

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ $\gamma$ -КВАНТОВ ИЗ ( $d$ — ПРОПАН)-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ $P_d = 1,25$ ГэВ/с на нуклон

Ю.А.Троян, М.Я.Чубарян, Е.Б.Плеханов,  
В.Н.Печенов, Н.С.Григалашвили\*

Представлены результаты анализа энергетического спектра  $\gamma$ -квантов из ( $d + C_3H_8$ )-взаимодействий при импульсе налетающего дейтрона  $P_d = 1,25$  ГэВ/с на нуклон. Обнаружены 4 особенности при энергиях 30, 60, 120 и 165 МэВ со статистическими значимостями на уровне 2—4 стандартных отклонений. Рассматривается гипотеза излучения  $\gamma$ -квантов возбужденными дибарионными состояниями.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Energy Spectra of $\gamma$ -Quanta from $d$ — Propane Interactions at Momentum $P_d = 1.25$ GeV/c per Nucleon

Yu.A. Troyan et al.

The results of the analysis of the energy spectra of  $\gamma$ -quanta from  $d + C_3H_8$  interactions are presented at deuteron beam momentum  $P_d = 1.25$  GeV/c per nucleon. Four peculiarities at energies of 30, 60, 120 and 165 MeV with statistical significances at a level of 2—4 standard errors were observed. The hypothesis of  $\gamma$ -quanta emission by excited dibaryon states is investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

#### 1. Введение

В серии работ, посвященных поиску и исследованию узких дибарионных резонансов (см., например [1—3]), выполненных на материалах с 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, экспонированной в пучках монохроматических нейтронов различных энергий, показано, что найденные особенности имеют малые ширины — порядка  $1 \text{ МэВ}/c^2$ . В опытах по поиску резонансов в упругом рассеянии протонов

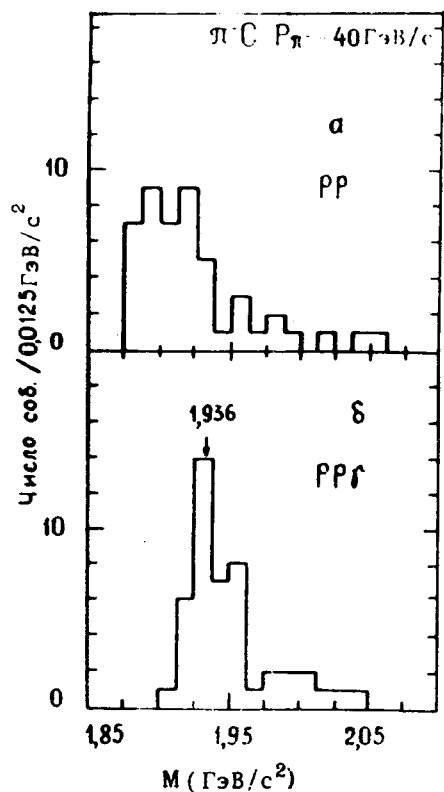
---

\*Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

на протонах [4,5] получены оценки ширины таких состояний, равные долям  $\text{МэВ}/c^2$ .

При таких малых ширинах вероятность распада по электромагнитному каналу может составить заметную долю всех возможных распадов дибарионных резонансов. Регистрация  $\gamma$ -кванта от распада дибарионного резонанса по электромагнитному каналу, в условиях отсутствия других источников  $\gamma$ -излучения с энергиями в несколько десятков  $\text{МэВ}$ , сильно снижает фон по сравнению с остальными методами излучения спектров эффективных масс.

В [6] рассмотрена возможность распада узких дипротонных резонансов по каналу  $(BB^*) \rightarrow ppr$  и получен слабо обоснованный статистически вывод о концентрации событий в системе  $ppr$  около массы  $1936 \text{ МэВ}/c^2$  при отборе  $\gamma$ -квантов, лежащих в энергетическом интервале  $10 < E_\gamma < 50 \text{ МэВ}$  (см.рис.1б). Работа была выполнена на материалах с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Обращает на себя внимание низкий уровень фона под пиком. На рис.1а изображен соответствующий этим условиям отбора спектр эффективных масс двух протонов.



В [7] на значительно большей статистике исследовалась система  $ppr$ , результат представлен на рис.2. После обработки данных получены сигналы от четырех резонансов с массами  $(1959 \pm 1)$ ,  $(2014 \pm 2)$ ,  $(2052 \pm 2)$  и  $(2159 \pm 3) \text{ МэВ}/c^2$  соответственно. Число стандартных отклонений от фона 4,6; 4,8; 2,6; 3,5.

В [8] обнаружен резонанс в системе  $pp$  в районе  $1960 \text{ МэВ}/c^2$ . Для этого района масс фон для системы

Рис.1. а — Распределение эффективных масс двух протонов из  $\pi^-C$ -взаимодействий в двухметровой пропановой камере при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ}/c$  для событий с  $10 < E_\gamma < 50 \text{ МэВ}$ ; б — распределение эффективных масс  $ppr$ -комбинаций для событий с  $10 < E_\gamma < 50 \text{ МэВ}$  из  $\pi^-C$ -взаимодействий в 2-метровой пропановой камере при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ}/c$

$pp$  составляет  $\approx 80\%$ , а для системы  $pp\gamma \approx 40-50\%$ . Как видно, наличие в событии  $\gamma$ -кванта большой энергии ( $E_\gamma > 20$  МэВ) «метит» резонанс и значительно снижает долю ложных комбинаций. При достаточной статистике изучение системы  $pp\gamma$  может дать много новых сведений о квантовых числах резонансов, каскадных переходах, размерах и конфигурациях изучаемых систем и т.д. В работе [7] установлена приблизительно равная вероятность распада резонанса с массой в районе  $1960$  МэВ/ $c^2$  по каналам  $pp$  и  $pp\gamma$ .

В работе [6] мы предложили эксперимент по поиску радиационных распадов узких дипротонных резонансов на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной дейтронами с импульсом  $1,25$  ГэВ/с на нуклон. Выбор энергии обусловлен тем, что эта энергия ниже порога рождения дополнительного  $\pi^0$ -мезона. В то же время на 1-метровой пузырьковой водородной камере нами получена большая информация о реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$  при импульсе  $P_n = 1,25$  ГэВ/с, есть возможность сравнения результатов этих двух экспериментов.

Цель настоящей статьи — изложить методическую сторону работы с событиями в пропановой камере, содержащими  $\gamma$ -кванты, и представить предварительные результаты о спектрах наблюдавшихся  $\gamma$ -квантов в данных условиях эксперимента.

## 2. Методика эксперимента

Пропановая пузырьковая камера позволяет регистрировать  $\gamma$ -кванты с эффективностью  $(12 \pm 2)\%$ , определять с хорошей средней точностью импульс  $\gamma$ -кванта (около  $15\%$  для  $\gamma$ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам), определять углы вылета вторичных частиц со средней точностью  $0,5^\circ$ , а также благодаря  $4\pi$ -геометрии практически без потерь регистрировать все заряженные частицы.

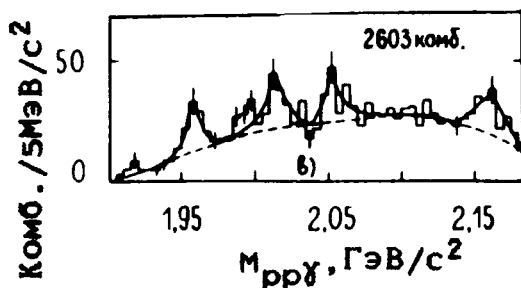


Рис.2. Спектр эффективных масс  $M_{pp\gamma}$  для  $P_p > 260$  МэВ/с. Сплошная линия — результат аппроксимации спектра полиномом 3-й степени и суммой функции Брейта — Вигнера. Штриховая линия — вклад фона [7]

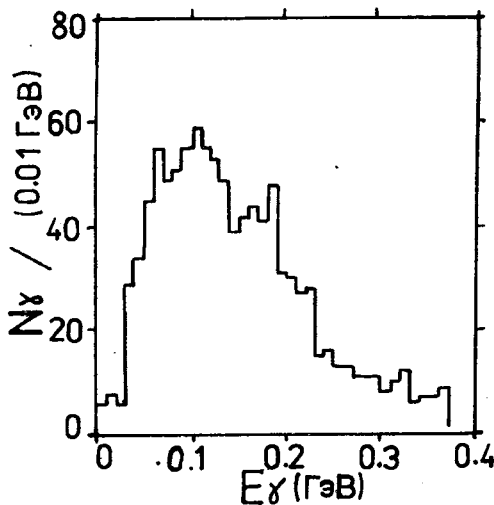


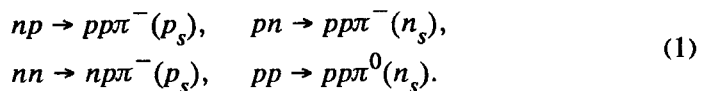
Рис.3. Спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам без учета геометрического веса

Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой ( $C_3H_8$ ) камеры ОИЯИ, экспонированной в пучках дейтронов с импульсом  $P_d = 1,25$  ГэВ/с на нуклон. Примесь посторонних частиц в пучке не превышала 3%. Камера располагалась в магнитном поле со средней напряженностью  $B = 1,5$  Тл.

Отобрано и измерено около 12000 событий со следующими тремя топологиями:

- 1) Отобраны все звезды, с которыми связано не менее одной электрон-позитронной пары или одиночного комптон-электрона;
- 2) Отобраны все 3-лучевые звезды с одним отрицательным треком;
- 3) Отобраны все 4-лучевые звезды с одним отрицательным треком.

Выбор энергии и отбор топологий обусловлен поставленной задачей поиска дибарионных резонансов и их радиационного распада. При этом сечение рождения второго пиона в ( $d$  — пропан)-взаимодействиях ничтожно мало. Приведем возможные в данных взаимодействиях реакции:



В скобках указаны нуклоны-спектаторы от налетающего дейтрона.

На рис.3 приведен энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленный по электрон-позитронным парам без учета геометрического веса. Видны аномальные выбросы, не характерные для спектра  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезона [9]. Также заметен сильный провал при малых энергиях  $\gamma$ -кванта, что можно объяснить плохой эффективностью восстановления  $\gamma$ -квантов с энергией меньше 40 МэВ.

Из уравнений для комптон-эффекта:

$$E_e - \mu = \frac{k_0^2(1 - \cos(\theta))}{\mu + k_0(1 - \cos(\theta))},
 \tag{2}$$

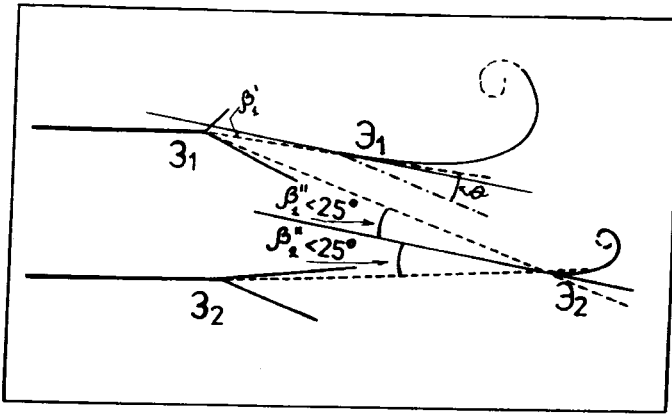


Рис. 4. Вероятный случай на фотоснимке с двумя звездами ( $Z_1$  и  $Z_2$ ) и с двумя электронами ( $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$ ), где  $\mathcal{E}_1$  может быть образован  $\gamma$ -квантом, испущенным из одной звезды  $\mathcal{E}_1$ , а  $\mathcal{E}_2$  может быть образован  $\gamma$ -квантом, испущенным из двух звезд  $Z_1$  и  $Z_2$ .

$$\cos(\beta) = (1 + G) \sqrt{\frac{1 - \cos(\theta)}{2 + G(G + 2)(1 - \cos(\theta))}}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — угол электрона отдачи,  $\theta$  — угол рассеяния  $\gamma$ -кванта (рис.4),  $k_0$  — искомая энергия  $\gamma$ -кванта,  $\mu$  — масса электрона,  $G = k_0/\mu$ ,  $E_e$ ,  $P_e$  — энергия и импульс комптон-электрона. Легко получить

$$G = \frac{(E_e - \mu) + P_e * \cos(\beta)}{(E_e + \mu) * \cos^2(\beta) - (E_e - \mu)}. \quad (4)$$

Из условия  $G > 0$  получаем ограничения на угол  $\beta$ . Например, для

$$P_e = 3 \text{ МэВ/с} - \beta < 23,3^\circ,$$

$$P_e = 30 \text{ МэВ/с} - \beta < 7,4^\circ,$$

$$P_e = 100 \text{ МэВ/с} - \beta < 4,0^\circ,$$

Будем отбирать комптон-электроны с импульсом больше 3 МэВ/с, т.е. с углом отдачи  $\beta < 25^\circ$  (с учетом точности определения углов на просмотрных столах). Электроны с импульсом, меньшим 3 МэВ/с, мы не рассматриваем из-за плохой точности измерения.

Энергия  $\gamma$ -кванта равна  $k_0 = \mu * G$ .

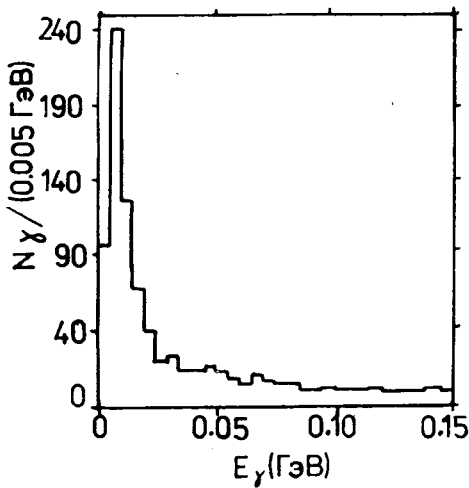


Рис.5. Спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленных по комптон-электронам без учета весов.

Эту проблему можно решить, если отнормировать сумму вероятностей принадлежности электрона к разным звездам на 1. На рис.4 изображен случай, где электрон  $\mathcal{E}_2$  по правилам отбора ( $\beta < 25^\circ$ ) может принадлежать двум звездам  $\mathcal{Z}_1$  и  $\mathcal{Z}_2$ . Вероятность принадлежности электрона

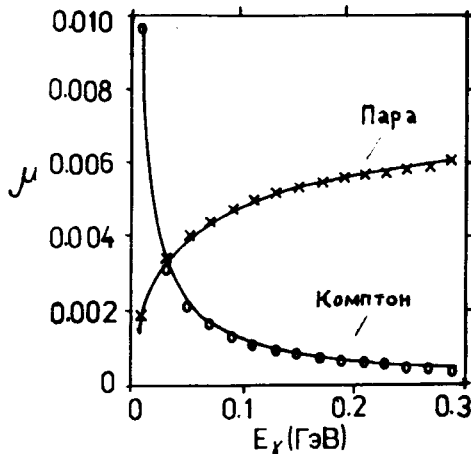


Рис.6. График зависимостей от энергии коэффициентов прохождения через пропан ( $\mu_k$  и  $\mu_n$ ) для  $\gamma$ -квантов, образующих комптон-электрон и электрон-позитронную пару

Все величины для определения энергии  $k_0$  могут быть измерены в нашем эксперименте.

На рис.5 приведен энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленный по комптон-электронам, без учета весов. Как видно из этого рисунка, события в основном расположены в районе 5—10 МэВ.

Зная сечение комптон-эффекта  $\sigma_k$ , можно дать вероятностную оценку принадлежности комптон-электрона к данной звезде. Но теоретическая оценка не учитывает того факта, что электрон может быть образован  $\gamma$ -квантом, испущенным из дру-

гой звезды. Вероятность принадлежности электрона  $\mathcal{E}_2$  к  $\mathcal{Z}_1$ , оцененную по формулам комптон-эффекта, обозначим  $W_1$ , а вероятность принадлежности  $\mathcal{E}_2$  к  $\mathcal{Z}_1$  с учетом наличия двух звезд —  $W'$ , и, соответственно, для  $\mathcal{Z}_2$  —  $W_2$  и  $W''$ . Искомые вероятности будут равны:  $W' = W_1/W$ ,  $W'' = W_2/W$  (здесь  $W = W_1 + W_2$  с учетом нормировки  $W' + W'' = 1$ ). Эти вероятности для каждого электрона мы вводим в общий вес, куда входят и геометрические характеристики камеры.

Геометрический вес определяется по следующим формулам:

$$W_k = \frac{1}{\mu_k/(\mu_k + \mu_n)} \cdot (1 - \exp(x(\mu_k + \mu_n))), \quad (6)$$

$$W_n = \frac{1}{\mu_n/(\mu_k + \mu_n)} \cdot (1 - \exp(x(\mu_k + \mu_n))), \quad (7)$$

где  $W_k$  — искомый геометрический вес для  $\gamma$ -квантов, восстановленных с помощью комптон-электронов, а  $W_n$  — восстановленных с помощью электрон-позитронных пар,  $\mu = n\sigma$  — коэффициенты прохождения ( $\sigma$  — соответствующие сечения,  $n = 1,45 \cdot 10^{23}/\text{см}^3$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$  пропана). На рис.6 приведены графики зависимости коэффициентов прохождения  $\gamma$ -квантов в пропане при образовании пар  $\mu_n$  и комптон-эффекте  $\mu_k$  от энергии  $\gamma$ -кванта. Видно, что при  $E_\gamma < 0,1 \text{ ГэВ}$   $\mu_n$  и  $\mu_k$  сопоставимы по величине.

Средние веса, вычисленные с помощью формул (6), (7) для  $\gamma$ -квантов, соответственно равны  $W_k = 7,5$  и  $W_n = 8,3$ .

Для определения относительных ошибок измерения энергий  $\gamma$ -квантов все экспериментально измеряемые параметры разыгрывались по методу Монте-Карло, и вычислялись значения энергий после этого розыгрыша. Вычислялась величина  $\sigma$  для распределения разницы между значениями энергий до и после розыгрыша в каж-

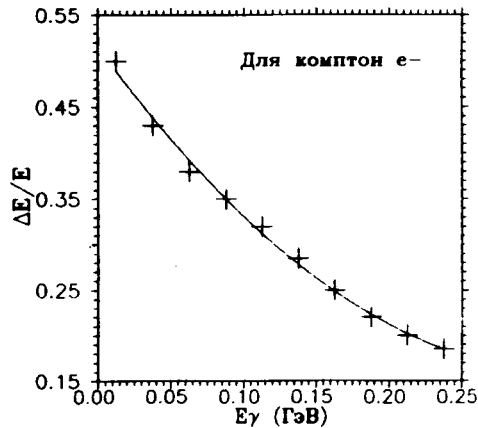


Рис.7. Распределение относительных ошибок ( $\Delta E/E$ ) для энергии  $\gamma$ -квантов, восстановленных по комптон-электронам

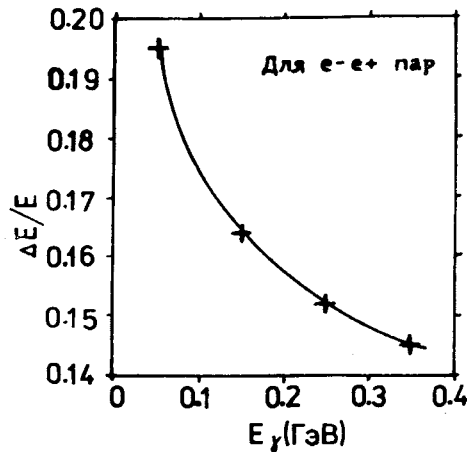


Рис.8. Распределение относительных ошибок ( $\Delta E/E$ ) для энергии  $\gamma$ -квантов, восстановленных по электрон-позитронным парам

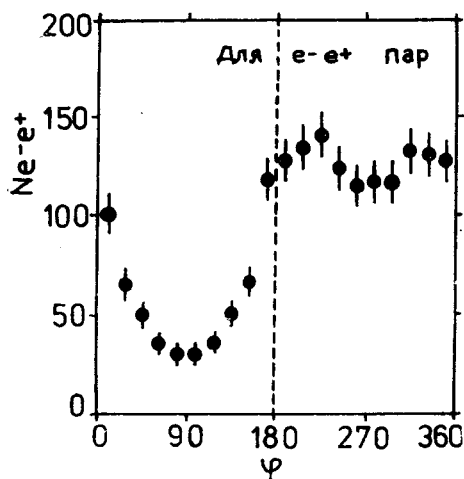


Рис.9. Распределение по азимутальному углу  $\varphi$  числа электрон-позитронных пар

зитронов около дна камеры. На рис.9 показано распределение числа электрон-позитронных пар (для комптон-электронов принципиальной разницы нет) по азимутальному углу  $\varphi$  (угол  $\varphi$  определяется в плоскости, перпендикулярной пучку). Видны существенные потери в нижней половине камеры. Для выяснения влияния этого обстоятельства на возможные качественные изменения спектра мы приводим на рис.10 спектры  $\gamma$ -квантов при  $\varphi > 180^\circ$

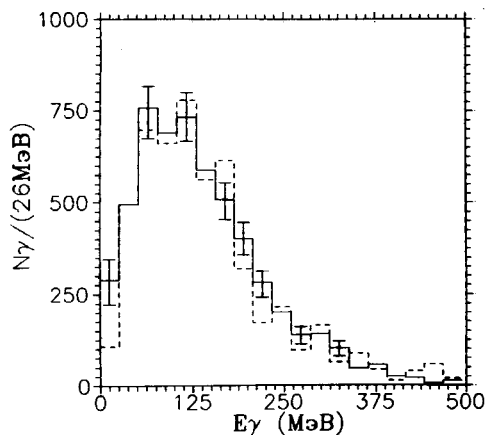


Рис.10. Спектры  $\gamma$ -квантов при  $\varphi > 180^\circ$  (сплошная гистограмма) и при  $\varphi < 180^\circ$  (пунктирная гистограмма)

дом выбранном интервале энергий. Далее бралось отношение  $\sigma$  к среднему значению энергии для данного энергетического интервала, что, собственно, и есть относительная ошибка измерения энергии  $\gamma$ -кванта для данного интервала энергий. На рис.7 и 8 приведены распределения относительных ошибок ( $\Delta E/E$ ) для энергии  $\gamma$ -квантов, определенных по комптон-электронам и по электрон-позитронным парам.

При изучении энергетических спектров  $\gamma$ -квантов в 2-метровой пропановой камере ТПК-500 нельзя не учитывать возможных потерь электронов и позитронов. Видно, что существенных различий в спектрах в пределах статистики нет, кроме первого бина ( $E < 26$  МэВ), что свидетельствует о потерях около дна камеры, в основном малоэнергетичных электрон-позитронных пар. Эта область нами рассматриваться не будет из-за плохой точности измерения.



### 3. Физические результаты

При исследовании любых спектров необходимо как можно более точно определить фоновые эффекты. При изучении спектра  $\gamma$ -квантов в интервале энергии от 1 МэВ до 1 ГэВ представляются существенными вклады от следующих процессов: а) распад  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ; б) тормозное излучение вторичных заряженных частиц; в) излучение ядерных гигантских резонансов; г) излучение радиоактивных ядер.

а. Схожесть кинематических характеристик  $\pi^-$  и  $\pi^0$  (см. (1)) в нашем эксперименте позволяет смоделировать спектр  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$  из реакции  $pp \rightarrow p\pi^0$  измерением заряженных  $\pi^-$  (из реакции  $pp \rightarrow p\pi^-$  при  $P_n = 1,25$  ГэВ/с). На рис.11 показан смоделированный спектр от  $\pi^0 \equiv \pi^- \rightarrow 2\gamma$  в виде гистограммы. Видно, что в области энергии 70 МэВ существует плато, обусловленное потерями отбора и измерений малоэнергичных  $\pi^-$ -мезонов, что не позволяет использовать этот спектр в качестве фона.

Истинный спектр без потерь мы восстанавливаем, аппроксимируя гистограмму полиномом 6-й степени (наилучшее описание). Аппроксимирующая кривая имеет максимум при 70 МэВ, что совпадает с другими экспериментальными данными и с расчетами по кинематике распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  [9]. В дальнейшем мы будем пользоваться этой кривой

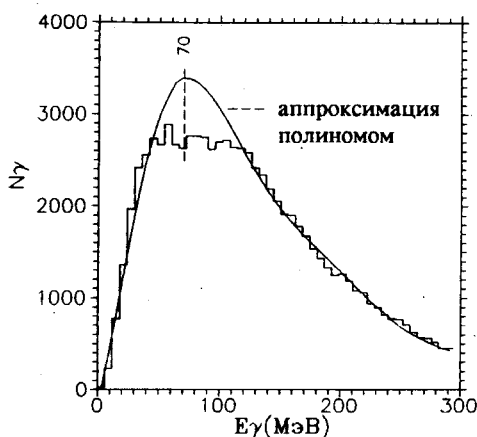


Рис.11. Смоделированный спектр  $\gamma$ -квантов от  $\pi^0 \equiv \pi^- \rightarrow 2\gamma$

в качестве фоновой для  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, нормируя ее на число  $\gamma$ -квантов в области пика от  $\pi^0$ . На рис.12, где изображен спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленный по комптон-электронам, этот фон проведен пунктиром.

б. Для моделирования тормозного излучения мы воспользовались формулами из работы [10]. На рис.12 треугольниками изображен максимально возможный фон от тормозных  $\gamma$ -квантов.

в. В монографии [11] автор показывает, что в области энергии от 10 до 25 МэВ сечение дипольного и квадрупольного излучения от гигант-

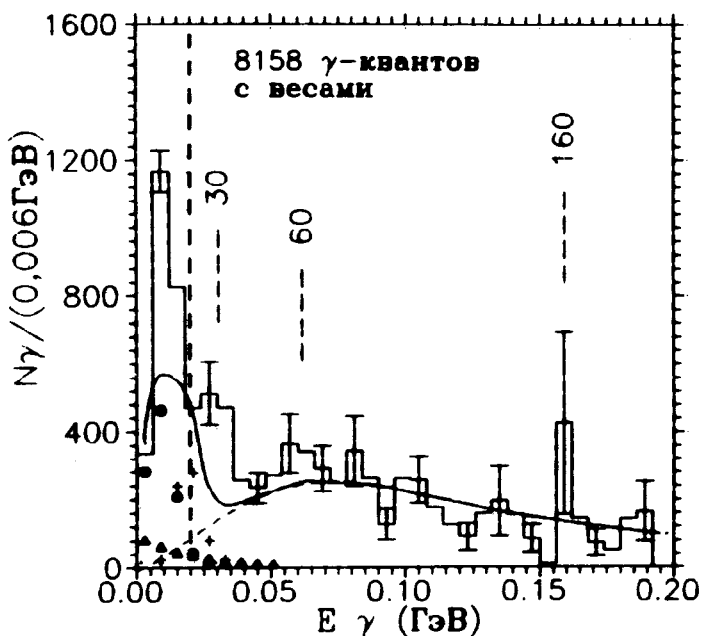


Рис.12. Спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленных с помощью комптон-электронов

ских резонансов в 6—7 раз превышает сечение обычного тормозного излучения. На рис.12 этот эффект показан крестиками.

$\gamma$ -кванты могут возникать от радиационного распада углерода пропана и вещества конструкции камеры. Смоделировать теоретически этот эффект очень сложно. Из экспериментальных данных, с помощью которых можно дать его эмпирическую оценку, мы остановились на результатах опыта, приведенных в работе [12], где получены спектры электронов, пар от  $\gamma$ -квантов и позитронов (рис.13) в пропановой камере ТПК-500 (облученной протонами с импульсом 5 ГэВ/с), работавшей в режиме регистрации запаздывающего излучения ядер. Данные этого эксперимента свидетельствуют о том, что верхняя граница спектра  $\gamma$ -квантов не превышает 15 МэВ, а форма спектра в этой области энергий совпадает со спектром  $\gamma$ -квантов, восстановленным нами с помощью комптон-электронов (рис.12), что дает основание для качественной интерпретации малоэнергичной части спектра. Количественное сравнение можно сделать весьма приближенно из-за различия интенсивностей пучка, невозможности удовлетворительного определения геометрического веса для электронов и пар запаздывающего излучения ядер, несовпадения эффективной области регистрации частиц, отличия первич-

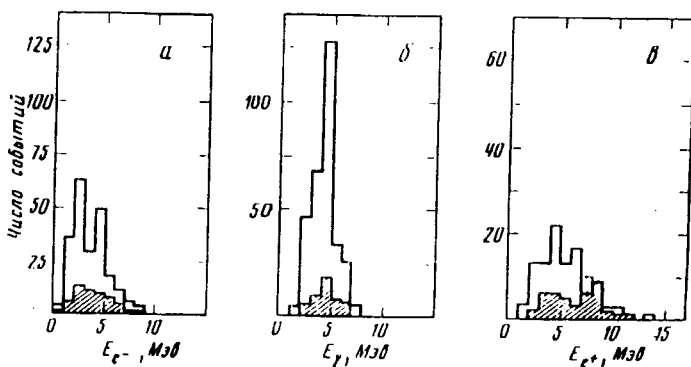


Рис.13. Спектры заряженных частиц в пропановой камере: а — электроны; б —  $\gamma$ -кванты; в — позитроны. Заштрихованные распределения для частиц в области первичного пучка (работа [12])

ного снаряда и др. На рис.12 форма спектра ядерного запаздывающего излучения обозначена черными кружками, без учета геометрического веса. В дальнейшем, учитывая эти сложности и точность определения энергии в этой области, мы будем анализировать спектр  $\gamma$ -квантов, начиная с 20 МэВ.

Два результирующих спектра  $\gamma$ -квантов, полученные разными методами, показаны на рис.12 и 14. На рис.12 приведен спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленный с помощью комптон-электронов, а на рис.14 — спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленный с помощью электрон-позитронных пар. На рис.12 сплошной кривой изображен суммарный фон от всех перечисленных явлений. Напомним, что фон в интервале до 20 МэВ (отделенный вертикальной пунктирной линией) приведен лишь для качественного описания спектра в этой области. В районе 30 МэВ отчетливо виден пик в двух бинах с 4-кратным стандартным отклонением от фона. В области энергии

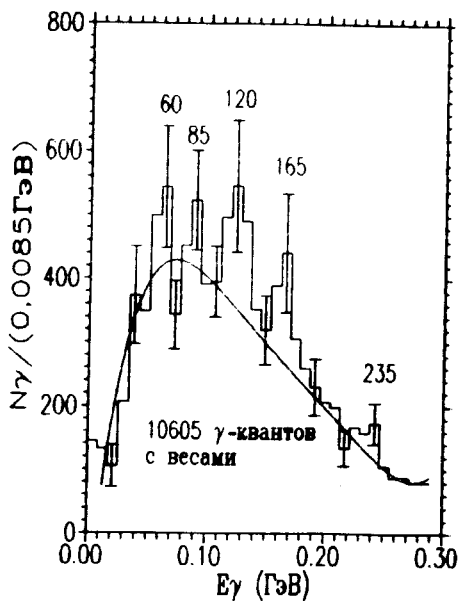


Рис. 14. Спектр  $\gamma$ -квантов, восстановленных с помощью электрон-позитронных пар

около 60 МэВ вырисовывается гораздо менее значимый пик, однако отметим тот факт, что практически все пики на рис. 13 и 14 совпадают. На рис. 14 хорошо выделяются три пика в областях энергий 60, 120, 165 МэВ.

#### 4. Заключение

1) Впервые восстановлен спектр  $\gamma$ -квантов с помощью одиночных комптон-электронов;

2) Показано, что при вычислении геометрического веса для  $\gamma$ -квантов в области энергий от 1 до 100 МэВ, кроме эффекта образования пар, необходимо учесть комптон-эффект;

3) Получено указание на возможность существования неизвестных до сих пор аномалий в спектре  $\gamma$ -квантов при 30, 60, 120, 165 МэВ.

Область энергии (МэВ)	30 ± 13	60 ± 11	120 ± 19	165 ± 18
Значимость эффекта (стандарт. откл.)	4,2	1,9	3,3	3,1

Более аккуратный учет фона, может привести к уменьшению значимости эффекта для особенности в спектре  $\gamma$ -квантов при  $E_\gamma = 30$  МэВ.

Объяснить полученные результаты известными эффектами не удастся. Мы предполагаем, что одно из возможных объяснений данного явления связано с радиационными эффектами при образовании или распаде дибарионных резонансов. Не исключается также возможность испускания  $\gamma$ -квантов возбужденными состояниями нуклонов или возбуждениями в системах протон — пион. Необходимо продолжить исследования корреляций  $\gamma$ -квантов с системами других частиц в звезде.

Мы выражаем благодарность профессору М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения некоторых вопросов, затрагиваемых в статье, и большую признательность Н.М.Капитоновой за помощь в обработке данных и в формировании DST, а также А.Ю.Трояну за помощь в подготовке статьи.

#### Литература

1. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988.
2. Троян Ю.А. и др. — ОИЯИ, Р1-90-78, Дубна, 1990.
3. Троян Ю.А. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, в.3, с.683.
4. Авдейчиков В.В. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.111.

5. Троян Ю.А. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.1301.
6. Бешлиу К. и др. — ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
7. Абдинов О.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ, Р1-88-102, Дубна, 1988.
8. Абдинов О.Б. и др. — ОИЯИ, Р1-86-11, Дубна, 1986.
9. Копылов Г.И. — Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
10. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Физматгиз, 1962.
11. Амусья М.Я. — Тормозное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1990.
12. Абдивалиев А. и др. — ЖЭТФ, 1979, т.77, в.1(7), с.20.

Рукопись поступила 30 сентября 1994 года.