

СЗ46.46

15/III-71

В-493

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 5516

776/2-71



В.Б. Виноградов, Г. Мартинска, Л. Шандор

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

МОДЕЛИРОВАНИЕ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ  $\pi$ -P ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ 5 ГЭВ/С В ПРОПАНОВОЙ  
ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

1970

P13 - 5516

В.Б. Виноградов, Г. Мартинска, Л. Шандор

МОДЕЛИРОВАНИЕ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ  $\pi$ -Р ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ 5 ГЭВ/С В ПРОПАНОВОЙ  
ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Виноградов В.Б., Мартинска Г., Шандор Л.

P13-5516

Моделирование нейтральных  $\pi^-p$  взаимодействий при 5 Гэв/с  
в пропановой пузырьковой камере

Приведены методика и результаты моделирования  $\pi^-p$  взаимодействий при 5 Гэв/с с нейтральными частицами в конечном состоянии с учётом их регистрации в метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ. Результаты моделирования были использованы для определения сечений реакций  $\pi^-p \rightarrow n + (1,2,3,4,5) \pi^0$ ,  $\pi^-p \rightarrow N^*(1236) \pi^0$ ,  $\pi^-p \rightarrow n f^0 (f^0 \rightarrow 2\pi^0)$  и  $\pi^-p \rightarrow n \eta (\eta \rightarrow 2\gamma)$  при 5 Гэв/с.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований

Дубна, 1970

Vinogradov V.B., Martinska G., Shandor L.

P13-5516

A Monte Carlo Generation of the Neutral  $\pi^-p$  Interactions  
at 5 GeV/c in the Propane Bubble Chamber

The technique and the results of Monte Carlo generation of neutral final states produced in the  $\pi^-p$  interactions at 5 GeV/c with the account of  $\gamma$ -ray detection probability in the 1-meter JINR propane bubble chamber are presented. The results were used in determining the cross sections of the reactions  $\pi^-p \rightarrow n + (1,2,3,4,5) \pi^0$ ,  $\pi^-p \rightarrow N^*(1236) \pi^0$ ,  $\pi^-p \rightarrow n f^0 (f^0 \rightarrow 2\pi^0)$  and  $\pi^-p \rightarrow n \eta (\eta \rightarrow 2\gamma)$  at 5 GeV/c.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1970

## В в е д е н и е

В работе <sup>/1/</sup> были приведены результаты измерения сечений реакций:

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

$$\rightarrow N_{(1236)}^{*0} + \pi^0, \quad N^{*0} \rightarrow n \pi^0 ; \quad (2)$$

$$\rightarrow n + f^0, \quad f^0 \rightarrow 2\pi^0 ; \quad (3)$$

$$\rightarrow n + \pi^0 ; \quad (4)$$

$$\rightarrow n + \eta, \quad \eta \rightarrow 2\gamma \quad (5)$$

при импульсе падающих  $\pi^-$ -мезонов 5 Гэв/с.

Этот эксперимент был выполнен в результате анализа 230000 фотографий, полученных с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ/2/. Сечения реакций (1)-(3) были определены методом аппроксимации экспериментальных распределений 0-лучевых событий с 2-4 гамма-квантами линейной комбинацией соответствующих распределений, полученных путем моделирования. Кроме того, для определения сечений реакций (1)-(5) необходимо было знать вероятности регистрации событий из реакций (1)-(5) в условиях данного эксперимента. Они были получены также путем моделирования.

Целью данной работы является детальное описание методики и результатов моделирования реакций (1)-(5).

### Моделирование исследуемых реакций

Моделирование реакций (1)-(5) производилось на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью программы FOWL /3/. Эта программа генерирует методом Монте-Карло события, равномерно распределенные в фазовом пространстве. Для учёта динамики взаимодействия, учета условий эксперимента и моделирования двухчастичного распада  $A \rightarrow a + b$  к ней были добавлены специальные программы.

Для каждого сгенерированного события вычислялся вес  $W$ , используемый при построении распределений событий и вычислении их средних значений

$$W = W_F \cdot W_\theta \cdot W_\gamma \quad (6)$$

где  $W_F$  - вес, обеспечивающий равномерное распределение событий в фазовом пространстве (обычный вес, вычисляемый в программе FOWL),  $W_\theta$  - вес, учитывающий динамику взаимодействия,  $W_\gamma$  - вес, учитывающий геометрическую эффективность регистрации события в объеме камеры.

При моделировании реакций, происходящих с образованием резонансов, вес  $W$  умножался на величину

$$W_D = 1 / [ (M - M_D)^2 + (\Gamma / 2)^2 ] \quad (7)$$

где  $M_D$  и  $\Gamma$  - масса и ширина резонанса,  $M$  - эффективная масса продуктов распада резонанса.

## Учёт динамики взаимодействия

Программа FOWL генерирует события, равномерно распределенные в фазовом объеме согласно статистической модели. FERM1

Статистическая модель удовлетворительно описывает экспериментальные распределения событий по эффективным массам и по импульсам в отсутствие резонансов<sup>x/</sup>, но дает неправильные предсказания для угловых распределений (см., например, /4-6/).

Поэтому для того, чтобы согласовать модель с опытом, в программе моделирования были заложены экспериментальные угловые распределения нейтронов в системе центра масс первичного взаимодействия.

Каждому сгенерированному событию в зависимости от значения  $\theta_n^*$ <sup>xx/</sup> приписывался вес

$$W_\theta \approx f(\cos \theta_n^*) . \quad (8)$$

В качестве функций  $f(\cos \theta_n^*)$  были взяты экспериментальные распределения нейтронов из реакций с заряженными  $\pi^-$ -мезонами той же множественности, что и моделируемые реакции.

При этом использовались данные, полученные при энергиях первичного  $\pi^-$ -мезона, близких к исследуемой (табл. 1).

Из-за отсутствия данных об угловом распределении нейтронов в реакциях с 3 и 5  $\pi^0$ -мезонами использовались угловые распределения протонов<sup>xxx/</sup>.

На рис. 1 и 2 приведены импульсные и угловые распределения нейтронов и  $\pi^0$ -мезонов исследуемых реакций в системе центра масс. На рис. 1а приведены заложенные в программу экспериментальные угловые

---

<sup>x/</sup> В случае реакций с образованием резонансов распределения по эффективным массам описываются кривой, представляющей собой линейную комбинацию фазовой кривой и соответствующих кривых Брейта-Вигнера.

<sup>xx/</sup> Здесь  $\theta_n^*$  обозначает угол между направлением импульса нейтрона в системе центра масс " $\pi^-p$ " и направлением первичного  $\pi^-$ -мезона.

<sup>xxx/</sup> Как показывают данные работ /5-7/, угловые распределения протонов и нейтронов в реакциях с одинаковой множественностью частиц мало отличаются друг от друга.



Вероятности регистрации  $\gamma$ -квантов вычислялись по следующей формуле:

$$\epsilon_{\gamma} = \begin{cases} \exp(-L_M/L_k) - \exp(-L_n/L_k) & \text{для } P_{\gamma} \geq P_{\gamma M} \text{ и } L_n \geq L_M, \\ 0 & \text{для } P_{\gamma} < P_{\gamma M} \text{ или } L_n < L_M, \end{cases} \quad (11)$$

где  $L_M$  - минимальное расстояние от точки взаимодействия  $\pi^-$ -мезона до точки конверсии  $\gamma$ -кванта,  $P_{\gamma M}$  - минимальный импульс  $\gamma$ -кванта,  $L_k = f(P_{\gamma})$  - средняя длина конверсии  $\gamma$ -кванта с импульсом  $P_{\gamma}$ ,  $L_n$  - потенциальная длина, т.е. расстояние между точкой взаимодействия и границей эффективного объема камеры в направлении вылета  $\gamma$ -кванта.

В соответствии с экспериментальными критериями отбора событий было принято:  $L_M = 1$  см,  $P_{\gamma M} = 50$  Мэв/с.

Зависимость средней длины конверсии от импульса  $\gamma$ -кванта взята из работы/8/.

Потенциальная длина вычислялась следующим образом:

$$L_n = \min \{ P, Q, R \}, \quad (12)$$

где

$$P = \begin{cases} (X_2 - X) / \ell, & \text{если } \ell > 0, \\ (X_1 - X) / \ell, & \text{если } \ell < 0, \end{cases}$$

$$Q = \begin{cases} (Y_2 - Y) / m, & \text{если } m > 0, \\ (Y_1 - Y) / m, & \text{если } m < 0, \end{cases}$$

$$R = \begin{cases} (Z_2 - Z) / n, & \text{если } n > 0, \\ (Z_1 - Z) / n, & \text{если } n < 0. \end{cases}$$

В этих формулах  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  - координаты точек взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов в камере,  $X_1 = 13$  см,  $X_2 = 90$  см,  $Y_1 = 10$  см,  $Y_2 = 45$  см,  $Z_1 = 10$  см,  $Z_2 = 35$  см - границы эффективного объема камеры;  $\ell$ ,  $m$ ,  $n$  - направляющие косинусы  $\gamma$ -кванта ( $\ell = \cos \lambda \cos \phi$ ,  $m = \cos \lambda \sin \phi$  и  $n = \sin \lambda$ ),  $\phi$  - азимутальный угол  $\gamma$ -кванта,  $\lambda$  - глубинный угол.



Координаты точек взаимодействия ( X , Y , Z ) моделировались следующим образом:

$$\begin{aligned} X &= -L_b \ln a \quad , \\ Y &= \bar{Y} + \sigma_Y a_H \quad , \\ Z &= \bar{Z} + \sigma_Z a_H \quad , \end{aligned} \tag{13}$$

где  $L_b$  - средняя длина взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов в рабочем веществе камеры,  $a$  - случайное число, равномерно распределенное в интервале (0,1),  $a_H$  - случайное число, распределенное по нормальному закону со средним значением  $\bar{a}_H = 0$  и дисперсией  $\sigma_{a_H}^2 = 1$ ;  $L_b = 180$  см,  $\bar{Y} = 26,4$  см,  $\sigma_Y = 4$  см,  $\bar{Z} = 24,7$  см и  $\sigma_Z = 4,4$  см.

Экспериментальные распределения координат точки взаимодействия ( X , Y , Z ) показаны на рис. 3 сплошной линией, а смоделированные - пунктиром. Экспериментальные и смоделированные распределения согласуются между собой.

Влияние углового распределения нейтронов в с.ц.м.

$\pi^-$  и геометрической эффективности регистрации события на форму моделируемых распределений

Влияние углового распределения нейтронов в с.ц.м.  $\pi^-$  и геометрической эффективности регистрации события в камере на форму моделируемых распределений рассмотрено на примере реакции  $\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^0$ .

Моделировались распределения импульсов  $\gamma$ -квантов ( $P_\gamma$ ) и углов вылета  $\gamma$ -квантов ( $\theta_\gamma$ ) в лабораторной системе, эффективных масс двух  $\gamma$ -квантов ( $M_\Sigma$ ) и квадратов недостающих масс к двум  $\gamma$ -квантам ( $M_H^2$ ) при следующих условиях.

1) С учётом экспериментального углового распределения нейтронов и эффективности регистрации событий .

2) С учётом эффективности регистрации событий, но без учёта углового распределения нейтронов (угловое распределение нейтронов в с.ц.м. предполагается изотропным,  $W_{\theta} = 1$ ).

3) С учётом углового распределения нейтронов, но без учёта геометрической эффективности регистрации событий ( $W_{\gamma} = 1$ ).

Результаты моделирования спектров при этих трех условиях показаны на рис. 5.

Как видно из рис. 5, учёт экспериментального углового распределения нейтронов и учёт эффективности регистрации событий в камере влияют на различные распределения одинаковым образом и приводят к тому, что импульсные спектры  $\gamma$ -квантов смещаются в сторону больших величин, а спектры углов вылета  $\gamma$ -квантов и эффективных масс двух  $\gamma$ -квантов<sup>x/</sup> смещаются в сторону меньших величин.

Наиболее чувствительным к этим факторам оказывается распределение по величине  $\theta_{\gamma}$  и наименее чувствительным — распределение по недостающей массе. Аналогичные результаты получаются и при моделировании остальных реакций.

#### Учёт методики измерения кинематических параметров $\gamma$ -квантов и электронов

##### а) Учёт тормозного излучения

В используемой нами программе обработки событий<sup>/9/</sup> коррекция импульсов электронов на радиационные потери производилась по методу Бэра-Митнера<sup>/10/</sup>.

При этом соответствующая поправка к импульсу была вычислена в предположении, что измерения производятся на части трека, на которой уменьшение импульса электрона из-за излучения тормозных  $\gamma$ -квантов не превосходит 30%.

---

<sup>x/</sup> Для наглядности на рис. 5д и 5е приведены эффективные массы двух гамма-квантов, образованных при распаде разных  $\pi^0$ -мезонов.

Однако, как показывают расчёты, если излучение произошло на начальном участке траектории (на длине, меньшей одной четверти средней измеряемой длины), то изменение импульса даже на 90% невозможно заметить, и поэтому около 10% импульсов электронных треков оказываются неправильно скорректированными.

Для учёта этого эффекта была применена следующая процедура.

1. Разыгрывался случайный импульс электрона (позитрона):  $P_{e-} = P_{\gamma} a$ ,  $P_{e+} = P_{\gamma} (1-a)$ , где  $P_{\gamma}$  - импульс сгенерированного  $\gamma$ -кванта,  $a$  - случайное число, равномерно распределенное в интервале (0,1).
2. Разыгрывалась случайная измеренная длина электронного трека<sup>x/</sup>:

$$L = L_{min} + a (L_{max} - L_{min}) \quad (14)$$

где

$$L_{min} = \begin{cases} 0,5 \sqrt{P} & \text{см при } P \leq 500 \text{ Мэв/с,} \\ 11 & \text{см при } P > 500 \text{ Мэв/с,} \end{cases}$$

$P$  - импульс электрона (позитрона) в Мэв/с,

$$L_{max} = \begin{cases} 1,5 \sqrt{P} & \text{см при } P \leq 500 \text{ Мэв/с,} \\ 34 & \text{см при } P > 500 \text{ Мэв/с.} \end{cases}$$

3. Разыгрывалось однократное излучение тормозного  $\gamma$ -кванта с энергией  $E = E_0 e^{-y}$  в случайной точке на участке  $[0, L/4]$ .

Величина  $y$  моделировалась в соответствии с вероятностью радиационного излучения по формуле Гайтлера/11/:

$$W(\ell, y) = \frac{e^{-y} y^{b\ell-1}}{\Gamma(b\ell)} dy,$$

где  $b = 1/X_0 \ln 2$ ,  $\ell = 0,25 L a$ ,  $X_0$  - радиационная длина,  $a$  - случайное число, равномерно распределенное в интервале (0,1).

<sup>x/</sup> Зависимости  $L_{min}$ ,  $L_{max} = f(P)$  получены путем аппроксимации экспериментального распределения измеренных длин электронов выражением (14).

4. В качестве нового импульса электрона принималось значение суммы взвешенных импульсов электрона до и после излучения:

$$P = \frac{l_1}{l_1 + l_2} P_1 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} P_2 ,$$

где  $P_1$ ,  $l_1$  ( $P_2$ ,  $l_2$ ) - импульс электрона и длина его траектории до (после) излучения.

Аналогичная процедура выполнялась и в случае позитрона. Новый импульс  $\gamma$ -кванта складывался из скорректированных таким способом импульсов электрона и позитрона.

б) Учет ошибок измерения кинематических параметров  $\gamma$ -квантов

Учёт ошибок измерения параметров  $\gamma$ -квантов производился согласно следующим формулам:

$$P = P_0 \left[ 1 + a_1 \left( \left\langle \frac{\Delta P}{P} \right\rangle + a_2 \sigma_{\Delta P/P} \right) \right] ,$$

$$\phi = \phi_0 + a_3 | a_4 | \sigma_\phi , \quad (15)$$

$$\lambda = \lambda_0 + a_5 | a_6 | \sigma_\lambda ,$$

где  $P_0$ ,  $\phi_0$ ,  $\lambda_0$  - смоделированные характеристики  $\gamma$ -квантов,  $a_1, \dots, a_6$  - случайные числа, распределенные по нормальному закону с  $\bar{a} = 0$  и  $\sigma_a = 1$ .

Величины  $\langle \Delta P / P \rangle$ ,  $\sigma_{\Delta P/P}$ ,  $\sigma_\phi$  и  $\sigma_\lambda$ , определенные из экспериментальных распределений, равны

$$\langle \Delta P / P \rangle = 12\% , \quad \sigma_{\Delta P/P} = 2\% , \quad \sigma_\phi = 0,5^\circ , \quad \sigma_\lambda = 1^\circ .$$

Распределения величин  $\Delta P / P_0 = (P - P_0) / P_0$ ,  $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0$  и  $\Delta \phi = \phi - \phi_0$ , полученные в результате моделирования, показаны на рис. 4.

## Результаты моделирования

Для каждой из реакций (1)-(5) моделировалось 30000-50000 событий. Результаты моделирования - средние вероятности регистрации  $\gamma$ -квантов  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$  и величины  $\epsilon^p$  и  $\epsilon^m$   $\chi\chi/$  - приведены в табл. 2, а распределения величин  $M_n^2$ ,  $P_\gamma$ ,  $\theta_\gamma$ ,  $\theta_{\gamma\gamma}$  (угол раствора между двумя  $\gamma$ -квантами в лабораторной системе) и  $M_\gamma$  - на рис. 6. Из рис. 6 видно, что наиболее заметным образом от реакции к реакции меняются спектры  $M_n^2$  и  $P_\gamma$ .

Результаты моделирования были использованы для определения сечений реакций  $\pi^- p \rightarrow n + (1,2,3,4,5) \pi^0$ ,  $\pi^- p \rightarrow N_{(1236)}^{*0} \pi^0$ ,  $\pi^- p \rightarrow n f^0 (f^0 \rightarrow 2\pi^0)$  и  $\pi^- p \rightarrow n \eta$  ( $\eta \rightarrow 2\gamma$ ) при 5 Гэв/с с помощью метровой пропановой пузырьковой камеры.

Мы благодарны В.П. Желепову и Ю.А. Будагову за неизменное внимание и помощь в работе, В.Б. Флягину, П.В. Шляпникову, А.Г. Володько и Н.К. Куциди за полезное обсуждение результатов работы, А. Шандоровой и Л.И. Краснослободцевой за техническую помощь в работе.

## Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Будагов и др. ЯФ, 12, 1221 (1970).
2. А.В. Богомолов и др. ПТЭ, 1, 61 (1964).

$\chi/$  Относительные ошибки в определении вероятностей регистрации гамма-квантов ( $\Delta \epsilon_\gamma / \epsilon_\gamma$ ) составляют  $\approx 2\%$  и возникают в основном из-за неточного знания зависимости конверсионной длины  $\gamma$ -кванта от импульса.

$\chi\chi/$  Величины  $\epsilon^p$  и  $\epsilon^m$ , необходимые для определения сечений исследуемых реакций/1/, представляют собой средние числа вкладов от одного события в спектры величин, характеризующих один и два  $\gamma$ -кванта, соответственно:  $\epsilon^p = n \langle W_\gamma^1 \rangle$  и

$$\epsilon^m = \frac{n}{2} \langle W_\gamma^{ij} \rangle + (C_n^2 - \frac{n}{2}) \langle W_\gamma^{ik} \rangle,$$

где  $n$  - число  $\gamma$ -квантов, образованных в событии,  $C_n^2$  - число сочетаний из  $n$  элементов по 2; индексы (ij) обозначают комбинацию  $\gamma$ -квантов от распада одного  $\pi^0$ -мезона, а (ik) - разных  $\pi^0$ -мезонов.

3. F. James. *FOWL, CERN Program Library, W 505.*
4. T. Ohba and T. Kobayashi. *Suppl. Progress of the Theor. Phys., 41, 90 (1967).*
5. L. Bondar et al. *Nuovo Cimento, 31, 789 (1964).*
6. L. Bondar et al. *Nuovo Cimento, 31, 485 (1964).*
7. F. Bomse et al. *Phys.Rev., 162, 1328 (1967).*
8. В.Г. Гришин и др. *Сообщение ОИЯИ, 1-3574, Дубна, 1967.*
9. Н.А. Буздавина и др. *Публикация ОИЯИ, Б1-10-3572, Дубна, 1967.*
10. L. Behr and P. Mittner. *Nucl.Instr. and Meth., 20, 446 (1963).*
11. В. Гайтлер. *Квантовая теория излучения. ИЛ, Москва, 1956.*

Рукопись поступила в издательский отдел

15 декабря 1970 года.

Таблица 1

Соответствие между моделируемыми реакциями и их заряженными аналогами, взятыми для учёта углового распределения нейтронов в системе центра масс  $\pi^- p$

Реакции с нейтр. частицами	Реакции с заряженными частицами	Импульсы, Гэв/с
$\pi^- p \rightarrow n 2 \pi^0$	} $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- [5]$	4
$\rightarrow n f^0 (f^0 \rightarrow 2\pi^0)$		
$\rightarrow N_{(1236)}^{*0} \pi^0$		
$\pi^- p \rightarrow n 3 \pi^0$	$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- [6]$	4
$\rightarrow n 4 \pi^0$	$\rightarrow n 2 \pi^+ 2 \pi^- [6]$	4
$\rightarrow n 5 \pi^0$	$\rightarrow p 2 \pi^+ 3 \pi^- [7]$	5,5

Таблица 2  
 Величины  $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ ,  $\epsilon_M$  и  $\epsilon_P$  для исследуемых  
 реакций

Реакция	$\langle \epsilon_\gamma \rangle \%$	$\epsilon_M$	$\epsilon_P$
$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^-$	21,4	0,056±0,002	-
$\rightarrow \pi^2 \pi^0$	17,3	0,198±0,012	0,322±0,018
$\rightarrow \pi^3 \pi^+$	15,1	0,370±0,034	0,532±0,039
$\rightarrow \pi^4 \pi^0$	13,9	0,552±0,060	0,735±0,064
$\rightarrow \pi^5 \pi^+$	13,3	0,759±0,091	0,949±0,087
$\rightarrow \pi \eta$	20,5	0,050±0,002	-
$\rightarrow \pi f^0$	18,0	0,199±0,012	0,330±0,018
$\rightarrow \pi^+ N^*(1236)$	21,0*	0,158±0,010	0,270±0,015
$\rightarrow \pi \pi^0$	10,0**		

x/ для  $\gamma$  -квантов от распада  $\pi^0$  -мезона;

xx/ для  $\gamma$  -квантов от распада  $\eta^0$  -мезона.



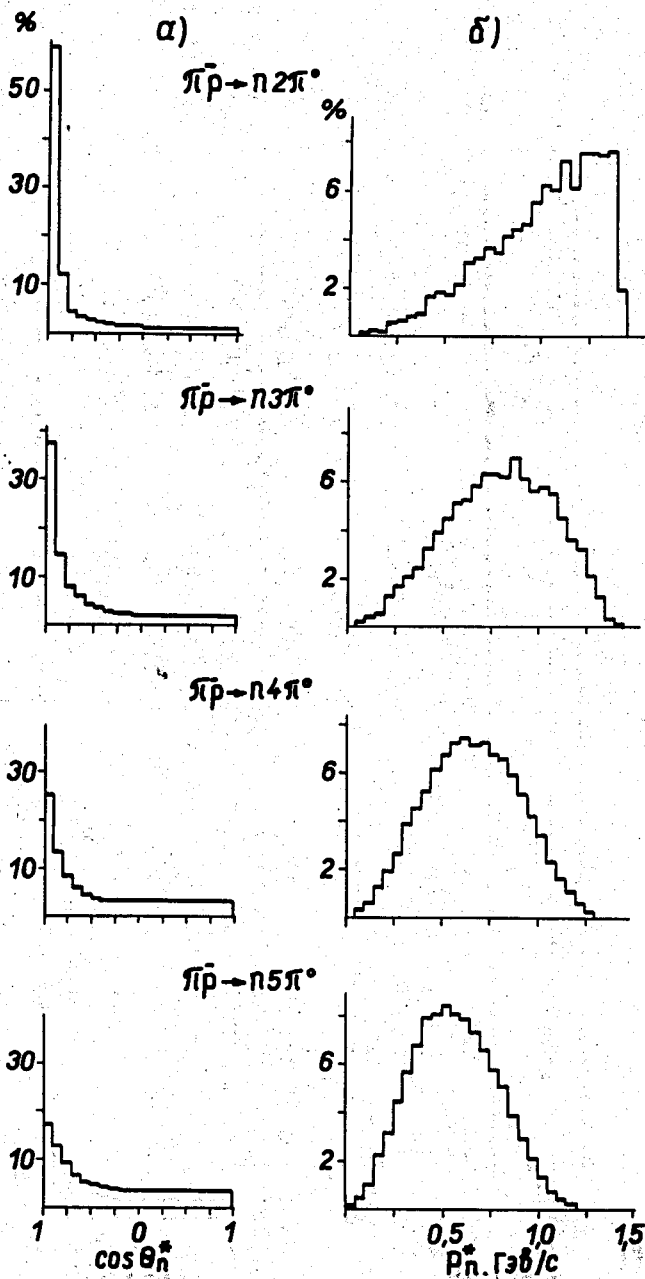


Рис. 1. Угловые и импульсные распределения нейтронов в с.ц.м.: а) заданные экспериментальные угловые распределения нейтронов; б) смоделированные импульсные распределения нейтронов.

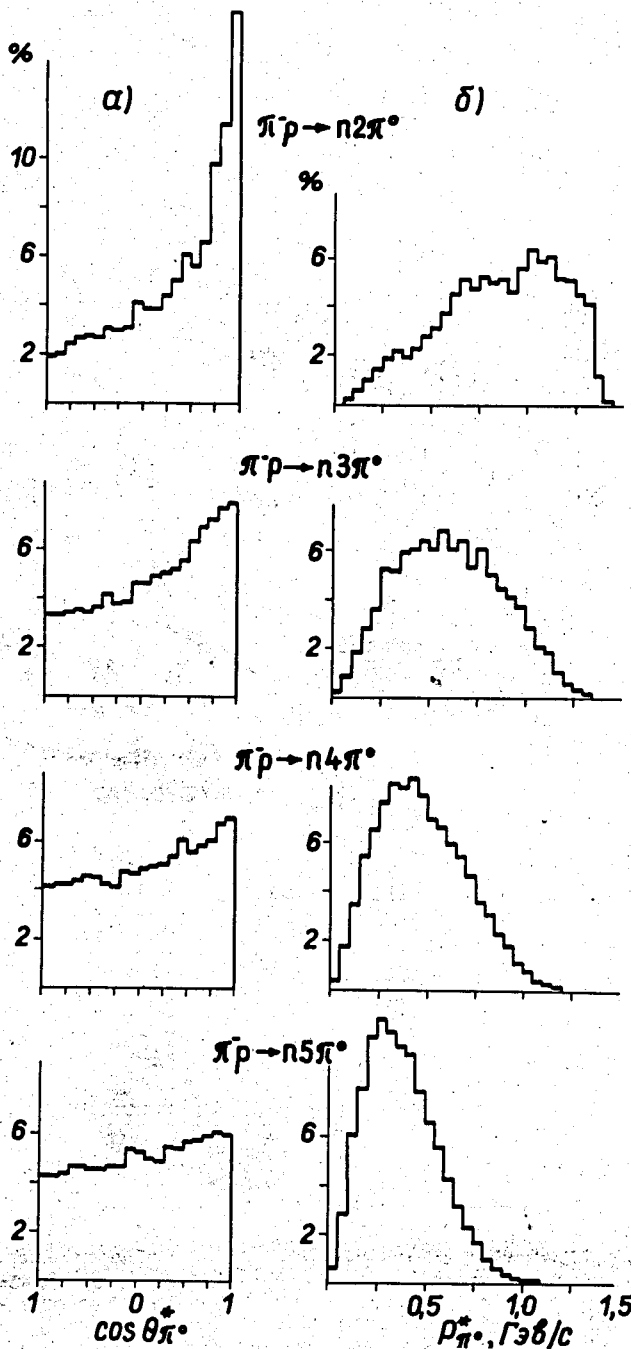


Рис. 2. Смоделированные распределения  $\pi^0$ -мезонов в с.ц.м.: а) угловые распределения; б) импульсные распределения.

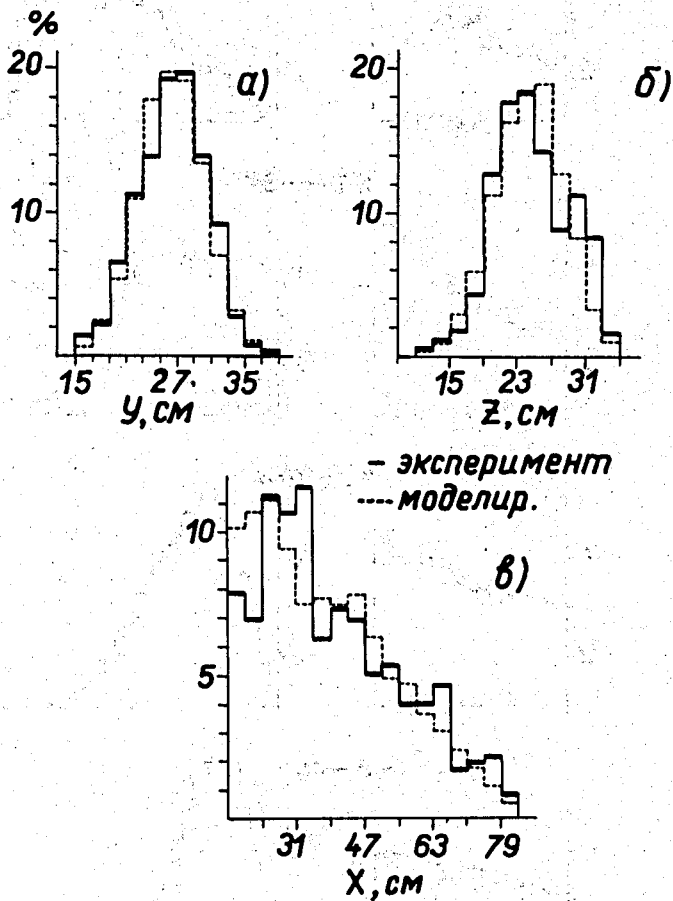


Рис. 3. Распределение точек взаимодействия в объеме камеры. Сплошной линией показаны экспериментальные распределения, пунктиром — смоделированные.

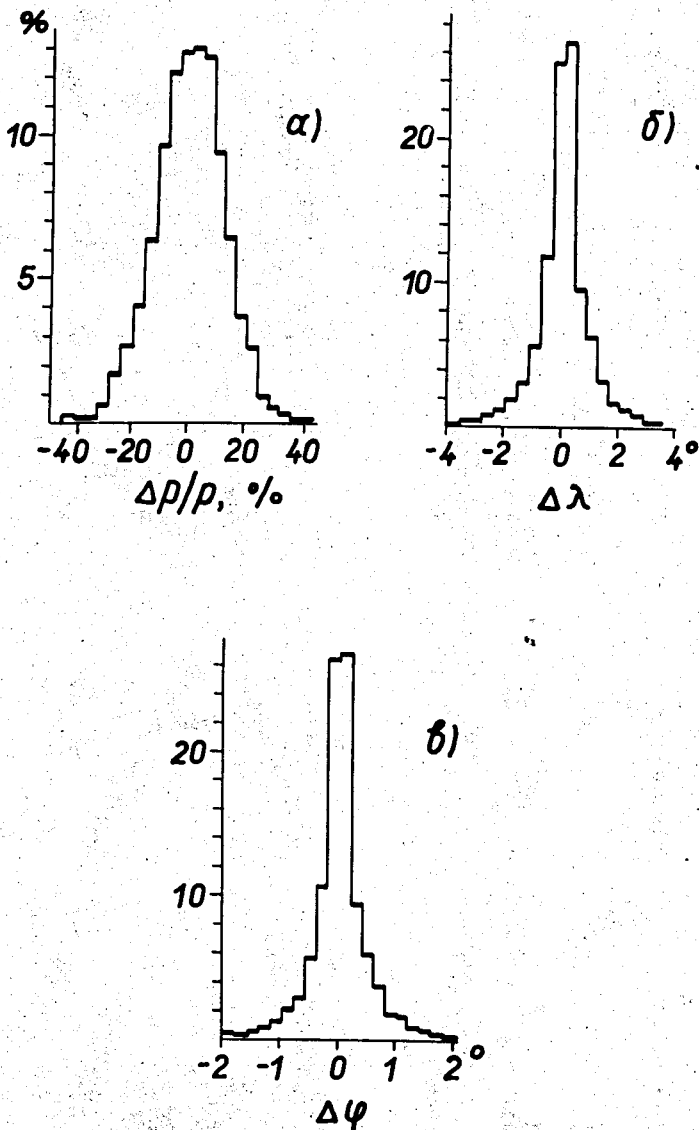


Рис. 4. Распределения смоделированных событий по импульсным и угловым характеристикам  $\gamma$ -квантов: а)  $(P - P_0)/P_0$ , б)  $\lambda - \lambda_0$ , в)  $\phi - \phi_0$ .

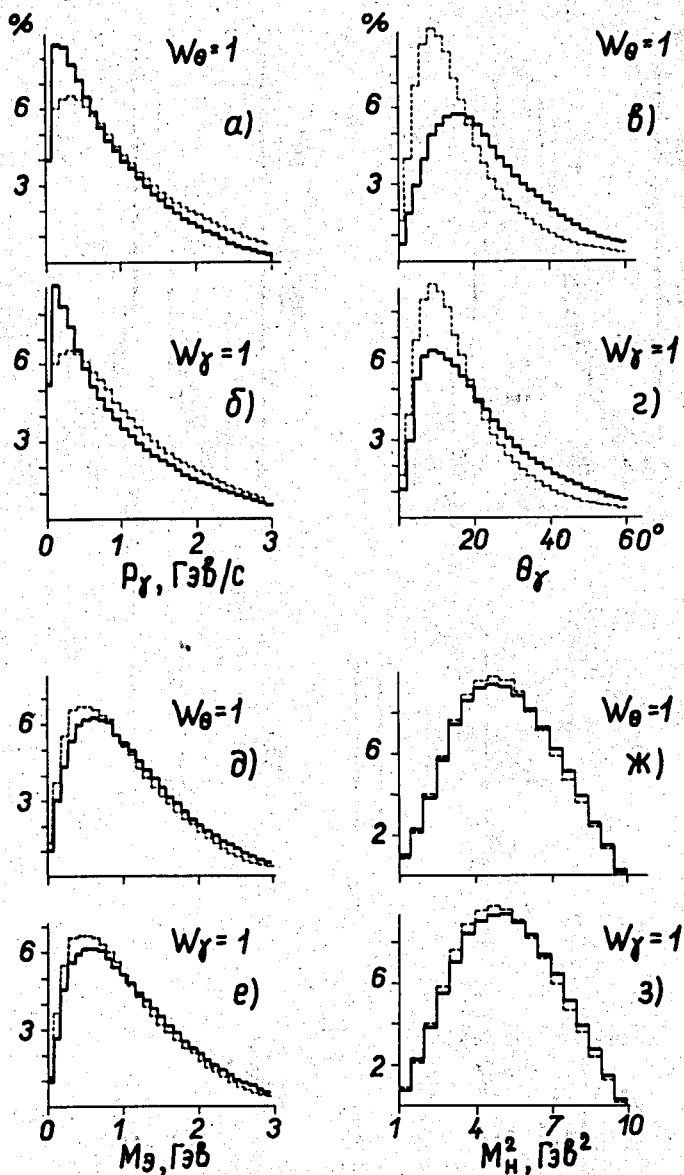


Рис. 5. Смоделированные при различных условиях распределения событий реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ 2p_0$  по величинам  $P_\gamma$ ,  $\theta_\gamma$ ,  $M_z$  и  $M_N^2$ . Пунктиром показаны спектры, полученные при учёте углового распределения нейтронов в с.д.м. и эффективности регистрации событий, сплошной линией - при отключении одного из учётов.

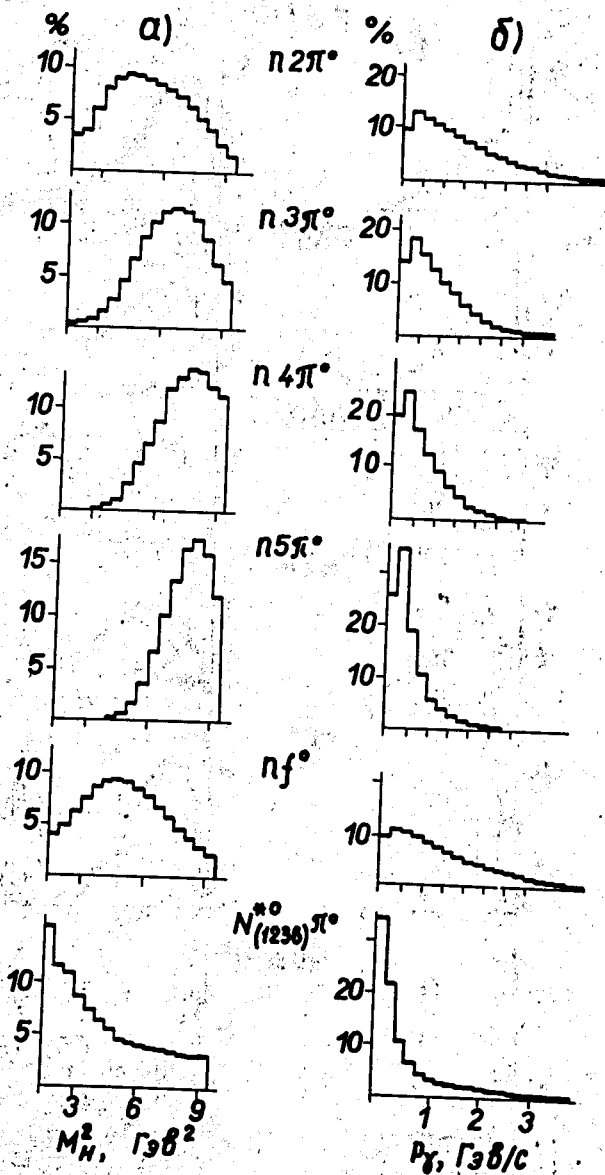


Рис. 8. Распределения событий исследуемых реакций по величинам: а)  $M_N^2$ , б)  $P_T$ , в)  $\theta_{\gamma\gamma}$ , г)  $\theta_\gamma$ , д)  $M_N$ , полученные в результате моделирования.

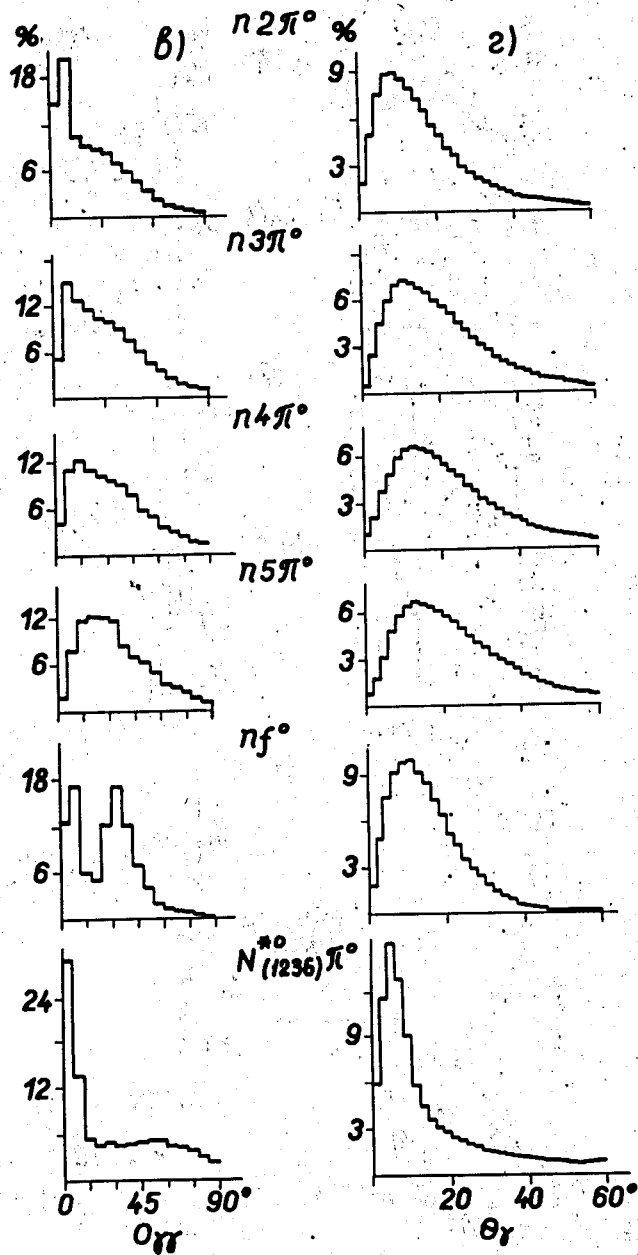


Рис.6 (в,г)

д)

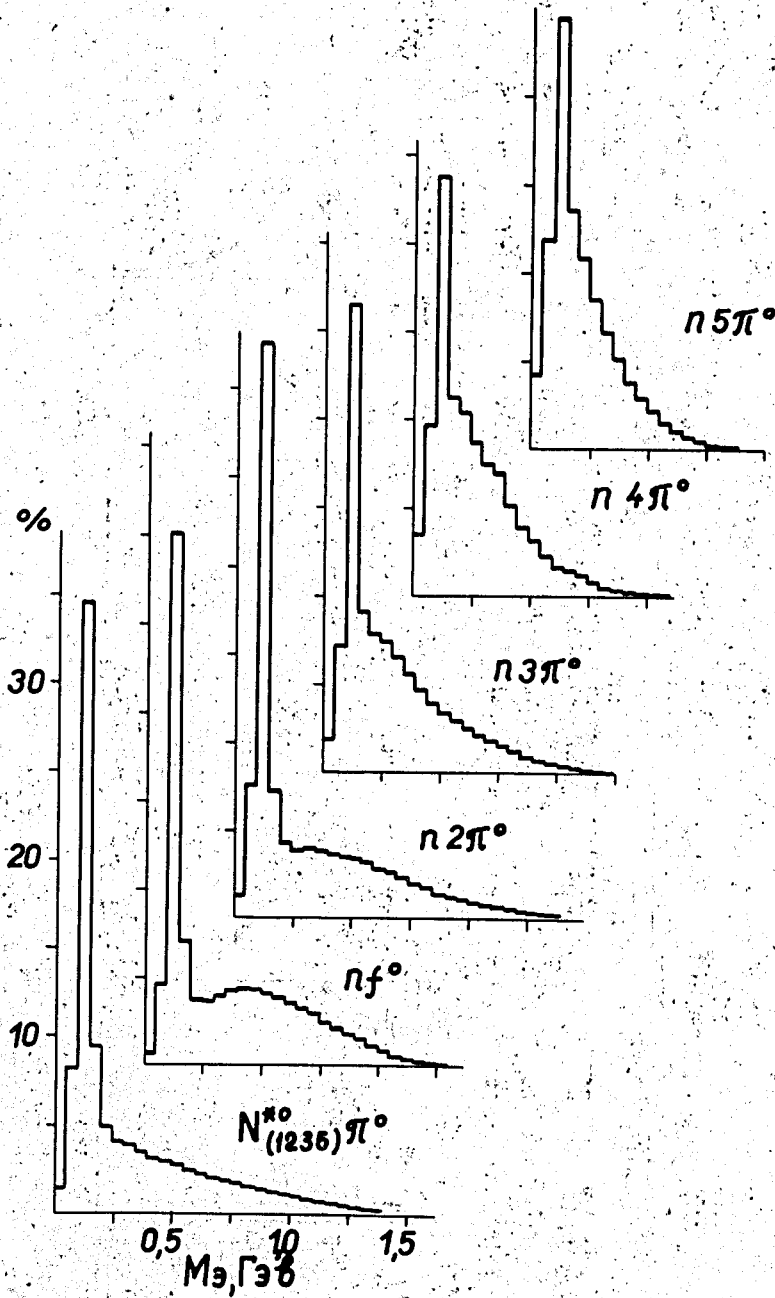


Рис.6(д)