

С-44.12  
И-220

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ПТЭ, 1968, №2,  
С. 39-43

29/VI-67



P1 - 3317

И.А. Ивановская, Т. Канарек, Л.С. Охрименко,  
Б. Словинский, З.С. Стругальский,  
И.В. Чувило, З.Яблонский

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИЙ  
 $\gamma$  - КВАНТОВ  
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

1967.

P1 - 3317

И.А. Ивановская, Т. Канарек\*, Л.С. Охрименко,  
Б. Словинский\*\*, З.С. Стругальский\*,  
И.В. Чувило, З.Яблонский\*\*\*

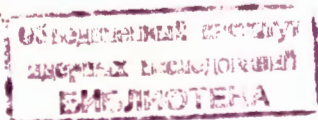
О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИЙ  
 $\gamma$  - КВАНТОВ  
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Направлено в ПТЭ

\* Институт ядерных исследований, Польша.

\*\* Варшавский Университет, Польша.

\*\*\* Лодзинский Университет, Польша.



В ранее опубликованных работах<sup>/1,2,3/</sup> описывались результаты разработки метода измерения энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  в ксеноновой пузырьковой камере в диапазоне энергий от 10 Мэв до 10 Гэв. Наиболее удобным на практике в интервале  $E_\gamma$  от 20 Мэв до 3 Гэв оказался способ определения  $E_\gamma$  по суммарному пробегу электронов  $R$  в созданной  $\gamma$ -квантом лавине, на длине ее развития  $d$  в камере<sup>/2/</sup>.

В настоящей работе анализируются точности определения энергий  $\gamma$ -квантов.

### 1. Анализ разных факторов, влияющих на точность определения $E_\gamma$ с помощью зависимости $E_\gamma = f(R, d)$

На точность определения  $E_\gamma$  с помощью кривых  $E_\gamma = f(R, d)$  влияют в основном: а) флуктуации доли энергии  $\gamma$ -кванта, создавшего ливень, выделенной в виде ионизации на наблюдаемой в камере длине развития  $d$ , которые, в основном, связаны с флуктуациями в продольном развитии лавины; б) погрешности в измерении с помощью курвиметра проекций на плоскость фотографирования суммарных длин пробегов электронов  $\Sigma r$ ; в) неопределенность минимальной длины следов, наблюдаемых в ливне электронов и позитронов  $r_{\min}$ .

Флуктуации доли энергии  $\gamma$ -кванта, выделенной в камере, зависят от того, полностью ли развивается ливень в области наблюдения или нет. Если развитие ливня происходит в камере частично, то в дальнейшем такой ливень будем называть обрезанным. В необрезанных ливнях неопределенности в  $R$

связаны с точностью измерения  $\Sigma r$  и с неопределенностью минимальной длины следов электронов и позитронов, наблюдаемых в камере. Если эта длина четко определена и во всех ливнях одинакова, независимо от их полной энергии, то ввиду независимости формы равновесного спектра электронов в ливне от энергии ливня <sup>/4/</sup> доля энергии, не подлежащая наблюдению, будет неопределенна лишь в такой степени, в какой неопределенны флуктуации доли полной энергии первичного  $\gamma$ -кванта, которая не выделяется в камере на ионизационные потери ливневых электронов и позитронов. Не подлежащая прямому наблюдению доля энергии будет одинакова для всех ливней и учитывается в коэффициенте пропорциональности  $k$  <sup>/2/</sup> между суммарным пробегом электронов  $R$  и энергией  $\gamma$ -кванта, вызвавшего ливень ( $E_\gamma = k R$ ).

С целью определения минимальной наблюдаемой длины следов ливневых электронов был отобран 31 изолированный ливень с разной полной энергией  $E_\gamma$ , полностью развивающийся в камере. В каждом ливне на обоих снимках стереопары измерялись длины проекций следов  $r_1$  всех наблюдаемых отдельных ливневых электронов в плоскости фотографирования. Ливни были разделены на четыре группы:

1-я группа содержала десять ливней с полным пробегом электронов  $R$  от 42 до 77 см;

2-я группа - шестнадцать ливней с  $R$  от 78 до 143 см;

3-я группа - четыре ливня с  $R$  от 144 до 260 см и

4-я группа - один ливень с  $R$  больше 260 см <sup>x)</sup>.

Были построены распределения длин следов для каждого класса ливней. Все кривые нормированы в точке, соответствующей  $r = 2$  см <sup>xx)</sup>. Результат показан на рис. 1.

Из распределения видно, что существует граничная длина проекции наблюдаемых электронов, не зависящая от полной энергии ливня и равная  $0,5 \pm 0,2$  см. Следовательно, наблюдаемая доля энергии  $\gamma$ -квантов в необрезанных ливнях является практически одинаковой, не зависящей от полной

<sup>x)</sup> Этим набором ливней соответствовали энергии, равные  $E_\gamma = 0,59 R$  ( $E_\gamma$  в Мэв,  $R$  в мм) <sup>/1,2/</sup>.

<sup>xx)</sup> Все электроны с длинами следа, большими 2 см, наблюдаются с эффективностью, близкой к 100%.



энергии  $E_\gamma$ . Ошибка в определении энергии  $\gamma$  - квантов, возникающая из-за неопределенности  $\tau_{\min}$ , составляет  $\approx 6\%$ .

Ошибки измерения  $\Sigma \tau$  с помощью курвиметра определялись следующим образом. Были отобраны ливни, которые полностью развиваются в камере. Значение  $R$  в них колебалось от 10 до 500 см. В средних условиях измерения проводились многократные измерения  $\Sigma \tau$  одним и тем же измерителем. Обнаружено, что во всех ливнях среднее квадратичное отклонение составляет 3%. Аналогичные многократные измерения были сделаны и различными измерителями. Разброс не превышал 4%. В действительности в процессе обработки большого количества случаев используются двукратные измерения  $\Sigma \tau$ . Приняв, что два измерения однозначны, если разница в  $\Sigma \tau$ , определенных двумя измерителями, не больше 15%, средний разброс между двумя измерениями получаем на практике для большого количества случаев равным 6,5%.

Флюктуации в продольном развитии ливня могут значительно влиять на точность определения  $E_\gamma$  лишь в случаях, в которых определение  $E_\gamma$  производится по обрезанному ливню. Сведения о величине ошибки из-за флюктуаций  $\Delta E_\gamma^\Phi$  в таких случаях были получены путем измерения суммарных длин проекций пробегов электронов  $\Sigma \tau$  на разных длинах развития  $d$  в искусственно обрезанных ливнях с одинаковыми полными длинами пробегов  $R_0 = \text{const}$ . В итоге была получена зависимость ошибок в определении  $R$  от длины развития  $d$  при разных значениях  $R_0$ , а затем ошибок  $\Delta E_\gamma^\Phi / 2$ . С ростом  $d$  значения  $\Delta E_\gamma^\Phi$  уменьшаются, но при малых  $d$ , т.е. в очень обрезанных ливнях, могут быть очень большими. На практике оказались пригодными для обработки лишь ливни, для которых  $\frac{\Delta E_\gamma^\Phi}{E_\gamma} < 30\%$ .

## 2. О зависимости $E_\gamma = f(R, d)$

Набор кривых  $E_\gamma = f(R, d)$  был построен экспериментально. Способ построения семейства этих кривых, также как и сами кривые, приведены в ранее опубликованной работе <sup>2/х</sup>.

<sup>х</sup>) На этом же экспериментальном материале, но на большей статистике, вновь такие кривые были построены А.С. Мартыновым. В области кривых, пригодной для практического применения (обрезание не больше 30%  $E_\gamma$ ), получены идентичные результаты.

Набор кривых  $E_\gamma = f(R, d)$  представляет собой однопараметрическое семейство

$$R_0 = R [1 - \exp \{ \phi(R_0, d) \}],$$

где  $R_0$  - полный пробег электронов и позитронов в необрезанном ливне с полной энергией  $E_\gamma = k R_0$ . С целью практического применения в процессе расчета большого количества случаев необходимо кривые  $E_\gamma = f(R, d)$  записать в память электронно-счетной машины. Для этого семейство указанных кривых удобно аппроксимировать функцией

$$R = R \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left( 10^{-10} \left[ 0,488 [(1qd)^2 - \frac{1q(1,5 - \sqrt{3,58 - 1qR_0})}{0,225} - 5,5343] \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 10^{-10} \left[ 0,488 [(1qd)^2 + \frac{0,215(3,58 - 1qR_0)}{1qR_0 + 0,77} - 6,0978] \right] \right) \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Значение  $R_0$  получаем отсюда методом итерации. Нулевым приближением является величина  $R$ . Процедура итерации продолжается  $n$  раз до тех пор, пока не будет выполнено условие

$$\frac{(E_\gamma)_n - (E_\gamma)_{n-1}}{(E_\gamma)_{n-1}} \leq Q. \quad (2)$$

$Q$  зависит от требуемой точности в определении энергии  $\gamma$ -квантов. Практически достаточно взять  $Q \leq 0,01$ . Параметры функции (1) были подобраны численным методом с помощью машины GIER. Точность отображения набора экспериментальных кривых этой функцией в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 20 Мэв до 2 Гэв составляет в среднем 1%. Максимальное отклонение не превышает 5%.

На рис. 2 показан набор кривых, рассчитанных по формуле (1) для нескольких значений  $R_0$ . Кружками обозначены точки, полученные из эксперимента при соответствующих значениях  $R_0$ . Кривые, обозначенные 70, 80 и 90%, выделяют области на кривых, соответствующие 30, 20 и 10% обрезанию ливня в камере.

### 3. Анализ точности определения $E_\gamma$ из зависимости $E_\gamma = f(R, d)$

Выше были проанализированы лишь основные, поддающиеся анализу источники ошибок в определении энергии  $E_\gamma$ . В действительности на точность определения  $E_\gamma$  может влиять еще ряд других причин. Например, мы измеряем курвиметром длины проекций следов сильно рассеянных частиц и лишь в среднем учитываем масштаб при переходе от проекций в плоскости пленки к действительным длинам в камере. Ошибки, вносимые такой процедурой, трудно учесть. Для определения точности измерения  $E_\gamma$  лучше всего было бы измерить указанным методом  $E_\gamma$  для  $\gamma$ -квантов с известными энергиями. Однако мы не располагаем набором  $\gamma$ -квантов с известными энергиями, поэтому проверка точности определения  $E_\gamma$  будет состоять в проверке точности определения массы известной частицы, распадающейся на  $\gamma$ -кванты,  $\pi^0$ -мезона. С этой целью были отобраны  $\pi^0$ -мезоны из  $\pi^+ + X_e$  взаимодействий с одним вторичным заряженным продуктом, след которого останавливался в камере, и двумя  $\gamma$ -квантами. Такие взаимодействия можно интерпретировать как реакции типа  $\pi^+ + p \rightarrow X + p$  на квазисвободных нейтронах ксенона<sup>15,16</sup>. Среди них легко выделить реакции  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + p$ , используя функцию распределения случаев по углу  $\Theta_{\gamma\gamma}$  между  $\gamma$ -квантами.

В лабораторной системе координат минимальный угол разлета  $\gamma$ -квантов  $\Theta_{\gamma\gamma}^{\min}$ , генерированных в реакции  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + p \rightarrow \gamma + \gamma + p$  при  $2,34 \text{ ГэВ}/c$ , равен  $6^\circ 23'$ . Около этого угла должно группироваться большинство наблюдаемых значений  $\Theta_{\gamma\gamma}$ . Минимальный угол  $\Theta_{\gamma\gamma}^{\min}$  в случае рождения  $\eta^0$ -частицы в реакции  $\pi^+ + p \rightarrow \eta^0 + p$  составляет  $26^\circ 20'$ . Если предположить, что нет в заметном количестве других частиц, распадающихся на 2  $\gamma$ -кванта, значения масс которых находились бы в интервале масс от  $m_{\pi^0}$  до  $m_{\eta^0}$ , то можно хорошо выделить  $\pi^0$ -мезоны, пользуясь критерием отбора:  $\Theta_{\gamma\gamma} < 24^\circ$ . При такой селекции возможный фон случаев от событий с числом  $\gamma$ -квантов, равным 4, не превышает 1%. В выделенных таким образом случаях с  $\pi^0$ -мезонами измерялись полные пробеги  $R$  электронов и позитронов в ливнях, созданных  $\gamma$ -квантами от распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , а затем с помощью зависимости  $E_\gamma = f(R, d)$  определялись энергии  $\gamma$ -квантов и вычислялись эффективные массы по известной формуле:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{1\gamma}E_{2\gamma}(1 - \cos \Theta_{\gamma\gamma})}.$$

На рис. 3 показано распределение случаев в реакции типа  $\pi^+ + p \rightarrow X + p$  по углу  $\Theta_{\gamma\gamma}$ . Кривая 1 является теоретически рассчитанной для  $\pi^0$ -мезонов, кривая 2—для  $\eta^0$ -мезонов. Распределение случаев, находящихся в районе  $\Theta_{\gamma\gamma}$  от  $\Theta_{\gamma\gamma}^{\min}$  до  $\Theta_{\gamma\gamma} = 24^\circ$ , по эффективным массам показано на рис. 4.

Проанализируем эти случаи с целью определения точности  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$ . Из анализа распределения  $m_{\gamma\gamma}$  известна средняя эффективная масса  $m_{\gamma\gamma} = 132$  Мэв и средняя квадратичная ошибка в определении  $m_{\gamma\gamma}$ , равная 28 Мэв ( $\frac{\Delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}} = 21\%$ ). В эту ошибку, кроме  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$ , вошла еще ошибка в определении  $m_{\gamma\gamma} \Theta_{\gamma\gamma}$ , которая также нам известна и равна в среднем 9%.

Ошибка в определении энергии  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$  выражается формулой

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{m_{\gamma\gamma} - m_{\gamma\gamma}^{(i)}}{\bar{m}_{\gamma\gamma}} \right)^2 - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^n \left( \frac{\Theta_{\gamma\gamma_1}^{(i)} - \Theta_{\gamma\gamma_2}^{(i)}}{\text{tg} \frac{\Theta_{\gamma\gamma_1}^{(i)} - \Theta_{\gamma\gamma_2}^{(i)}}{4}} \right)^2}, \quad (3)$$

где  $m_{\gamma\gamma}^{(i)}$  — значение эффективной массы в данном случае, а  $\Theta_{\gamma\gamma_1}^{(i)}$  и  $\Theta_{\gamma\gamma_2}^{(i)}$  — результаты первого и второго измерения угла  $\Theta_{\gamma\gamma}$ . После подстановки соответствующих значений получается, что во всем наборе случаев  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 27\%$ .

В рассматриваемом ансамбле случаев содержались и такие, в которых степень обрезания ливней была довольно большая,  $\frac{\Delta R}{R} = 30\%$ . Если из этого ансамбля выделить случаи, в которых степень обрезания такова, что флуктуации в  $R$  не больше 15% (их было 88), то получим  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 23\%$ .

В действительности точность в определении  $E_\gamma$  может быть лучше. Необходимо, однако, требовать, чтобы степень обрезания ливней была меньше. При таком обрезании, которое обеспечивает флуктуации в  $R$  не больше нескольких процентов, можно получить значение  $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 12-15\%$ .

Подводя итоги, можно сказать, что точность измерения энергии  $E_\gamma$  равна 12-35% в зависимости от степени обрезания ливня. Спектр  $\gamma$ -квантов в случаях, выбранных для определения точности метода, простирается от 40 до 2400 Мэв.

Добавочной, качественной проверкой правильности измерения  $E_\gamma$  является анализ распределений эффективных масс  $m_{\gamma\gamma}$ , полученных из всевозможных  $\gamma\gamma$ -комбинаций в случаях типа  $\pi^+ + p \rightarrow X + p$ , где  $K = 3, 4, 5, 6$ . Подробнее остановимся на случаях с  $K = 4$ . Распределение всех  $90^\circ$   $\gamma\gamma$ -комбинаций в 165 случаях показано на рис. 5. Ожидаемое число эффективных масс со значе-



ниями, соответствующими  $\pi^0$ -мезонами, во всех  $u\bar{u}$ -комбинациях должно быть не больше  $1/3$  от числа всех возможных комбинаций. После вычитания фона, полученного по методу Монте-Карло (на рис. 5 сплошная кривая), получается, что около 25% всех комбинаций могут соответствовать массам  $\pi^0$ -мезонов.

На рис. 6 показаны распределения  $u\bar{u}$ -комбинаций во всех случаях с  $2u$ ,  $3u$ ,  $4u$ ,  $5u$  и  $6u$ . В каждом из распределений получается четко выраженный пик, соответствующий массе  $\pi^0$ -мезона.

#### Л и т е р а т у р а

1. З.С. Стругальский. Материалы совещания по методике пузырьковых камер. Препринт ОИЯИ № 796, Дубна 1961;  
Л.П. Коновалова, Л.С. Охрименко, З.С. Стругальский, Препринт ОИЯИ Р-700, Дубна 1961; ПТЭ № 6, (1961).
2. O. Szwedowski, J. Danysz, Z. S. Strugalski. *Acta Physica Polonica*, 2 (1), 609 (1968);  
Препринт ОИЯИ Р-1144, Дубна 1962.
3. Б. Ничипорук, З.С. Стругальский. Препринт ОИЯИ № 1989, Дубна 1965.
4. С.З. Биленький. Лавинные процессы в космических лучах, Москва, Гостехиздат, 1948.
5. Z. S. Strugalski and T. Siemlarczyk, *Phys. Lett.* 13, 347 (1964).
6. М. Дашкевич, Б. Словинский, З.С. Стругальский. Препринт ОИЯИ Р-2736, Дубна 1966. ЯФ (в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 мая 1967 г.

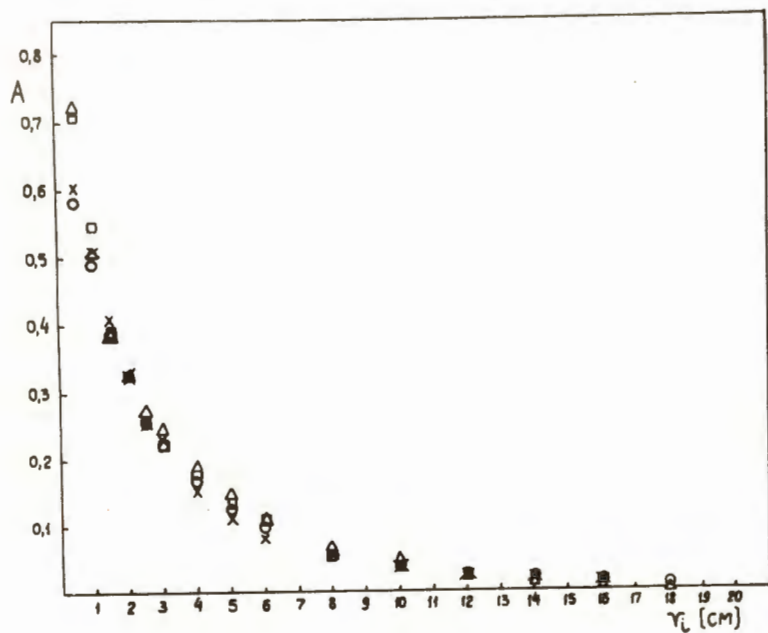


Рис. 1. Распределение длин  $r_1$  следов  $e^+$  и  $e^-$  в ливнях с разными суммарными пробегами  $R$  : 1)  $\Delta$   $R = 42 - 77$  см; 2)  $\circ$   $R = 78 - 143$  см; 3)  $\times$   $R = 144 - 260$  см; 4)  $\square$   $R > 260$  см.

$$A = \alpha \frac{N(>0)}{N(>2 \text{ см})}$$

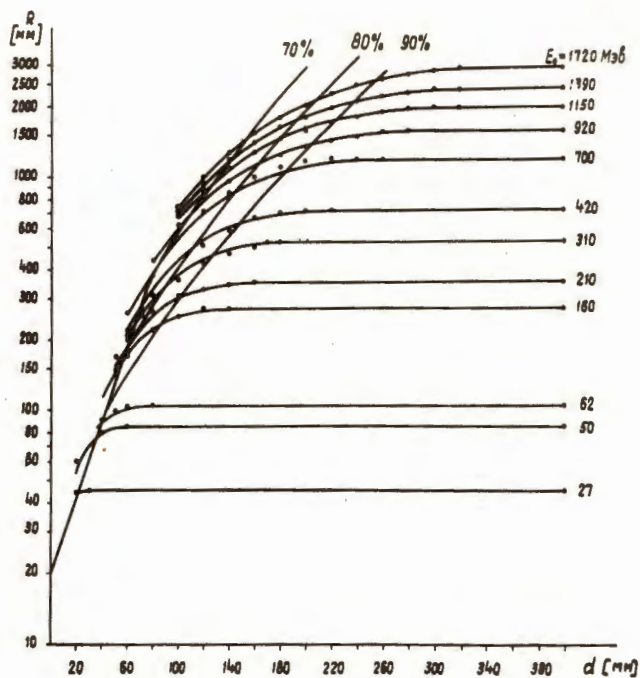


Рис. 2. Набор кривых  $E_y = f(R, d)$ , рассчитанных по формуле (1).  
Кружками обозначены точки, полученные из эксперимента.

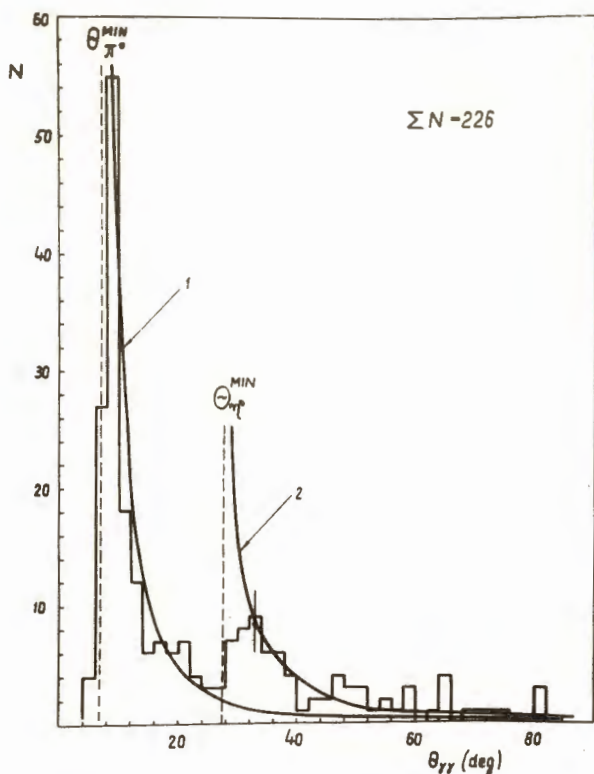


Рис. 3. Распределение случаев  $\pi^+ + \text{Xe}$  взаимодействий с одной заряженной вторичной частицей и  $2\gamma$ -квантами (предполагаемая реакция  $\pi^+ + p \rightarrow X_{\pi^0, \eta^0} + 2\gamma + p$ ) по углу разлета  $\gamma$ -квантов  $\theta_{\gamma\gamma}$ . 1 - теоретическая кривая для  $\pi^0$ -мезонов, генерированных в реакции  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + p$  при 2,4 ГэВ/с; 2 - теоретическая кривая для  $\eta^0$ -мезонов из реакции  $\pi^+ + p \rightarrow \eta^0 + p$  при 2,4 ГэВ/с.



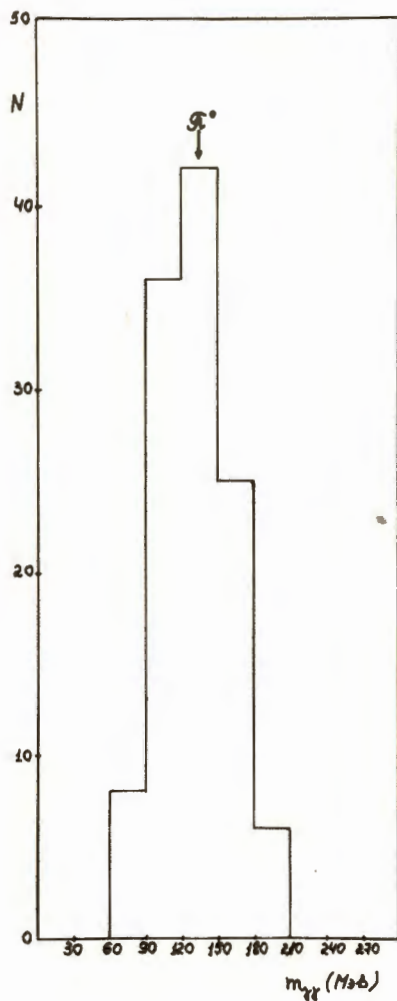


Рис. 4. Распределение случаев с  $\theta_{\gamma\gamma} \leq 24^\circ$  по эффективным массам  $m_{\gamma\gamma}$ .

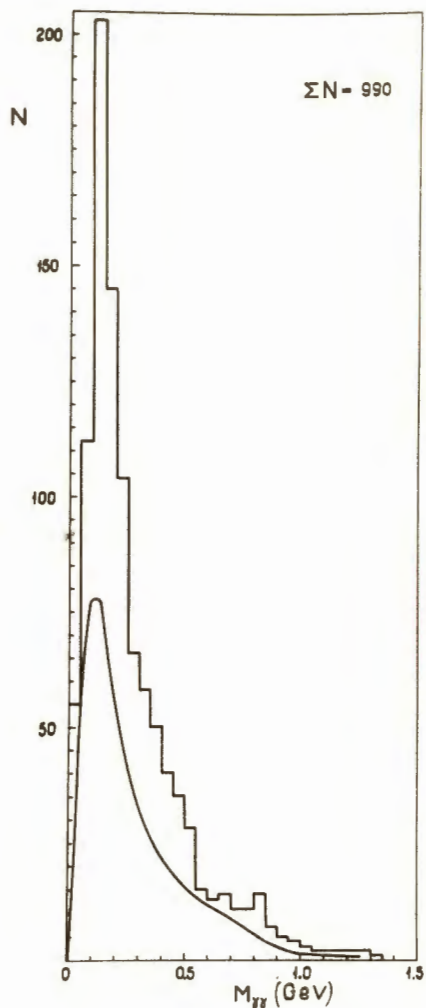


Рис. 5. Распределение  $m_{\gamma\gamma}$  в случаях с 4  $\gamma$ -квантами. Сплошная кривая - фон, рассчитанной по методу Монте-Карло и нормированный в области значений  $m_{\gamma\gamma} \leq 90$  Мэв.

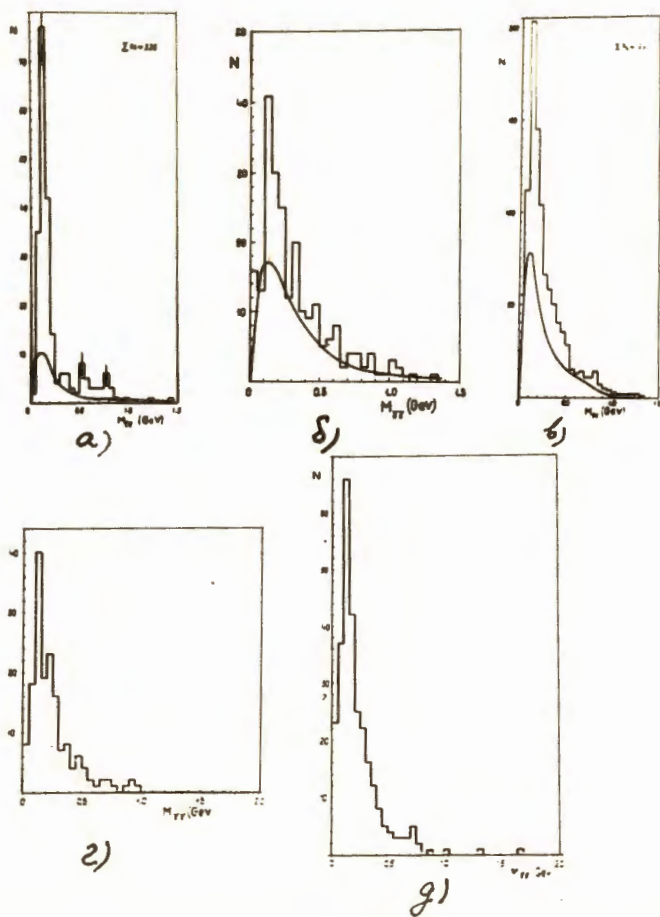


Рис. 6. Распределение эффективных масс  $m_{\gamma\gamma}$  в случаях с разным числом  $K$   $\gamma$ -квантов: а)  $K=2$  ; б)  $K=3$  , в)  $K=4$  , г)  $K=5$  , д)  $K=6$ .