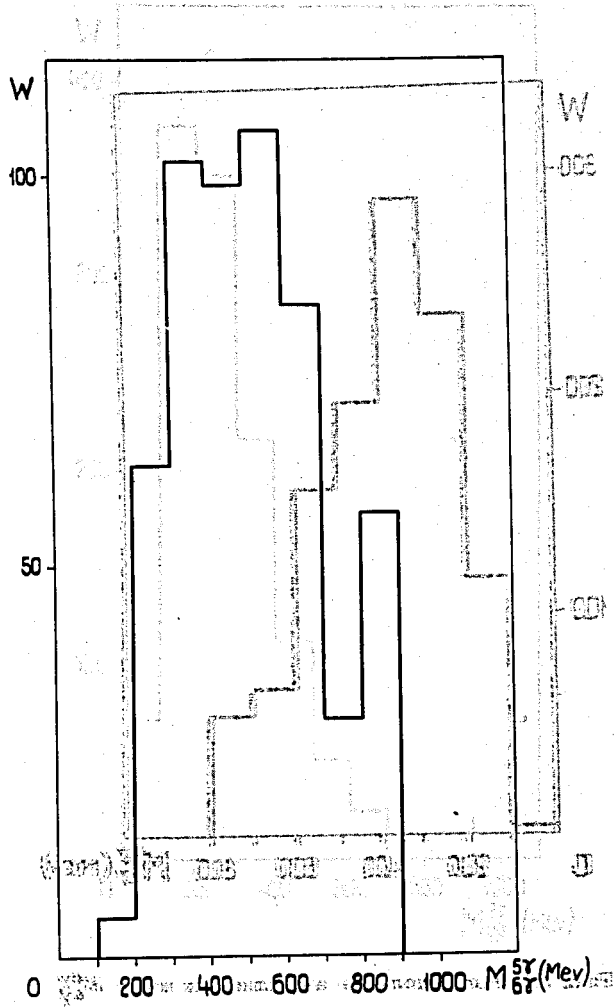


Рис. 23. Распределение эффективных масс  $M_{6\gamma}^{5\gamma}$

#### 4. В ы в о д ы

Анализ распределений по эффективным массам двух гамма-квантов для событий с любым числом гамма-квантов  $k = 2, 3, \dots, 6$  показывает существование отчетливого пика, соответствующего массе  $\pi^0$ -мезона.

В событиях с двумя гамма-квантами выделяются случаи с рождением  $\pi^0$ -мезонов и случаи с рождением  $\eta^0$ -мезонов. Получено следующее соотношение между сечениями рождения  $\pi^0$ -мезонов и  $\eta^0$ -мезонов в реакции типа (1):

$$\frac{\sigma(\eta^0 \rightarrow 2\gamma)}{\sigma(\pi^0)} = (9,3 \pm 1,9)\% . \quad (2)$$

В событиях с четырьмя гамма-квантами выделяются две группы событий:  $\pi^0 \pi^0$  события и  $\pi^0 \eta^0$ - события. Соотношение между числом таких событий в реакции типа (1) следующее:

$$\frac{\sigma(\pi^0, \eta^0 \rightarrow 2\gamma)}{\sigma(\pi^0, \pi^0)} = (8,0 \pm 3,2)\% . \quad (3)$$

Получены угловые и энергетические спектры гамма-квантов в реакции типа (1) при импульсе первичных  $\pi^\pm$  мезонов  $p = 2,34$  Гэв/с.

Количество событий с тремя и пятью гамма-квантами полностью объясняется количеством событий, происходящих соответственно от событий с четырьмя и шестью гамма-квантами в случаях, когда незарегистрирован один из гамма-квантов. Соотношение между количеством случаев с рождением одного  $\pi^0$ -мезона и количеством случаев с рождением двух  $\pi^0$ -мезонов в реакции типа (1) следующее:

$$\frac{\sigma(1\pi^0)}{\sigma(2\pi^0)} = 2,3 \pm 0,3 . \quad (4)$$

#### Л и т е р а т у р а

1. Z.S. Strugalski, T. Siemiarczuk. Phys.Lett., 11, 170 (1964).
2. М. Дашкевич, Б. Словинский, З.С. Стругальский. ЯФ, 5, 341 (1967).

3. Б.Словинский, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, P1-3822, Дубна, 1968.

4. З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, 796, Дубна, 1961.

Л.П.Коновалова, Л.С.Охрименко, З.С.Стругальский. ПТЭ, 6, 26 (1961).

O. Czyszewski, J. Danyś, Z. Strugalski. Acta Physica Polonica, 24, 509 (1963).

6. И.А.Ивановская, Т.И.Канарек, Л.С.Охрименко, З.С.Стругальский, Б.Словинский, И.В.Чувильо, З.Яблонский. ПТЭ, 2, 39 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел 29 декабря 1971 года.

(2)

$$\chi(0,1 \pm 0,3) = \frac{\chi(0,1 \pm 0,3)^0}{\chi(0,1 \pm 0,3)}$$

В соответствии с теорией взаимодействия мезонов и нуклонов в ядрах...

(3)

$$\chi(0,2 \pm 0,6) = \frac{\chi(0,2 \pm 0,6)^0}{\chi(0,2 \pm 0,6)}$$

Получены уравнения в частных производных для амплитуды рассеяния...

(4)

$$\chi(0,3 \pm 0,9) = \frac{\chi(0,3 \pm 0,9)^0}{\chi(0,3 \pm 0,9)}$$

И. А. Ивановская, Т. И. Канарек, Л. С. Охрименко, З. С. Стругальский, Б. Словинский, И. В. Чувильо, З. Яблонский. Доклады Академии наук СССР, 1968, № 11, с. 170.