

6-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3285



И.М. Василевский, В.В. Вишняков, А.Ф. Дунайцев,  
Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, А.А. Тяпкин

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

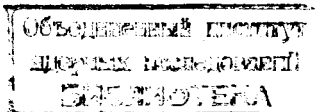
УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ  $\gamma$ -КВАНТОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ОСТАНОВКЕ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
В ВОДОРОДЕ

1967.

P1 - 3285

И.М. Василевский, В.В. Вишняков, А.Ф. Дунайцев,  
Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, А.А. Тяпкин

УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ  $\gamma$ -КВАНТОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ОСТАНОВКЕ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
В ВОДОРОДЕ



### В в е д е н и е

При остановке  $\pi^-$ -мезонов в водороде и захвате их протонами могут протекать реакции, сопровождающиеся вылетом двух  $\gamma$ -квантов:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n, \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \gamma + \gamma + n, \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow X^0 + n, \quad X^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (3)$$

где  $X^0$  - гипотетическая нейтральная частица с массой, меньшей  $138,3 \text{ Мэв}/c^2$ .

Исследование угловой корреляции  $\gamma$ -квантов (распределение пар  $\gamma$ -квантов по углу между ними) позволяет с высокой точностью определить разность масс заряженного и нейтрального пионов  $\Delta\mu$  <sup>/1/</sup>. Знание этой величины необходимо для вычисления вероятности ряда фундаментальных процессов: пион-нуклонного рассеяния, бета-распада пиона и др. Измерение разности масс  $\Delta\mu$  в реакции (1) является в настоящее время практически единственным способом точного определения массы нейтрального пиона.

Величина  $\Delta\mu$  впервые была определена Панофским, Амодтом и Хедли <sup>/2/</sup> на основании исследования энергетического спектра  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакции (1). Уже в этой первой работе  $\Delta\mu$  была найдена с точностью  $1 \text{ Мэв}/c^2$ , т.е. лучшей, чем 1% от массы пиона. В дальнейшем точность этого метода была увеличена еще в 5 раз <sup>/3/</sup> (см. таблицу в конце статьи).

Измерение функции угловой корреляции  $\gamma$ -квантов в реакции (1) дает возможность определить  $\Delta\mu$  с существенно большей точностью.  $\gamma$ -кванты, образующиеся в реакции (1), коррелированы между собой так, что основная масса их испускается под углами  $\theta$ , близкими к критическому углу.

$$\theta_k = \arccos(1 - 2\beta^2), \quad (4)$$

где  $\theta$  - угол, дополнительный к углу разлета двух  $\gamma$ -квантов,  $\beta c$  - скорость  $\pi^0$ -мезона, связанная с  $\Delta\mu$  соотношением

$$\Delta\mu = [m_n^2 + (m_{\pi^-} + m_p)^2 \beta^2 \gamma^2]^{1/2} - m_p \gamma + m_{\pi^-} (\gamma - 1). \quad (5)$$

Здесь  $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$ ,  $\Delta\mu = m_{\pi^-} - m_{\pi^0}$ ,  $m_{\pi^-}$ ,  $m_{\pi^0}$ ,

$m_p$  и  $m_n$  - массы  $\pi$ -мезонов, протона и нейтрона.

Функция угловой корреляции (рис. 1) имеет следующий вид:

$$F(\theta) = \begin{cases} [\beta(1 + \cos\theta)^{3/2} (\cos\theta - \cos\theta_k)^{1/2} \gamma^2]^{-1}, & \theta \leq \theta_k, \\ 0 & \theta > \theta_k. \end{cases} \quad (6)$$

Угловая корреляция  $F(\theta)$  изучалась в ряде работ<sup>/4,1,5/</sup>. В последней из них точность определения  $\Delta\mu$  была доведена до 0,03 Мэв/с<sup>2</sup>. Целью настоящей работы являлось дальнейшее снижение погрешности определения  $\Delta\mu$  до уровня, достигнутого в исследованиях<sup>/6/</sup>, где использовалась методика измерения времени пролета нейтрона (см. таблицу в конце статьи).

В ряде работ<sup>/7-12/</sup> обсуждалась возможность существования наряду с обычным  $\pi^0$ -мезоном и второго, изоскалярного  $\pi^0$ -мезона. В частности, Балдиным и Комаром<sup>/10-12/</sup> было указано на возможность существования  $\pi_0^0$ -мезона, обладающего следующими свойствами:

- 1) спин и четность та же, что у  $\pi^0$ -мезона, G-четность равна 1;
- 2)  $m_{\pi_0^0} \approx m_{\pi^0}$ ,  $m_{\pi_0^0} > m_{\pi^0}$ ;
- 3) константа взаимодействия  $\pi_0^0$ -мезона с нуклоном  $f_0$  меньше аналогичной константы  $f$  для обычного  $\pi^0$ -мезона:  $f_0^2 < 0,1 f^2$ ;

$F(\theta)$ , отн. ед.

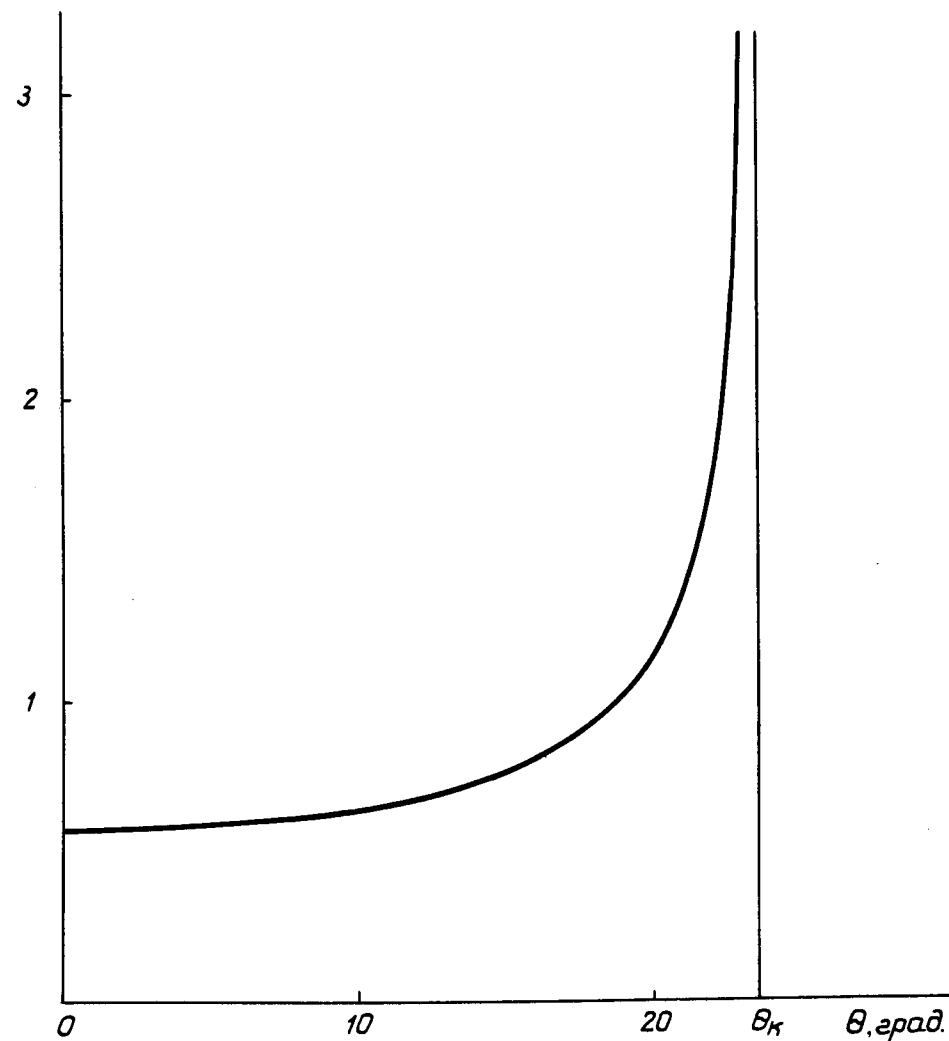


Рис. 1. Угловая корреляция  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде  $\pi^0$ -мезонов в реакции (1).

4) время жизни  $\pi^0$ -мезона велико по сравнению с временем жизни  $\pi^0$ -мезона  $\tau_{\pi^0} : \tau_{\pi^0} > 10 \tau_{\pi^0}$ ;

5) типы распада: основной -  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$   
возможный -  $\pi^0 \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ .

Если  $\pi^0$ -мезон (или другая, распадающаяся на два  $\gamma$ -кванта нейтральная частица  $X^0$ , с массой меньшей  $138,3 \text{ Мэв}/c^2$ ) существует, то функция угловой корреляции  $F(\theta)$  наряду с пиком в области  $23^\circ$  (рис. 1), связанным с распадом обычного  $\pi^0$ -мезона, должна иметь еще один пик при  $\theta_{k_2}$ , соответствующем массе второго мезона. В случае, если второй нейтральный мезон имеет массу  $135 < m_{\pi^0} < 138,3 \text{ Мэв}/c^2$ , этот пик располагается в области малых углов  $\theta < \theta_{k_1}$ , для более легких  $X^0$ -частиц пик располагается в области больших углов. Таким образом, исследование угловой корреляции  $\gamma$ -квантов является одним из методов поиска нейтральных мезонов<sup>/1/</sup>.

Экспериментальным поискам второго нейтрального мезона было посвящено несколько работ<sup>/1,13-16/</sup>. В последней из них был установлен наиболее низкий предел для относительного вклада  $\pi^0$ -мезона (от  $2 \cdot 10^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{-2}$  в области  $1,3 < m_{\pi^0} < 4 \text{ Мэв}/c^2$ ). В этой работе наблюдался второй максимум в функции  $F(\theta)$  в области углов  $\theta \approx 13^\circ$ , который мог быть интерпретирован либо как результат статистической флуктуации (вероятность такой флуктуации 5%), либо как указание на возможное существование второго нейтрального мезона с массой около  $137 \text{ Мэв}/c^2$ , вклад которого в реакцию (1) равен  $(1,8^{+2,2}_{-1,0})\%$ . Ввиду статистической неопределенности этого результата данные об  $F(\theta)$  необходимо было уточнить<sup>/16/</sup> при помощи аппаратуры с более высоким разрешением.

Реакция (2), вероятность которой, по оценке Балдина, составляет около  $10^{-4}$ , до настоящего времени не наблюдалась. В отличие от перезарядки (1)  $\gamma$ -кванты испускаются в реакции (2) в широком интервале углов, а  $F(\theta)$  имеет пологий максимум в районе  $\theta \approx \pi/2$ . Поэтому исследование угловой корреляции  $\gamma$ -квантов в области больших углов  $\theta$  является одним из методов наблюдения реакции (2).

Наконец, изучение  $F(\theta)$  в области углов  $\theta > \theta_k$  является одним из методов<sup>/17/</sup> поиска малоинтенсивного распада

$$\pi^0 \rightarrow 3\gamma, \quad (7)$$

представляющего большой интерес в связи с тем, что исследование его позволяет проверить сохранение  $C$ -четности. Верхняя граничная оценка вероятности этого распада к моменту выполнения настоящей работы<sup>/18/</sup> находилась на уровне  $2,5 \cdot 10^{-2}$ <sup>/17/</sup>.

## Постановка опыта

Схема эксперимента, выполненного на синхротроне ЛЯП ОИЯИ, представлена на рис. 2.  $\pi^-$ -мезоны с начальной энергией 75 Мэв проходили через тормозящие фильтры Ф, черенковский счетчик Ч, два сцинтилляционных счетчика  $C_1$  и  $C_2$  и останавливались в жидководородной мишени М.  $\pi^-$ -мезоны и другие заряженные частицы, прошедшие мишень, регистрировались счетчиком антисовпадений  $C_3$ . Вылетающие из мишени пары  $\gamma$ -квантов регистрировались годоскопической установкой, содержащей 17 сцинтилляционных счетчиков С, расположенных по кругу диаметром 2 м и трех рядов ( $A, \Gamma_1, \Gamma_2$ ) газоразрядных счетчиков, работающих в режиме управляемого импульсного питания. Ряд счетчиков А использовался для отделения заряженных частиц, вылетевших из мишени. Свинцовый конвертор К помещался перед рядом счетчиков  $\Gamma_1$ .

Фотография экспериментальной установки показана на рис. 3. Существенной особенностью установки является ее осевая симметричность. Вследствие этой симметрии влияние систематических погрешностей измерений было резко снижено по сравнению с предыдущими экспериментами.

## Аппаратура

### 1. Сцинтилляционные счетчики

Сцинтилляционные счетчики годоскопической установки (С) имели сцинтилляторы размером  $35 \times 15 \times 1$  см. Сцинтилляторы были приклеены оптическим клеем к плексигласовым световодам, соединенным при помощи силиконовой оптической замазки с фотоэлектронными умножителями 56 АУР. Фотоумножители экранировались от рассеянных магнитных полей многослойным цилиндрическим экраном, содержащим отожженный пермаллой и трансформаторное железо. Все счетчики были оснащены калиброванными импульсными источниками света<sup>/19/</sup> и индикаторами пробоя фотоумножителей.

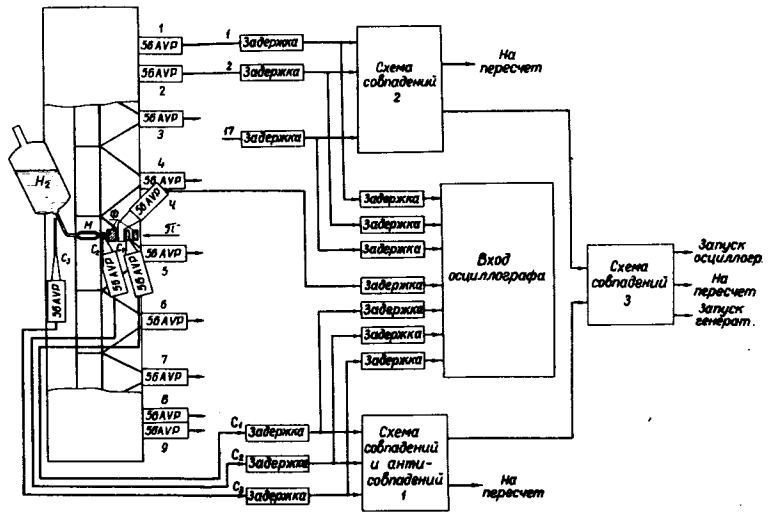
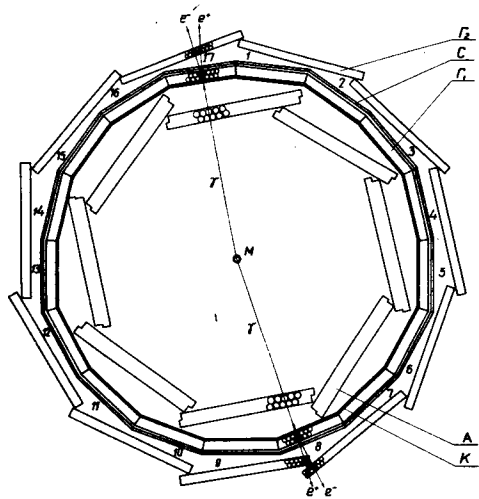


Рис. 2. Схема эксперимента (обозначения на рисунке см. в тексте).

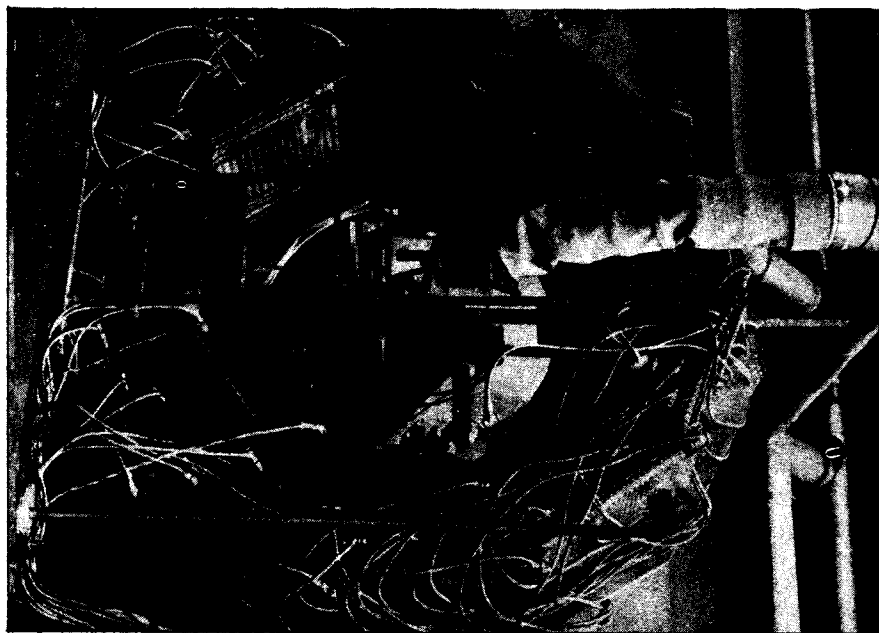


Рис. 3. Голоскопическая установка (расположенный за мишенью счетчик С<sub>3</sub> убран).

Начальная часть делителей фотоумножителей подбиралась индивидуально для обеспечения наилучшей фокусировки фотоэлектронов. Оконечная часть делителей была настроена по схеме нарастающего напряжения между диодами. Для улучшения частотных характеристик фотоумножителей к последним диодам через развязывающие сопротивления (50 ом) были присоединены большие емкости (2 мкф на последнем диодном промежутке). Питание счетчиков осуществлялось от стабилизированных источников ВС-22.

Предварительная наладка сцинтилляционных счетчиков была выполнена при помощи импульсных источников света. Окончательная калибровка осуществлялась на пучке  $\pi^-$ -мезонов. При этом для нескольких счетчиков были проведены также исследования однородности светосбора. С этой целью сцинтилляторы счетчиков были помещены в пучок диаметром 8 см и регистрировалось изменение амплитуды импульса от счетчика при изменении точки прохождения пучка через сцинтиллятор. Изменение амплитуды импульса от счетчика оказалось не превышающим 10%.

Сцинтилляционные счетчики  $C_1-C_3$  были аналогичны годоскопическим счетчикам  $C$ , но имели сцинтилляторы меньшей площади и увеличенные емкости на последних промежутках делителей.

## 2. Черенковский счетчик

Использовавшийся в экспериментах пучок  $\pi^-$ -мезонов содержит значительную примесь (50%) электронов, имеющих тот же импульс. Для подавления фона, связанного с примесью электронов, наряду с включенным на антисовпадение счетчиком  $C_3$  был применен черенковский счетчик полного внутреннего отражения [21]. В качестве излучателя черенковского света использовался полированный плексигласовый радиатор толщиной 56 мм, приклеенный под углом полного внутреннего отражения ( $\approx 45^\circ$ ) к световоду. Такая конструкция счетчика позволила получить близкую к единице эффективность регистрации электронов (96%). Одновременно счетчик обладает низкой чувствительностью к  $\pi^-$ -мезонам. Эффективность счетчика для различных частиц была измерена в экспериментах на пучке  $\pi^-$ ,  $\mu^-$ -мезонов и электронов, выделенных по времени пролета [21].

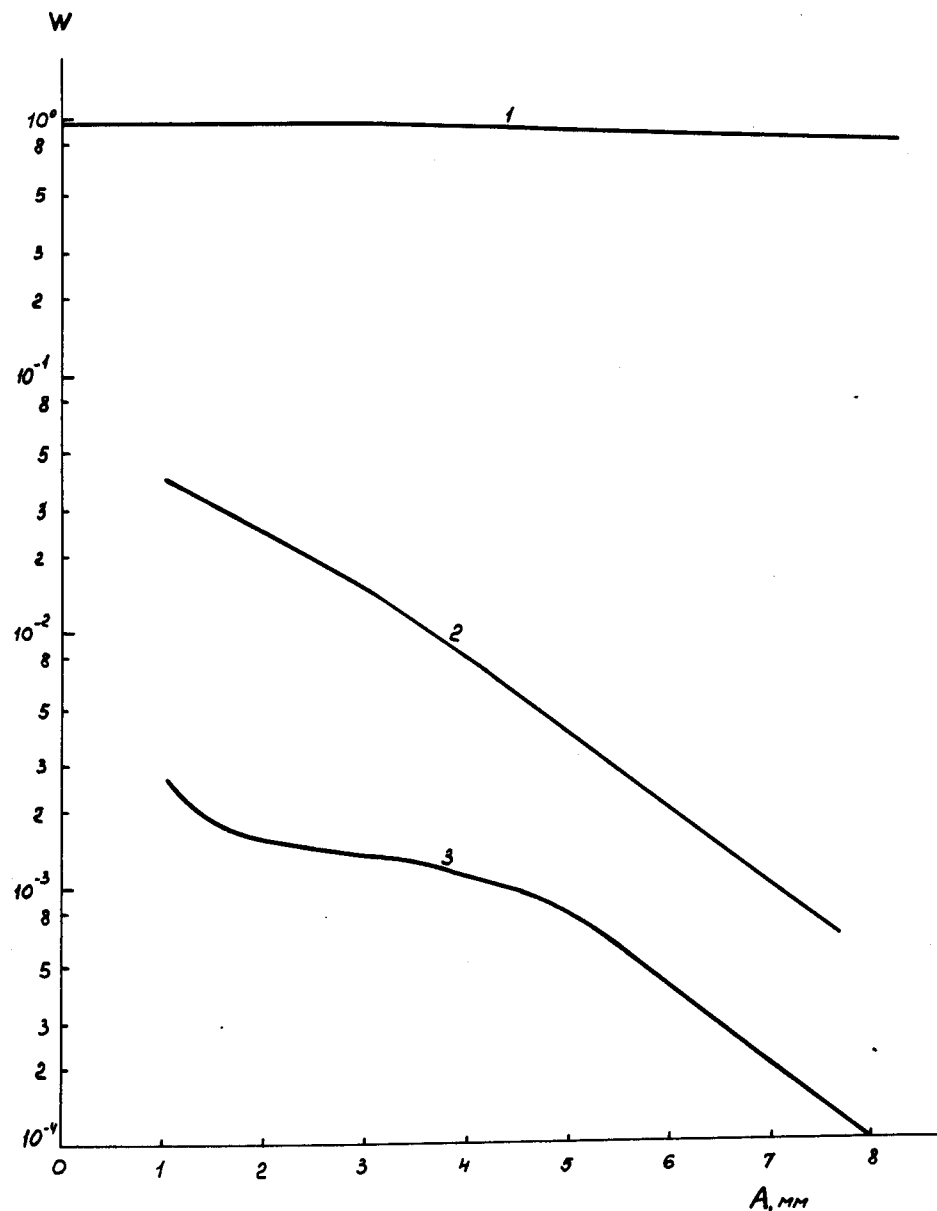


Рис. 4. Эффективность черенковского счетчика  $W$  в зависимости от амплитуды обрезания импульса  $A$  на экране осциллографа. 1 - измерено для электронов с импульсом 155 Мэв/с. 2 - измерено для  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезонов с импульсами 137 и 145 Мэв/с, соответственно (содержание  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезонов в пучке 2,5:1). 3 - измерено для  $\pi^+$ -мезонов, останавливающихся в мишени.

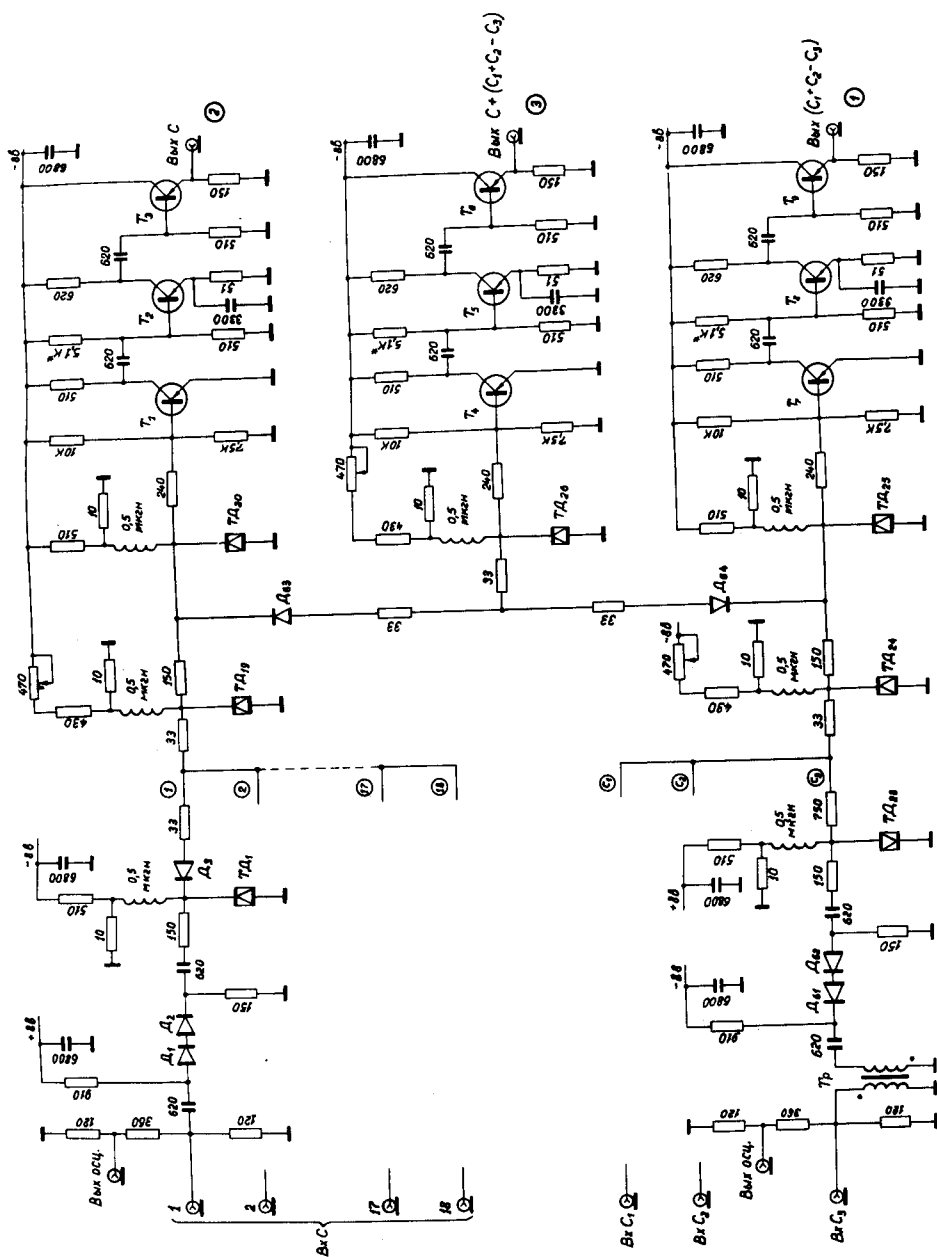


Рис. 5. Принципиальная схема электронной системы регистрации.

Эффективность регистрации электронов оказалась равной 96%, в то время как эффективность регистрации останавливающихся в мишени  $\pi^-$ -мезонов (измеренная в опытах с  $\pi^+$ -мезонами) равна всего лишь  $10^{-3}$  (см. рис. 4).

### 3. Электроника

Импульсы с анодов фотоумножителей сцинтилляционных счетчиков поступали через 25-метровые кабели РК-102 и регулируемые магазины задержек на многоканальную схему совпадений (рис. 5). Схема совпадений и антисовпадений 1, на входы которой подавались импульсы от счетчиков  $C_1, C_2, C_3$ , выделяла  $\pi^-$ -мезоны, остановившиеся в мишени М. 18-канальная схема совпадений 2 выделяла совпадения двух или более импульсов от любых годоскопических сцинтилляционных счетчиков С (1-17). Наконец, выходная схема двойных совпадений 3 выделяла только те совпавшие импульсы от годоскопических счетчиков С (1-17), которые совпадали во времени с прохождением  $\pi^-$ -мезона через расположенные в пучке счетчики  $C_1$  и  $C_2$  и остановкой его в мишени.

Выходные импульсы схемы совпадений 3 запускали пятилучевой осциллограф и генератор импульсного питания газоразрядных счетчиков. Кроме того, импульсы от каждой схемы совпадений для контроля поступали на пересчетные устройства. Для счета числа проходящих через установку  $\pi^-$ -мезонов на выходе схемы совпадений 1 использовался пересчетный прибор с разрешающим временем 0,1 мксек.

Многоканальная наносекундная схема совпадений, принципиальная схема которой приведена на рис. 5, была собрана из стандартных ограничивающих и формирующих каскадов, выделяющих элементы и усилителей. За основу схемы взяты схемы каскадов <sup>23/</sup>. Схемы ограничивающих каскадов отличаются от описанных ранее <sup>23/</sup> тем, что ограничение амплитуды импульсов осуществляется двумя последовательно включенными диодами (например,  $D_1$  и  $D_2$ ); это расширило верхний предел входных сигналов со счетчика до 80 в.

Начальный ток через выделяющий туннельный диод ТД<sub>19</sub> выбирался таким, чтобы сумма токов двух или большего числа пришедших одновременно входных импульсов перебрасывала рабочую точку через максимум вольтамперной характеристики. Туннельный диод ТД<sub>20</sub> служит для уменьшения амплитудного разброса



импульсов с выделяющего туннельного диода  $ТД_{19}$  при одновременном приходе на его вход различного числа импульсов. Эта дополнительная стандартизация амплитуд импульсов исключает "пролезание" - срабатывание выделяющего туннельного диода  $ТД_{28}$  выходной схемы совпадений в случае, когда туннельный диод  $ТД_{19}$  срабатывает от большого числа совпавших импульсов.

В схеме были использованы диоды Д10, туннельные диоды ЗИЗ01Г с емкостью 5-10 пф и высокочастотные германиевые диффузионные транзисторы. Конструктивно схема выполнена в виде радиально расположенных съемных блочков (рис. 6). В каждом блочке помещен либо усилитель с выделяющим элементом, либо три формирующих каскада. Для точного временного согласования сцинтилляционных счетчиков в каждом канале были использованы магазины задержек с величиной задержки, регулируемой при помощи высокочастотных переключателей в пределах от 0 до 8 нсек ступенями через 0,8 нсек. В качестве задержки использованы различной длины куски кабелей типа РК-102. Общий вид многоканальной схемы совпадений, магазинов задержки и пересчетных приборов представлен на рис. 7.

#### 4. Пятилучевой скоростной осциллограф

Для проведения более точного отбора событий с применением временного и амплитудного анализа импульсы от всех сцинтилляционных счетчиков и черенковского счетчика подавались на входы пятилучевого скоростного осциллографа<sup>24/</sup>, экран которого фотографировался одновременно с фотографированием газоразрядных счетчиков годоскопа (см. ниже). Импульсы от фотоумножителей поступали на согласованные разветвители на сопротивлениях и при помощи кабелей задержки различной длины размещались на лучах осциллографа (рис. 8). Скорость развертки осциллографа была выбрана равной 13 нсек/см.

Использовавшийся киноаппарат РФК позволял фотографировать экран осциллографа с частотой, не превышающей 6 кадров в секунду. Чтобы полностью использовать предельную скорость фотографирования киноаппарата и в то же время исключить наложение на один кадр двух изображений, импульсы от выходной схемы совпадений 3 пропускались через схему блокировки, на выходе которой появлялись импульсы с частотой, несколько меньшей предельной частоты кинокамеры.

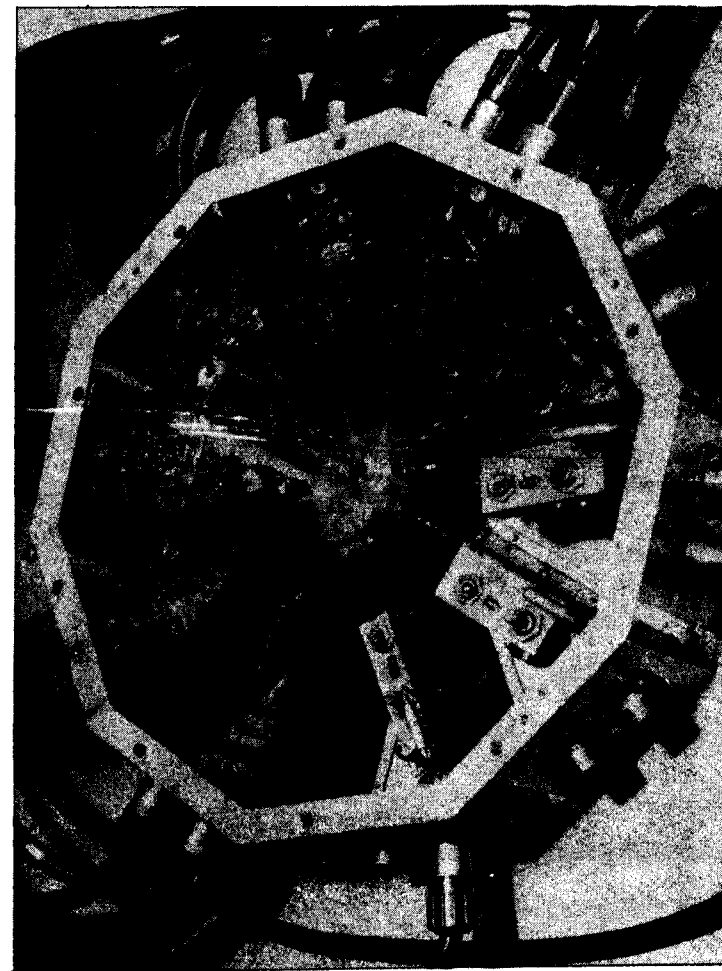


Рис. 6. Общий вид многоканальной схемы совпадений.

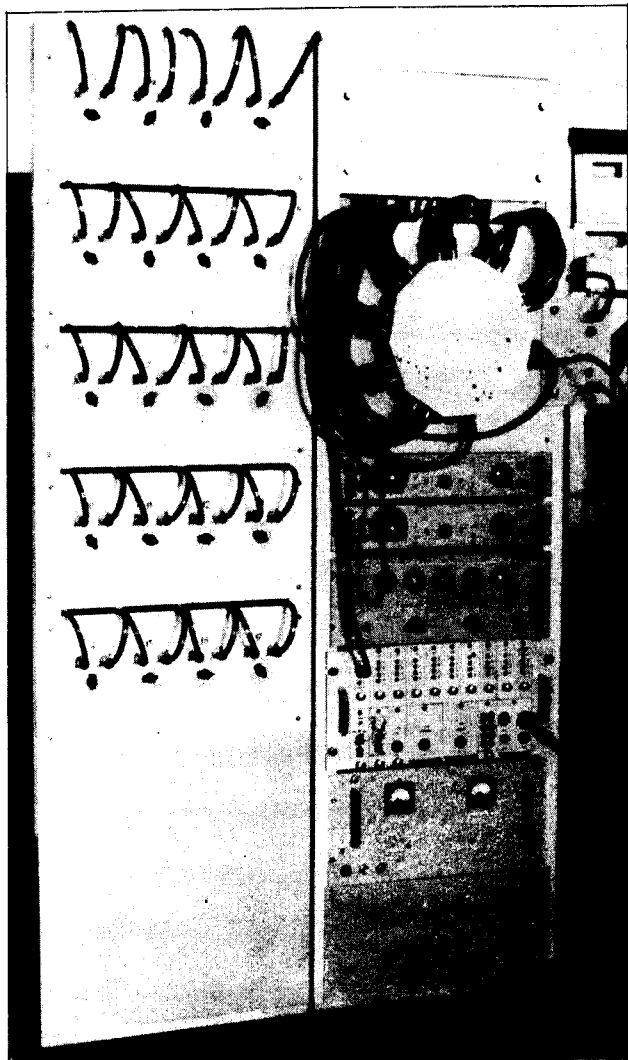


Рис. 7. Общий вид электронной системы регистрации.

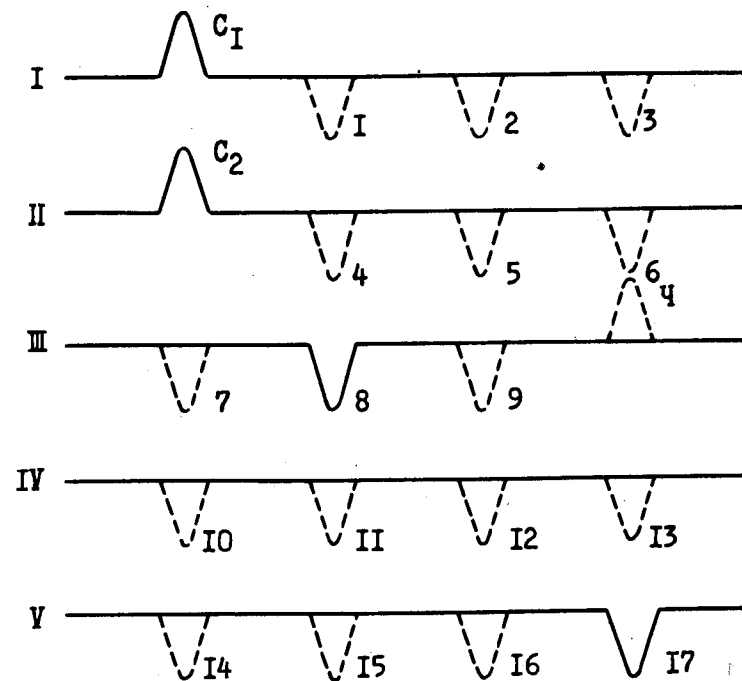


Рис. 8. Расположение импульсов от счетчиков на экране пятилучевого осциллографа. 1-17 - импульсы годоскопических спинтиляционных счетчиков.

Импульсы со схемы блокировки подавались на запуск осциллографа, кроме того, они поступали также на генератор импульсного питания газоразрядных счетчиков.

### 5. Система проверки и калибровки установки

Для предварительной настройки установки, а также с целью проверки и калибровки всех ее узлов в процессе измерений была разработана система, позволяющая при помощи импульсных источников света моделировать события, регистрируемые установкой.

При моделировании регистрируемого процесса импульсами от световых источников необходимо, чтобы счетчики  $C_1$  и  $C_2$  могли срабатывать одновременно с любой парой годоскопических счетчиков  $C$  (1-17). С этой целью все счетчики были снабжены импульсными источниками света из карбида кремния [19]. Для запуска источников света был разработан 18-канальный коммутатор наносекундных импульсов, который запускался генератором запуска. Коммутатор состоит из пульта управления (рис. 9) и собственно коммутатора (рис. 10), который располагался в экспериментальном зале рядом с годоскопической установкой и генератором наносекундных импульсов.

На источники света счетчиков  $C_1, C_2, C_3$  электрические импульсы подавались непосредственно с разветвителя, состоящего из последовательно-параллельно включенных кабелей РК-19 и дросселей ДР<sub>1</sub>, ДР<sub>2</sub>. На источники света счетчиков  $C$  (1-17) импульсы подавались с двух параллельно включенных по ламелям шаговых искателей ШИ-28. Каждый из шаговых искателей мог работать независимо один от другого. Это позволяло получить световые импульсы в любой паре из восемнадцати счетчиков. Шаговые искатели могли запускаться как при помощи наборных телефонных дисков типа Н1-К, так и автоматически. При автоматическом режиме работы импульсы с мультивибратора  $T_1 T_2$  поступали на один из усилителей тока  $T_3 T_4 T_5 T_6$ , нормально запертых положительным смещением. С коллекторов  $T_4, T_6$  импульсы тока подавались на обмотки управления шаговых искателей. Сброс искателей в пачальное нулевое положение осуществлялся нажатием кнопки "сброс" либо автоматически после прохождения

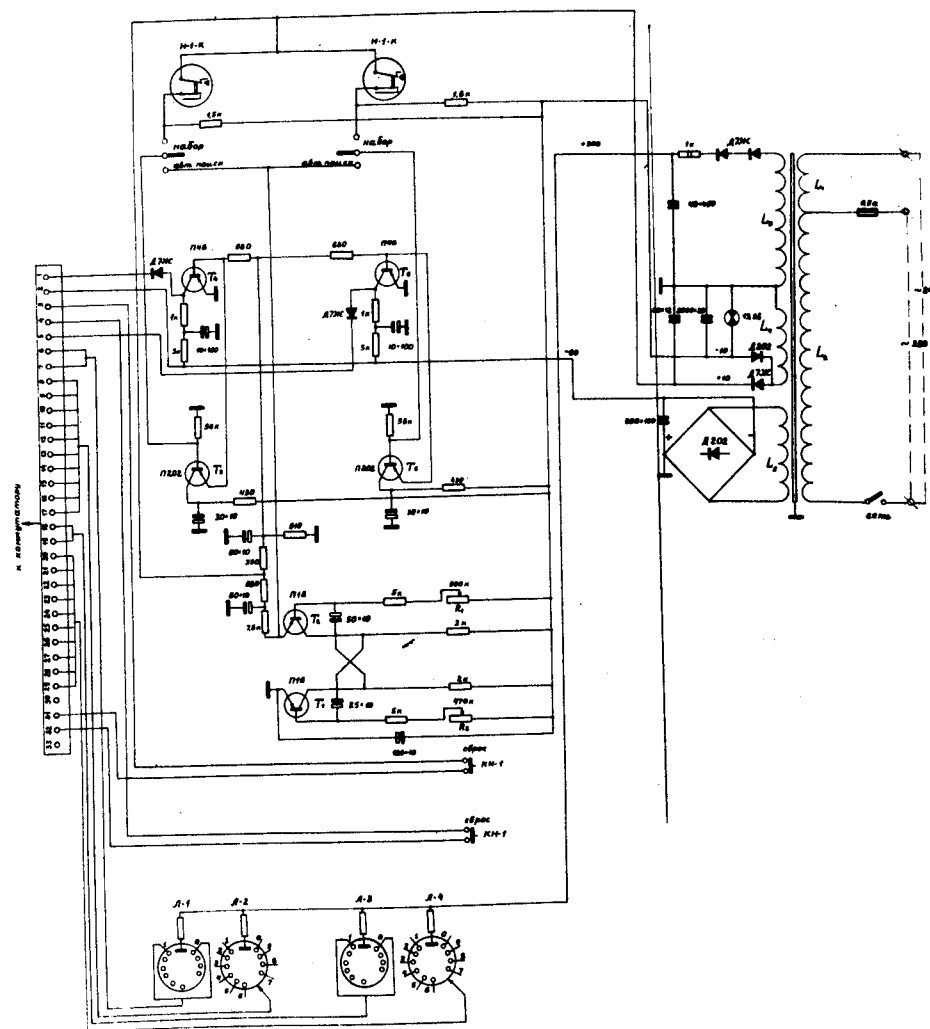


Рис. 9. Принципиальная схема пульта управления коммутатора импульсных источников света.

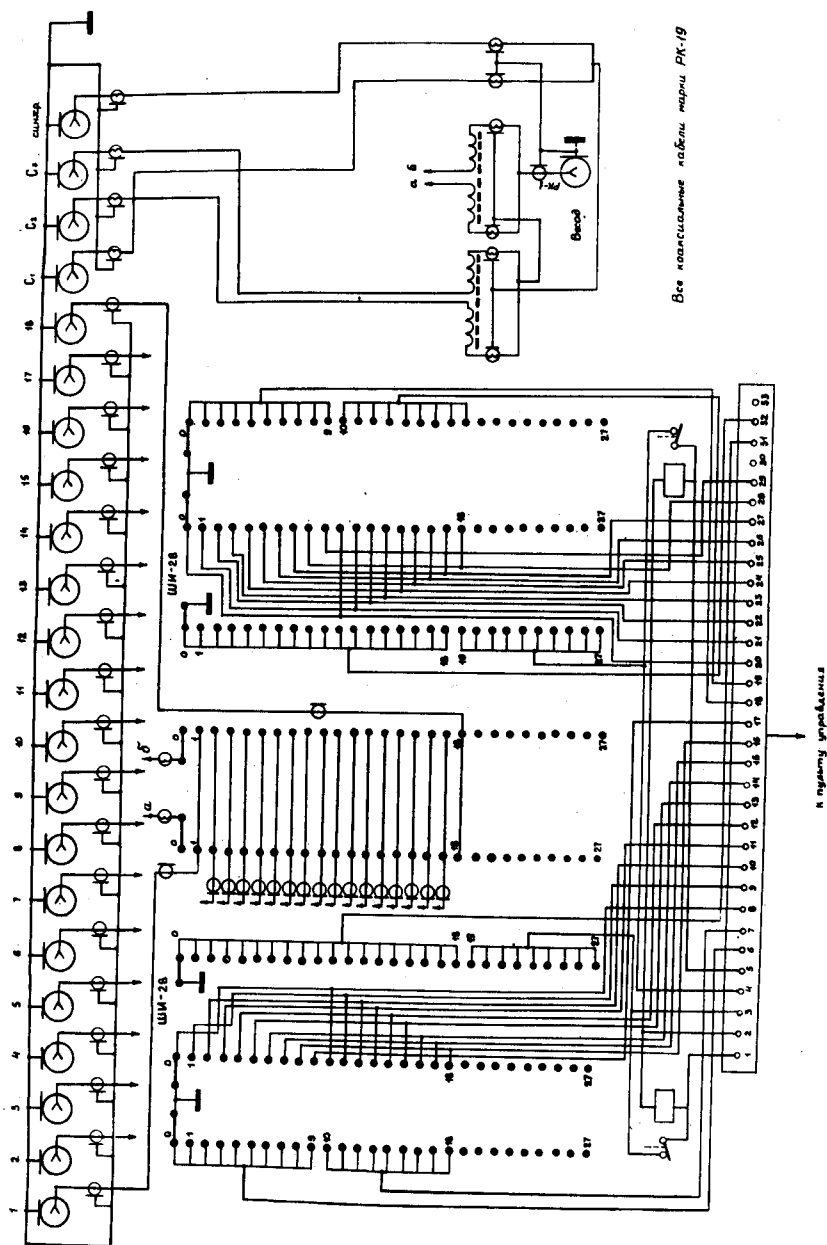


Рис. 10. Принципиальная схема коммутатора импульсных источников света.

18-го положения. Индикация положения шаговых искателей осуществлялась при помощи цифровых газоразрядных ламп  $L_1 - L_4$ .

Амплитуды электрических импульсов, поступающих на источники света от коммутатора, выбирались так, чтобы световые импульсы от источников были эквивалентны сцинтилляциям от регистрируемых частиц. Фронты импульсов на выходах коммутатора не превышали 2 нсек.

При проведении физических измерений калибровка регистрирующей аппаратуры при помощи импульсных источников света производилась каждые два часа. Суммарная рабочая экспозиция в описываемых экспериментах составила несколько сот часов. Для реализации высокого временного разрешения установки (лучше, чем  $3 \cdot 10^{-10}$  сек) во время столь длительной экспозиции необходимо было учитывать дрейф скорости развертки осциллографа во времени и относительный сдвиг его лучей, происходящий за счет нестабильности элементов в цепях смещения лучей по горизонтальной оси. Поправки, учитывающие эти нестабильности, были определены на основании обработки осциллограмм импульсов, полученных при калибровке. Одновременно по величинам амплитуд импульсов на осциллограммах контролировалась стабильность усиления всего измерительного тракта, включающего фотоумножитель, усилителя и электронно-лучевую трубку осциллографа.

#### 6. Газоразрядные счетчики

Для определения места прохождения  $\gamma$ -кванта через конвертор использовались стандартные газоразрядные счетчики типа МС-6 (стеклянные счетчики с медным катодом диаметром 20 мм и длиной 190 мм). Счетчики располагались двумя рядами; в каждом ряду для повышения эффективности регистрации счетчики были установлены с перекрытием (рис. 3). Первый ряд таких счетчиков ( $\Gamma_1$ ) содержал 544 счетчика и помещался непосредственно перед сцинтилляционными счетчиками. Этот ряд служил для точного определения места попадания  $\gamma$ -кванта в конвертор. Второй ряд ( $\Gamma_2$ ), содержащий 638 счетчиков, использовался для повышения надежности регистрации электронов конверсии и снижения фона случайных совпадений. Для уменьшения фона, вызванного заряженными частицами, вылетевшими из мишени, перед конвертором помещался еще один ряд (А) счетчиков типа МС-9 (медный катод диаметром 30 мм и длиной 280 мм);

в этом ряду было использовано 320 счетчиков. Всего в установке использовалось 1502 газоразрядных счетчика.

Газоразрядные счетчики работали в режиме управляемого импульсного питания <sup>/25/</sup>. При работе счетчиков в таком режиме устраняются просчеты, связанные с мертвым временем счетчиков (300–400 мксек), и значительно упрощается система регистрации разрядов в счетчиках.

Схема совпадений 3 (рис. 2) запускала генератор высоковольтных импульсов, с которого импульсы амплитудой 1600 вольт и длительностью 1 мксек с задержкой 0,4 мксек относительно прохождения частиц через сцинтилляционные счетчики  $C_1$  и  $C_2$  подавались на газоразрядные счетчики. При этом в тех счетчиках, через которые прошли заряженные частицы, возникал разряд. Разрешающее время регистрации было около 1 мксек.

Разряды в счетчиках регистрировались при помощи схемы, состоявшей из двух сопротивлений и двух индикаторных неоновых лампочек МТХ-90 и МН-5, соединенных последовательно (рис. 11). МТХ-90 помещались рядом с газоразрядными счетчиками, а все лампы МН-5 монтировались на общей панели и были связаны с лампами МТХ-90 многожильным телефонным кабелем длиной 50 м.

Разряды в счетчиках приводили к зажиганию обеих неоновых ламп. Одновременно с импульсом питания счетчиков подавался импульс на схему управления аппаратом "Конвас" и производилось фотографирование панели с загоревшимися лампами МН-5. Для облегчения просмотра пленки на панели было установлено несколько постоянно горевших неоновых ламп, по которым производилась установка плана всей системы.

Для синхронного просмотра обеих пленок (с изображением панели и осциллографа) пленки одинаково нумеровались. Нумерация кадров производилась при помощи цифровых неоновых ламп, установленных на панели и на осциллографе и соединенных параллельно.

### 7. Жидководородные мишени

Использовавшиеся в установке две водородные мишени представляли собой металлические сосуды Дьюара (рис. 12). Помешаемый в пучок аппендикс мишени имел длину 100 мм и диаметр 30 мм (малая мишень) и 80 мм (большая мишень).

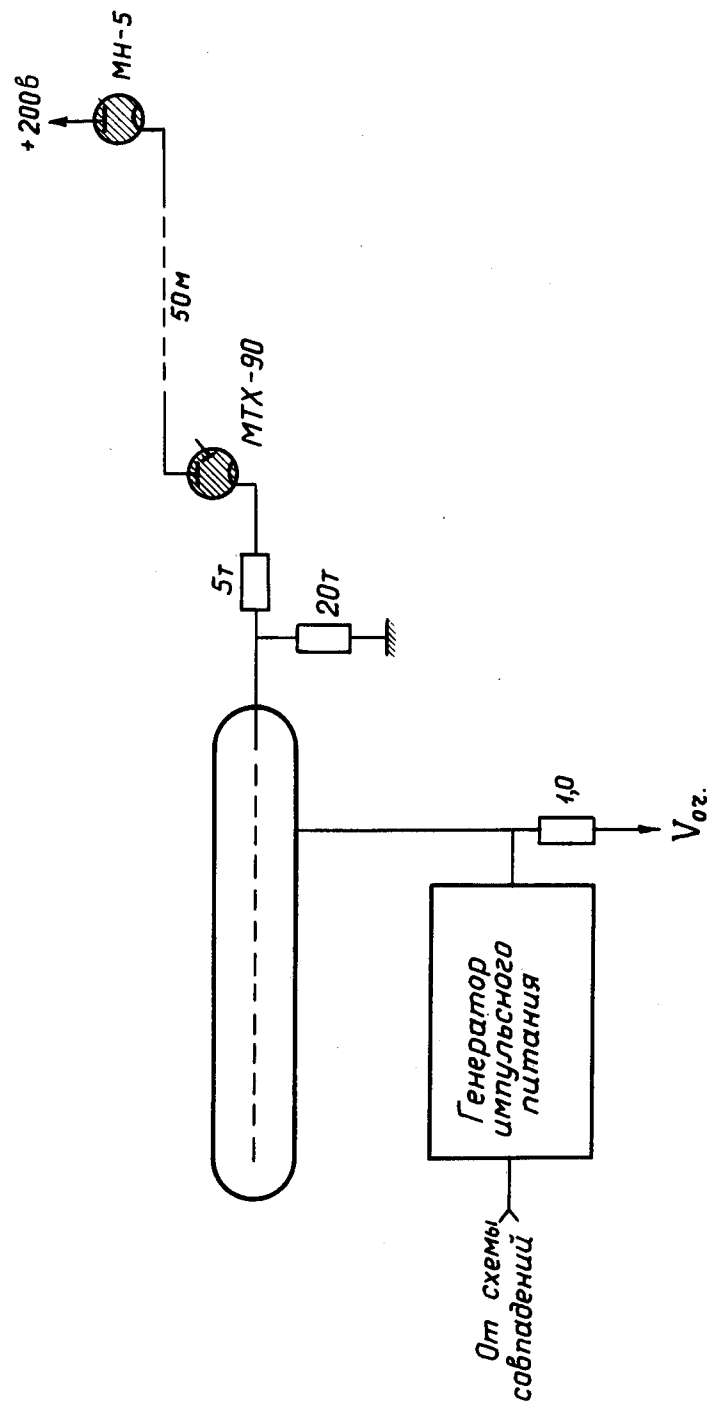


Рис. 11. Схема годоскопической ячейки с газоразрядным счетчиком.

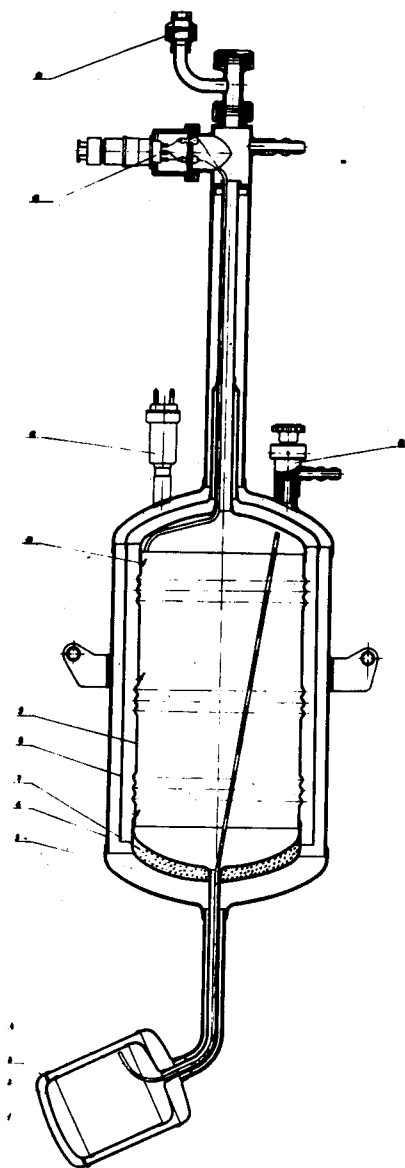


Рис. 12. Жидководородная мишень с аппендиксом диаметром 8 см.  
 1 - ось пучка, облучающего мишень; 2 - внутренний сосуд аппендикса, заполненный жидким водородом; 3 - внешний сосуд аппендикса; 4 - трубка для отвода испаряющегося водорода; 5 - вакуум; 6 - внешний сосуд основного резервуара; 7 - активированный уголь; 8 - тепловой экран; 9 - внутренний сосуд основного резервуара, заполненный жидким водородом; 10 - термодпары для измерения уровня водорода; 11 - вакуумная лампа; 12 - вентиль для откачки вакуумного объема; 13 - вывод термодпар; 14 - предохранительный клапан.

Аппендикс, изготовленный из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм, соединялся тонкостенной трубкой с основным объемом мишени емкостью около 6 л. Поверхности этого сосуда, изготовленного из меди, были тщательно отполированы.

В мишени с аппендиксом диаметром 3 см жидкий водород сохранялся в течение 25 часов, время работы большой мишени без долива - 16 часов. Контроль за уровнем жидкого водорода в мишени осуществлялся при помощи системы термодпар<sup>/26/</sup>, выходы которых были подсоединены к многоточечному самопишущему потенциометру.

#### Подготовительные эксперименты и основные измерения

Перед основными измерениями была произведена настройка всей системы, во время которой были определены напряжения питания сцинтилляционных счетчиков и величины задержки импульсов от них и напряжения питания газоразрядных счетчиков. Настройка сцинтилляционных годоскопических счетчиков С была произведена следующим образом: в центре годоскопической системы устанавливалась жидководородная мишень диаметром 8 см и между мишенью и исследуемым сцинтилляционным годоскопическим счетчиком С (1-17) помещался дополнительный сцинтилляционный счетчик С<sub>18</sub> вместе со свинцовым конвертором. При этом производилась регистрация событий типа  $C_1 + C_2 - C_3 + C(1-17) + C_{18}$ . Для каждого счетчика С(1-17) при разных напряжениях питания были измерены зависимости скорости счета от задержки импульсов этого счетчика. Зависимость счета в максимуме кривой временного разрешения  $N_y$  от напряжения V для одного из счетчиков С показана на рис. 13. Рабочее напряжение для счетчиков выбиралось равным  $V_{0,5} + 400$  в, где  $V_{0,5}$  - напряжение, при котором скорость счета составляла половину скорости счета на плато.

Настройка сцинтилляционных счетчиков была произведена также путем регистрации пар  $\gamma$ -квантов от перезарядки (1). При этом дополнительный счетчик С<sub>18</sub> помещался с противоположной стороны от мишени по отношению к исследуемому счетчику. Оба метода настройки дали совпавшие результаты.

Напряжения и задержки для сцинтилляционных счетчиков С<sub>1</sub> и С<sub>2</sub> были выбраны так, что они работали в режиме детектора остановок<sup>/27/</sup>. Это позволило

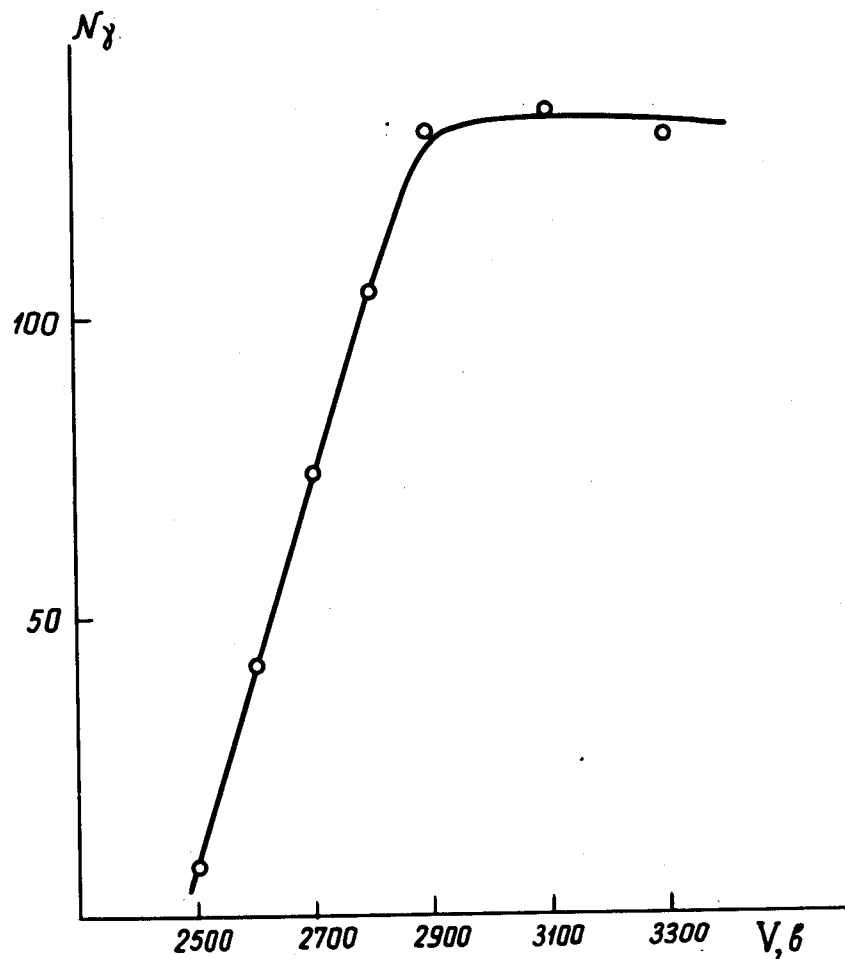


Рис. 13. Типичная зависимость скорости счета  $\gamma$ -квантов от напряжения питания сцинтилляционного счетчика  $V$ .

подавить эффективность регистрации проходящих через мишень частиц более чем на порядок величины. После определения напряжений питания и величин задержек все сцинтилляционные счетчики подключались к схеме совпадений, и для всего годоскопического кольца  $C$  измерялась кривая временного разрешения (рис.14) и зависимость скорости счета  $\gamma\gamma$ -событий от напряжения питания умножителей.

Для определения величины импульса питания газоразрядных счетчиков  $V_{имп}$  и очищающего напряжения  $V_{оч}$ , от которого зависит разрешающее время регистрации, рамки со счетчиками МС-6 и МС-8 помещались в пучок частиц и измерялась зависимость эффективности регистрации от  $V_{имп}$  и  $V_{оч}$  (рис.15). Амплитуда импульса питания была выбрана равной 1650 и 1600 вольт и очищающее напряжение -4 и -12 вольт соответственно для счетчиков МС-6 и МС-8.

Выведенный из синхроциклотрона пучок отрицательных  $\pi$ -мезонов с энергией 75 Мэв формировался при помощи двух квадрупольных магнитных линз, коллиматоров и свинцовой диафрагмы. Использование свинцовой диафрагмы на пути пучка привело к существенному уменьшению фона, связанного с проходящими частицами. Как видно из рис. 16, где приведена зависимость скорости счета пар  $\gamma$ -квантов от толщины поглотителя  $\Phi$  при различных положениях диафрагмы, благодаря применению диафрагмы удается значительно улучшить форму кривой пробегов без потери скорости счета пар  $\gamma$ -квантов в максимуме кривой пробегов.

После завершения предварительных экспериментов были проведены основные измерения. В этих измерениях были использованы как большая жидководородная мишень диаметром 8 см, так и малая мишень диаметром 3 см. При работе с большой мишенью скорость срабатывания годоскопической системы составляла около 1/сек. Для определения уровня фона были проведены также измерения с графитовой мишенью и без мишени. На основные измерения было затрачено 150 часов работы ускорителя. Всего было получено около 460 тысяч фотографий, из них 70% с мишенью диаметром 3 см.

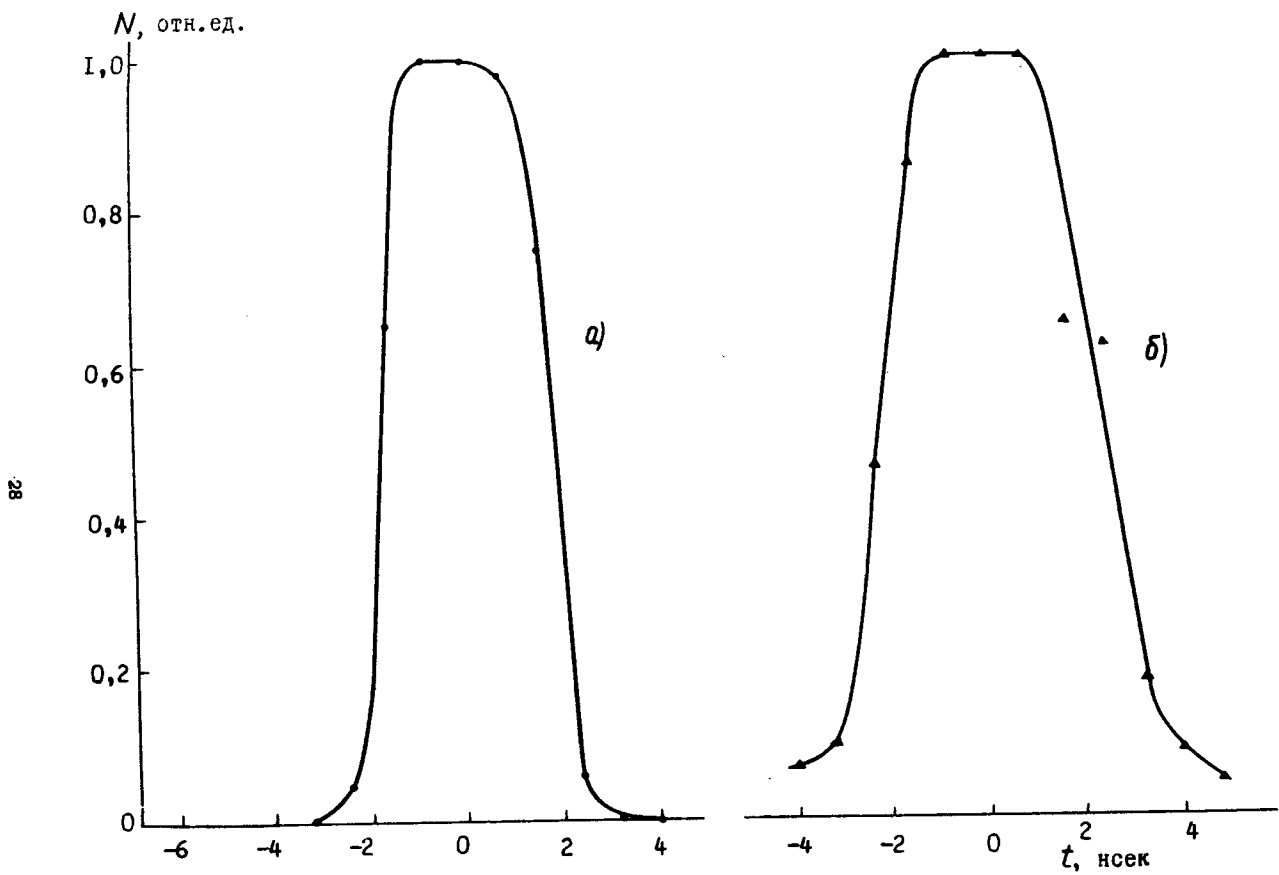


Рис. 14. Кривые временного разрешения: а) зависимость скорости счета  $\pi$ -мезонов (схема совпадений 1) от задержки  $\Delta t$  импульса счетчика  $C_1$ ; б) зависимость скорости счета  $\gamma\gamma$ -совпадений (схема 3) от задержки  $\Delta t$  импульса, поступающего в схему 3 со схемы 1.

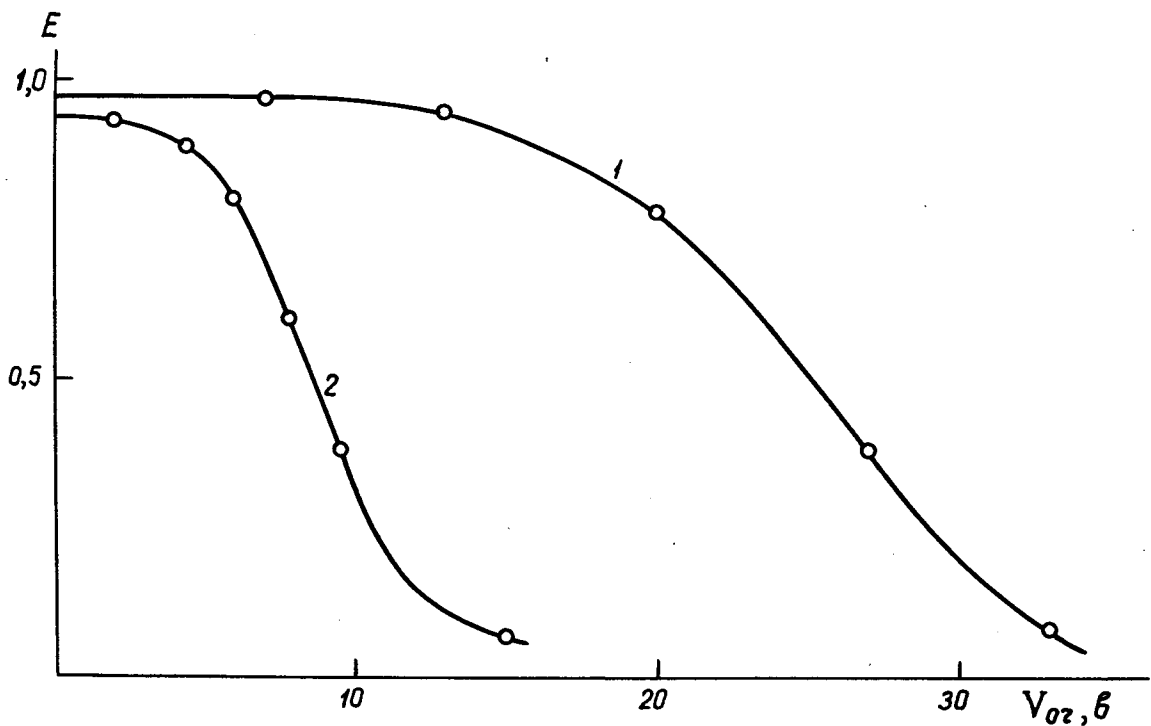


Рис. 15. Эффективность газоразрядных счетчиков  $E$  в зависимости от величины очищающего напряжения  $V_{оч}$ . 1 счетчик МС-8, 2 - счетчик МС-6.



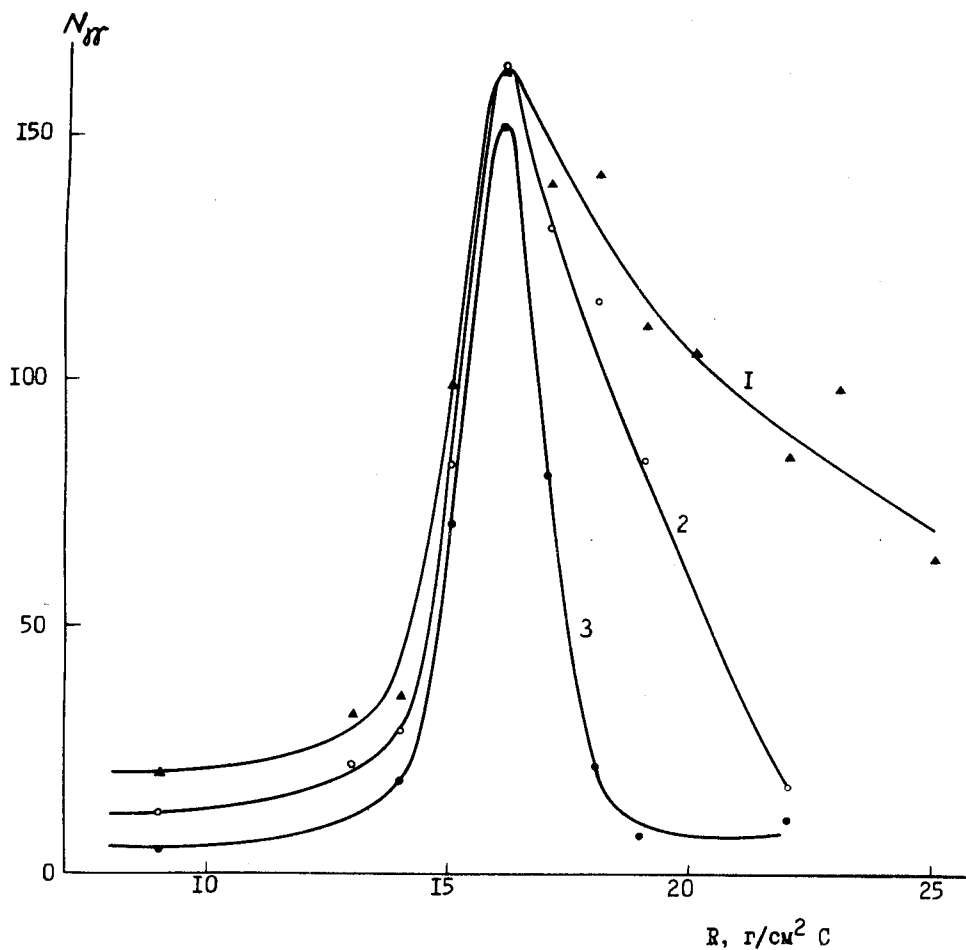


Рис. 16. Кривые пробегов (зависимости скорости счета  $\gamma\gamma$ -совпадений от толщины тормозящего фильтра  $R$ ) при различных положениях свинцовой диафрагмы. 1, 2, 3 - расстояния края диафрагмы от центра пучка равны соответственно 25, 17,8 см.

1. Отбор и измерение фотографий

Пленки с фотографиями экрана осциллографа и панели с индикаторными лампами газоразрядных счетчиков просматривались одновременно. Фотография типичного случая показана на рис. 17, 18. На осциллограмме определялись номера сработавших сцинтилляционных счетчиков в годоскопе, а затем на второй пленке находились координаты сработавших газоразрядных счетчиков, расположенных перед соответствующими сцинтилляционными счетчиками, и определялся тип события. При первом просмотре осциллограмм проводился простой временной и амплитудный анализ импульсов от годоскопических сцинтилляционных счетчиков. Так, с целью уменьшения фона случайных совпадений отбирались такие события, амплитуда импульса которых на экране диакопа превышала 5 мм, а вершина импульса не отстояла от среднего положения более чем на 5 мм, что соответствовало временному разрешению  $\Delta t = 3$  нсек. Анализ событий по времени помогал отбросить, например, такие случаи, когда сработало три сцинтилляционных счетчика, из них два соседние, а третий импульс случайно попал на место какого-нибудь сцинтилляционного счетчика. На части пленки были выполнены измерения положения импульсов от годоскопических счетчиков  $C$  относительно импульса от счетчика  $C_1$  (рис. 19). В этом распределении были суммированы данные, полученные для всех 17 счетчиков  $C$ . Разрешающее время годоскопа оказалось равным 1 нсек. Временной анализ с использованием этого разрешения производился только для событий, расположенных в области больших углов  $\theta$ , где фон случайных совпадений был велик. Для основной массы событий применялся описанный выше временной анализ при отборе событий.

Годоскоп газоразрядных счетчиков регистрировал как нейтральные частицы ( $\gamma$ ), так и заряженные ( $e$ ). Тип частиц определялся в зависимости от того, сработал или нет ряд счетчиков антисовпадений ( $A$ ) в районе, где прошла частица. Все зарегистрированные события были разделены на следующие группы:

- а) сработали соседние сцинтилляционные счетчики - 53,8% от общего числа событий;
- б) " $\gamma\gamma$ " - 24,8%;
- в) " $\gamma e$ " - 8,7%;
- г) " $ee$ " - 1,1%;
- д) только " $\gamma$ " или только " $e$ " - 11,6%.

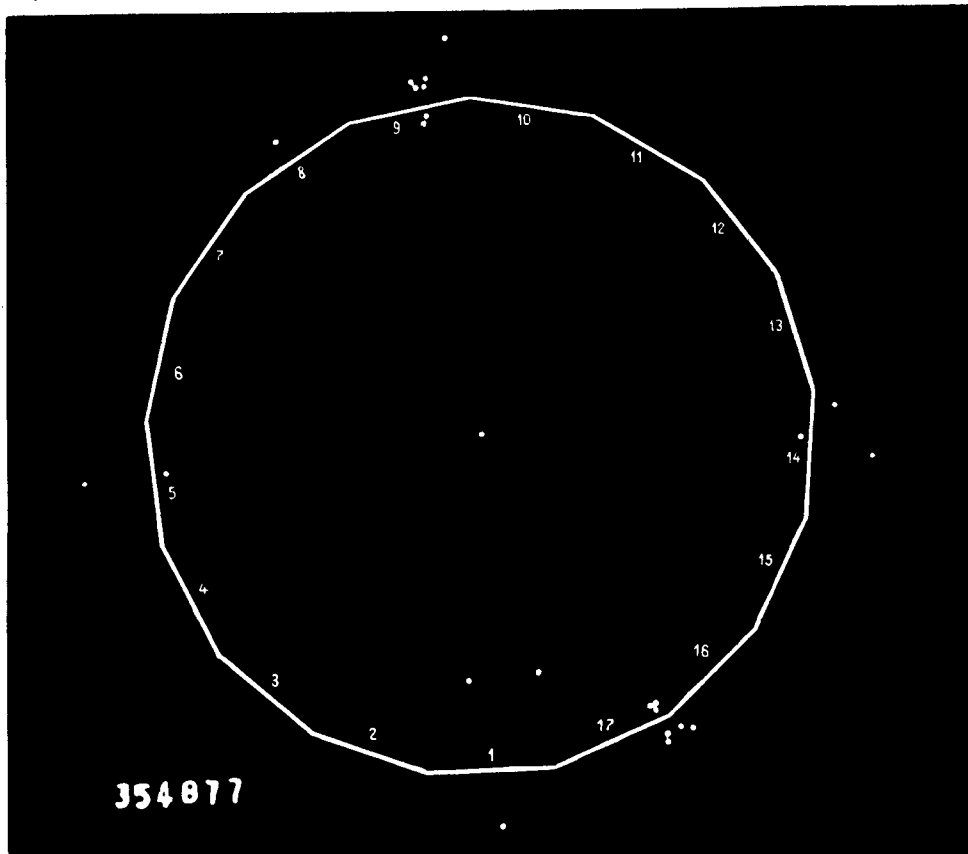


Рис. 17. Типичная фотография события реакции (1), зарегистрированного на панели с индикаторными лампами.

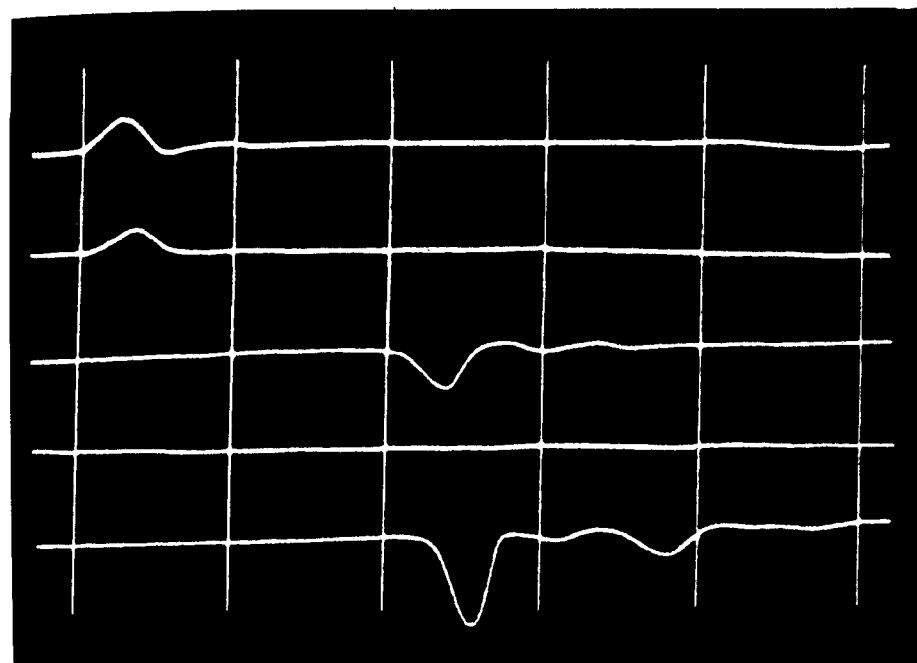


Рис. 18. Типичная фотография события реакции (1), зарегистрированного на экране осциллографа.

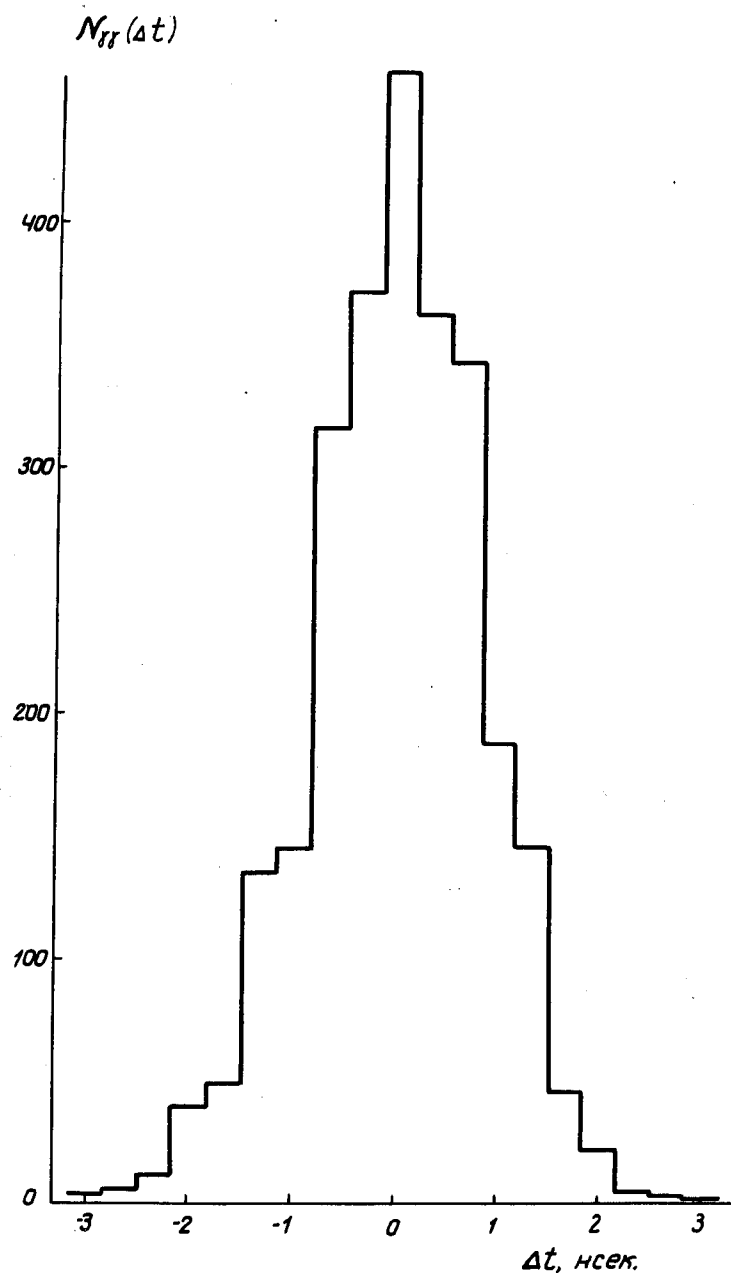


Рис. 18. Временное распределение импульсов от счетчиков С относительно импульса от счетчика  $C_1$ .  $N_{yy}$  - число  $yy$ -событий,  $\Delta t$  - временной интервал между импульсами С и  $C_1$ .

Для дальнейшей обработки были отобраны события типа "уу", причем регистрировались только такие случаи, когда сработали минимум один счетчик в ряду  $\Gamma_1$  и один в ряду  $\Gamma_2$  (первая группа), либо два соседних счетчика в ряду  $\Gamma_1$  и ни одного в ряду  $\Gamma_2$  (вторая группа). С целью улучшения углового разрешения отбирались лишь такие случаи, когда в ряду  $\Gamma_1$  сработало не более двух соседних счетчиков. Было зарегистрировано всего около 52000 пар  $u$ -квантов с малой мишенью и около 16000 пар с большой.

Координата попадания  $u$ -кванта в конвертор определялась по номеру сработавшего газоразрядного счетчика в ряду  $\Gamma_1$ , если он был один. В случае, если сработали два счетчика, предполагалось, что  $u$ -квант прошел между ними, и координате приписывалось полуцелое значение. Для дальнейшего определения угла между  $u$ -квантами записывались два номера сцинтилляционных счетчиков  $i$  и  $j$ , два номера газоразрядных счетчиков  $m$  и  $n$  в модуле (от 1 до 16) и номер группы события. Угол  $\theta_0$  между сработавшими газоразрядными счетчиками, измеренный числом счетчиков (один счетчик соответствует  $360^\circ/272 = 1,32^\circ$ ), определялся следующим образом:

$$\theta_0 = |16(i-j) + m - n - 136|.$$

## 2. Угловые распределения $u$ -квантов. Эффективность

Обработка полученных данных была выполнена на ЭВМ М-20. Все события были разбиты на группы с интервалом  $1,32^\circ$ . Были найдены угловые распределения  $u$ -квантов, число срабатываний каждого из 272 счетчиков в ряду  $\Gamma_1$  и число срабатываний каждого сцинтилляционного счетчика. Для части случаев величины  $m$  и  $n$  были полуцелыми. Число случаев для полуцелых  $m$  (или  $n$ ) разбивалось на две группы и прибавлялось к значениям в соседних целых угловых интервалах с учетом того, что угловое разрешение для полуцелых значений несколько меньше, чем для целых  $m$ .

Полученные угловые распределения пар  $u$ -квантов показаны на рис. 20-23 (первая и вторая группы случаев для малой и большой мишеней).

На рис. 24 приведено число срабатываний различных сцинтилляционных счетчиков  $i$  (малая мишень, первая группа). Для получения подробной зависимости эффективности от угла  $\theta_0$  были использованы данные о числе срабатываний каждого газоразрядного счетчика. Если пронумеровать все газораз-

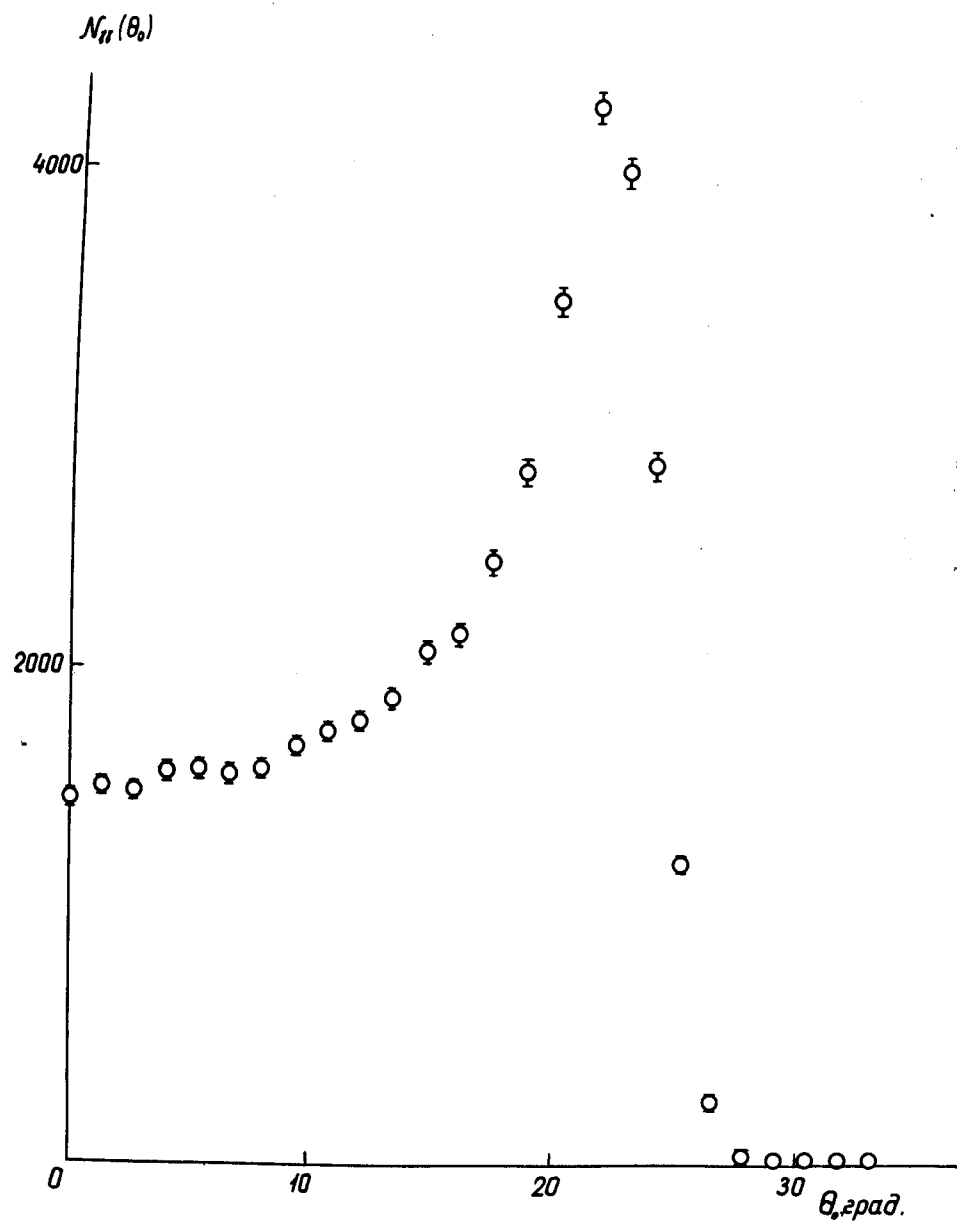


Рис. 20. Зависимость числа зарегистрированных  $\gamma\gamma$ -событий  $N_{\gamma\gamma}$  (включая фон) от угла  $\theta_0$ . Малая мишень, первая группа событий (см. § 1).

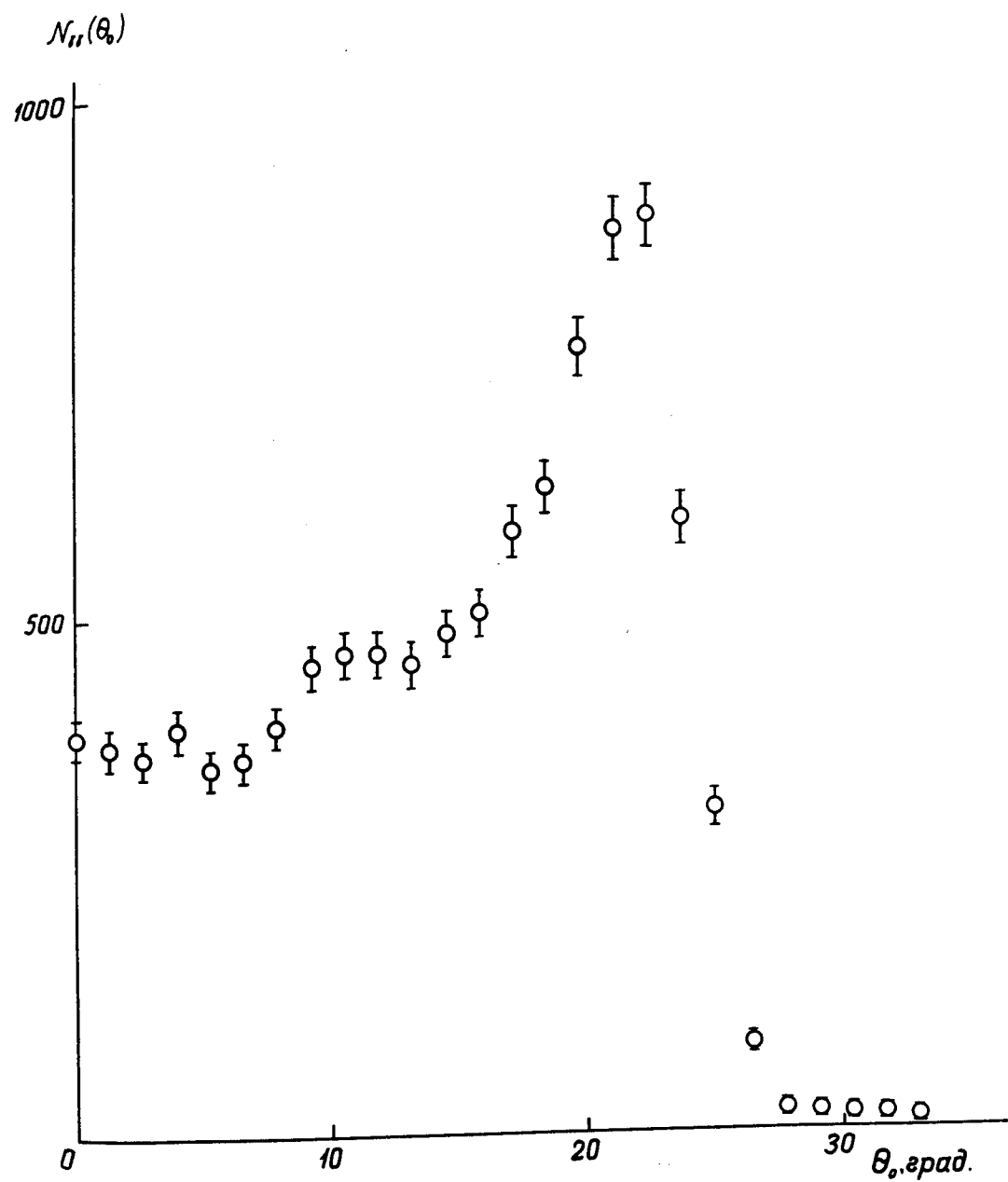


Рис. 21. То же, что на рис.20, но для второй группы событий.

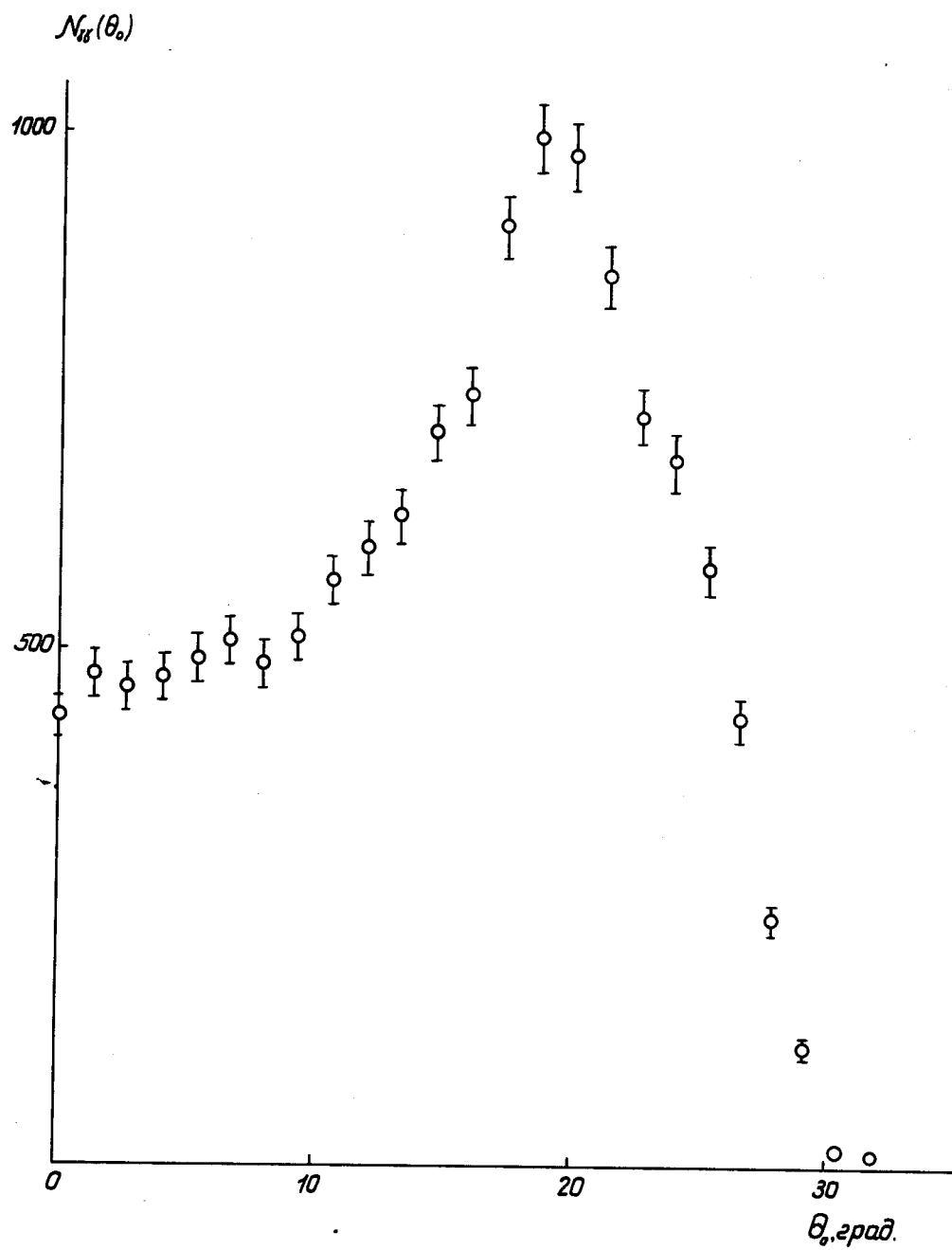


Рис. 22. То же, что на рис.20, но для большой мишени.

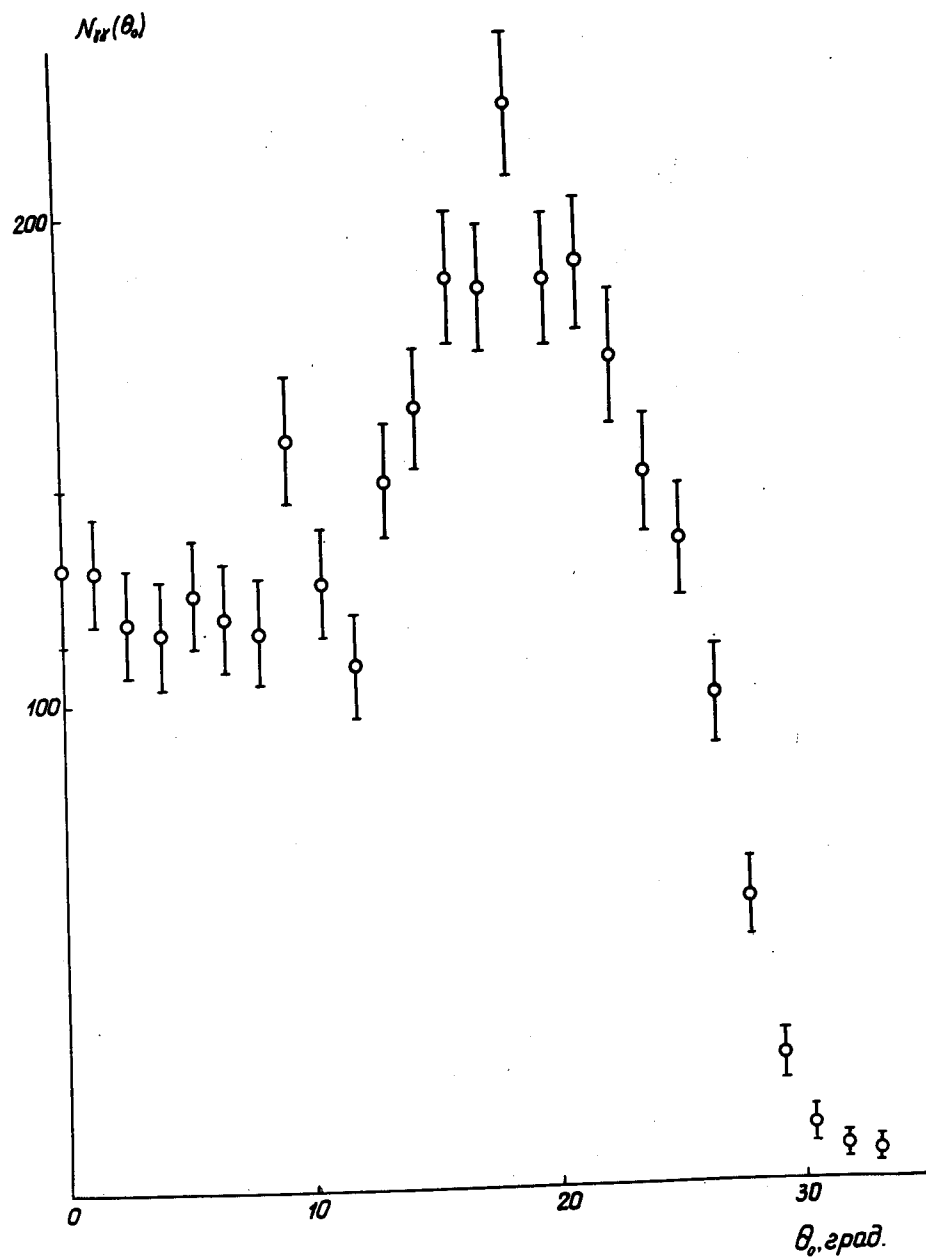


Рис. 23. То же, что на рис.21, но для большой мишени.

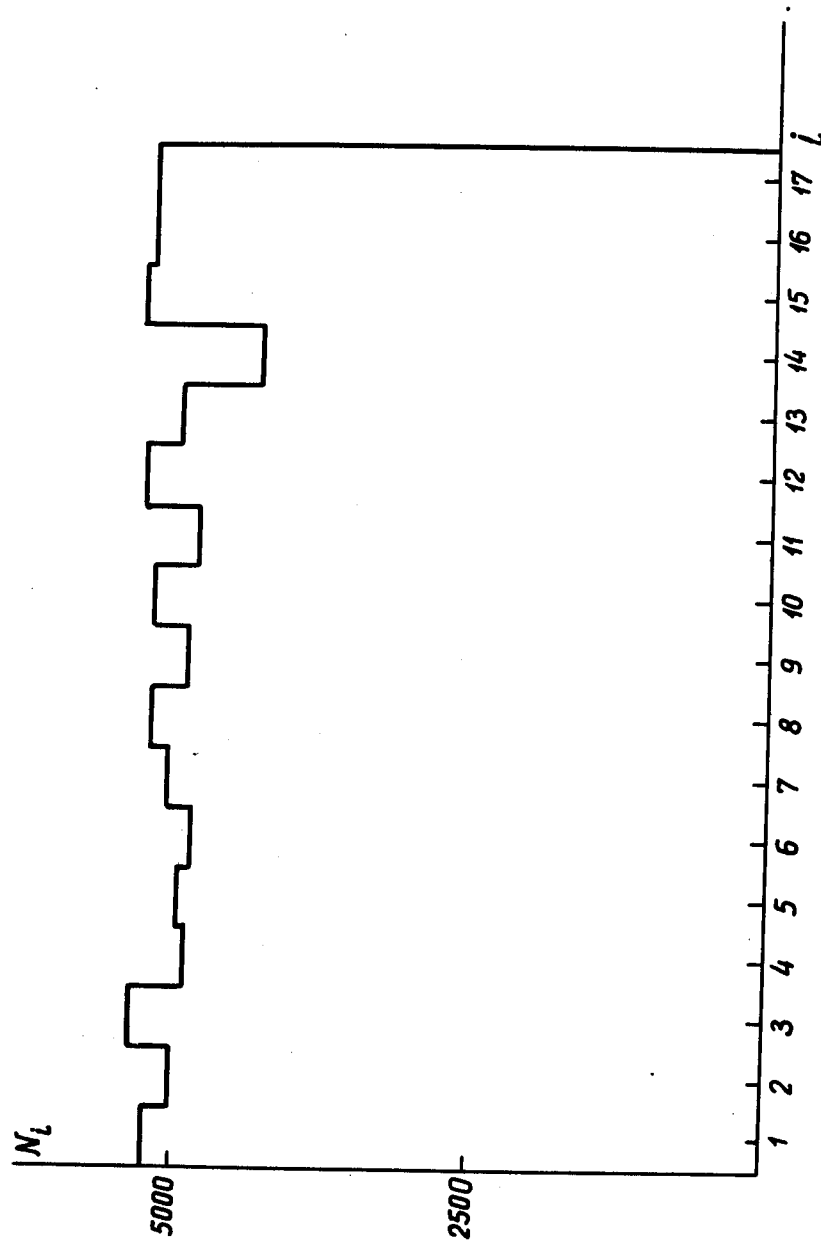


Рис. 24. Число срабатываний  $N_i$  синхронизированных счетчиков С

рядные счетчики в ряду  $\Gamma_1$  от 1 до 272, то эффективность годоскопа может быть получена суммированием произведений числа срабатываний счетчиков. Так, например,  $\epsilon(0) \sim \sum_{k=1}^{136} N_k N_k + 136$ , где  $N_k$  - число срабатываний  $k$ -го счетчика и т.д. Зависимость  $\epsilon(\theta_0)$  приведена на рис. 25.

Как видно из рис. 25, разброс эффективности в интервале  $0-30^\circ$  не превышает 0,1%, что существенно меньше статистических погрешностей измерений. К тому же систематический подъем кривой  $\epsilon(\theta_0)$  в области  $20^\circ$  непосредственно связан с формой кривой углового распределения и может быть учтен при обработке. Слабая зависимость эффективности от угла объясняется тем, что, несмотря на разброс в величинах эффективности элементов системы, круговая симметрия системы приводит к значительному усреднению этих отклонений.

### 3. Расчет функций углового разрешения

Регистрируемое аппаратурой угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов  $N_{\gamma\gamma}(\theta_0)$  связано с функцией угловой корреляции  $\gamma$ -квантов  $F(\theta)$  соотношением

$$N_{\gamma\gamma}(\theta_0) = \int f(\theta_0, \theta) F(\theta) d\theta, \quad (9)$$

где  $f(\theta_0, \theta)$  - угловое разрешение установки. Угловое разрешение зависит от размеров счетчиков и водородной мишени и от распределения остановок  $\pi^-$ -мезонов в объеме мишени. Из-за трудности прямого многомерного интегрирования по объему мишени и счетчиков для расчета кривых разрешения был использован метод Монте-Карло. Вычисления производились на электронной вычислительной машине следующим образом. На рис. 26 изображено расположение водородной мишени и годоскопических газоразрядных счетчиков. Здесь  $\theta_0$  - угол между центрами счетчиков,  $l$  - длина счетчиков, перекрытая конвертором, и длина мишени,  $d$  - диаметр мишени,  $l_1$  - ширина счетчиков. Начало системы координат расположено в центре мишени. Координаты точки взаимодействия в мишени  $x_2, y_2, z_2$  и точек конверсии  $\gamma$ -квантов  $x_1, y_1, z_1$  и  $x_3, y_3, z_3$  задавались случайными числами  $p_1, p_2, \dots, p_7$ , из которых  $p_1, p_2, p_5, p_6, p_7$  равномерно заполняют интервал  $-1/2, 1/2$ , а  $p_3^2 + p_4^2 < 1/4$ :

$$x_1 = p_1 l_1.$$

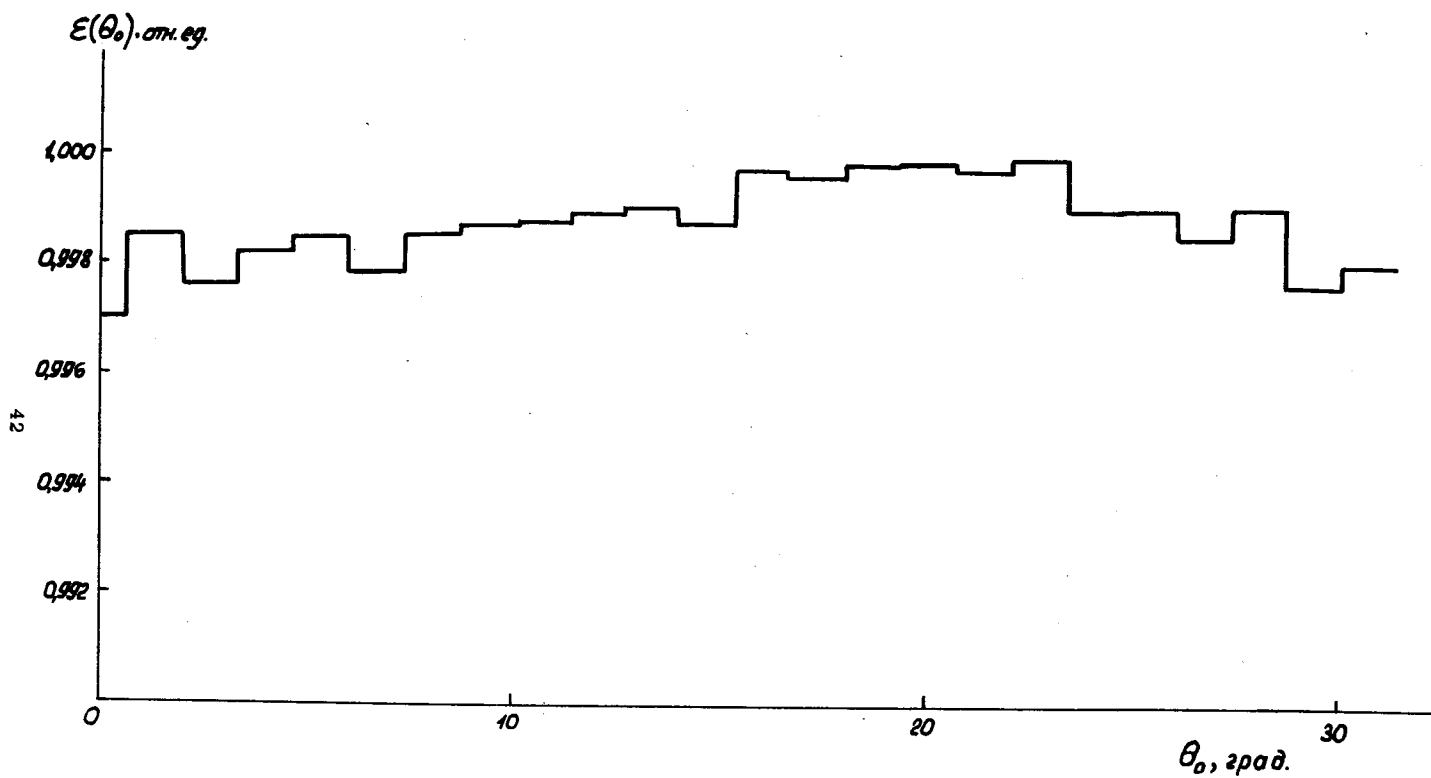


Рис. 25. Зависимость эффективности регистрации  $\gamma\gamma$ -событий  $\epsilon$  от угла  $\theta_0$ .

43

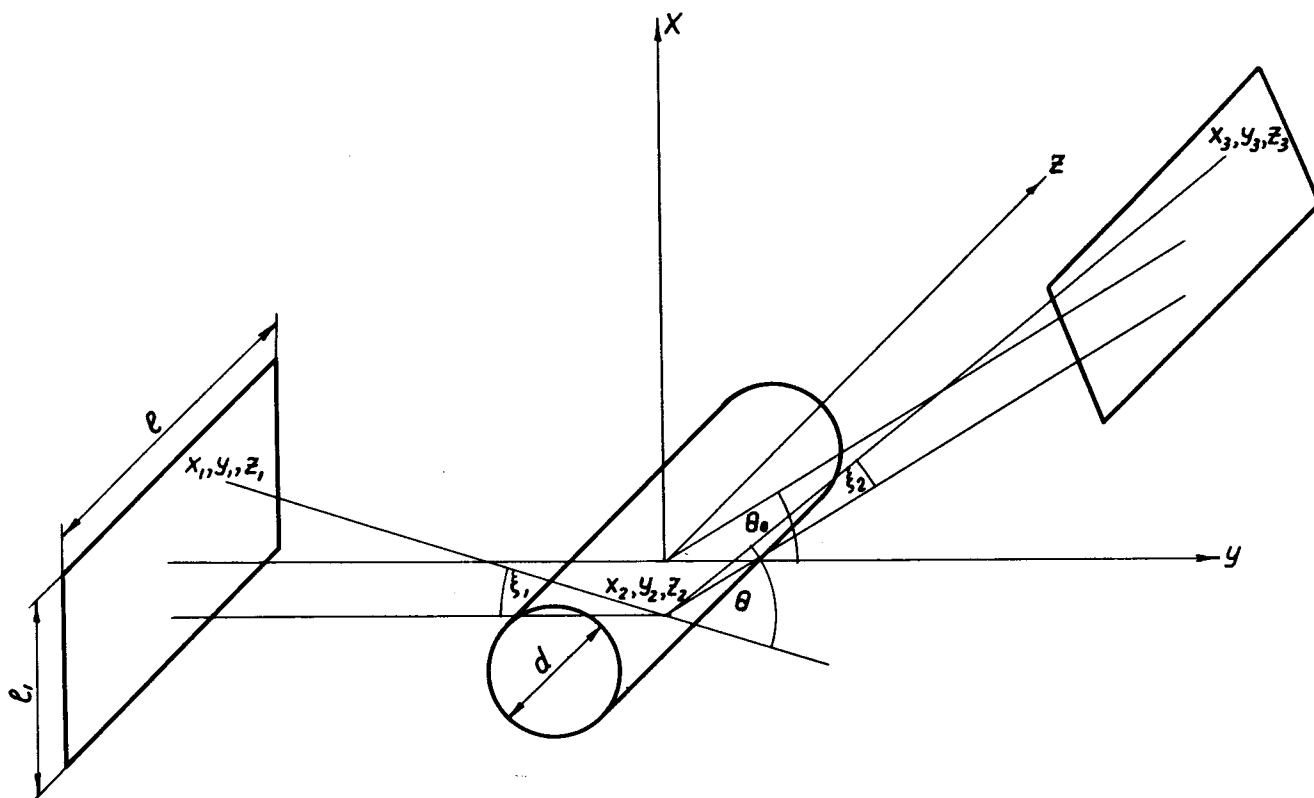


Рис. 26. Система координат, использовавшаяся при расчете углового разрешения.

$$y_1 = -R$$

$$z_1 = n_2 \ell$$

$$x_2 = n_3 d$$

$$y_2 = n_4 d$$

$$z_2 = n_5 \ell$$

$$x_3 = n_6 \ell_1 \cos \theta_0 + R \sin \theta_0$$

$$y_3 = R \cos \theta_0 - n_6 \ell_1 \sin \theta_0$$

$$z_3 = n_7 \ell$$

Для найденных таким образом координат  $x_1, x_2, \dots, x_3, z_1, z_2, z_3$  определялся угол между направлениями  $\gamma$ -квантов:

$$\theta = \arccos \frac{(x_1 - x_2)(x_3 - x_2) + (y_1 - y_2)(y_3 - y_2) + (z_1 - z_2)(z_3 - z_2)}{L_1 L_2}$$

где

$$L_1^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2$$

$$L_2^2 = (x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2 + (z_3 - z_2)^2$$

При каждом испытании задавалась некоторая элементарная площадь в плоскости каждого счетчика  $\Delta S_1 = \Delta x_1 \Delta z_1$  и  $\Delta S_3 = \Delta x_3 \Delta z_3$ . Учитывался также телесный угол  $\Delta \Omega$ , под которым  $\Delta S_1$  и  $\Delta S_3$  видны из точки  $x_2, y_2, z_2$ :

$$\Delta \Omega_1 = \cos \xi_1 / L_1^2 \quad \text{и} \quad \Delta \Omega_2 = \cos \xi_2 / L_2^2$$

где  $\xi_1$  и  $\xi_2$  - углы между направлениями  $\gamma$ -квантов и нормальными к плоскостям счетчиков, проведенными из точки  $x_2, y_2, z_2$ :

$$\xi_1 = \arccos[(y_2 - y_1) / L_1], \quad \xi_2 = \arccos\{[(x_3 - x_2) \sin \theta_0 + (y_3 - y_2) \cos \theta_0] / L_2\}$$

Распределение остановок  $\pi$ -мезонов в водородной мишени было определено экспериментально и задано при расчете функцией  $\phi(x_2, y_2, z_2) = (1 - 0,028 z_2) \eta(r)$ ,  $r^2 = x_2^2 + y_2^2$ . Функция  $\eta(r)$  была задана в виде таблицы:

r, см	$\eta(r)$
0	1,00
1,0	0,99
2,0	0,97
3,0	0,92
4,0	0,85

Значения  $\eta(r)$  при произвольном  $r$  определялись путем интерполяции.

Таким образом, при каждом испытании определялся угол  $\theta$  и соответствующая ему величина  $b(\theta)$ :

$$b(\theta) = \cos \xi_1 \cos \xi_2 \phi(x_2, y_2, z_2) / L_1^2 L_2^2 \quad (10)$$

Вся область углов разбивалась на интервалы, равные  $0,5^\circ$ , для которых определялись суммы значений  $b(\theta)$ . Расчеты были выполнены для углов  $\theta_0 = 0; 1,5^\circ, 2,5^\circ, 6^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 18^\circ, 22^\circ, 26^\circ, 30^\circ$  и для  $\ell_1 = 2,17$  см, 4,34 см и 6,51 см для малой мишени ( $\ell_1 = 2,17$  см соответствует диаметру газоразрядного счетчика). Для каждого угла производилось от 30000 до 400000 испытаний. Всего для мишени с диаметром 3 см было произведено 4320000 испытаний. Результаты расчетов приведены на рис. 27-29. Вблизи максимума кривой  $N_{\gamma\gamma}(\theta_0)$  ( $\theta_0 = 22^\circ$ ) разрешение равно  $\pm 2^\circ$ .

#### 4. Определение фона

Фон в измеренном угловом распределении  $\gamma$ -квантов связан с несколькими эффектами: а) перезарядка  $\pi^-$ -мезонов налету в сцинтилляционном счетчике  $S_2$  и в веществе мишени; б) захват и перезарядка  $\pi^-$ -мезонов, остановившихся в сцинтилляторе  $S_2$ , содержащем водород <sup>28</sup>; в) случайные совпадения. Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых при захвате (б), близко к наблюдаемому в случае реакции (1). Фон, связанный с этим процессом, может быть определен на основании известной вероятности перезарядки в веществе сцинтиллятора <sup>28</sup> и составляет 0,3-0,5%. Фон от регистрации случайных совпадений (в) слабо зависит от угла  $\theta_0$ . Вклад его, определенный по скорости счета пар  $\gamma$ -квантов в области углов  $\theta_0 > 60^\circ$ , не превышает 0,2%.



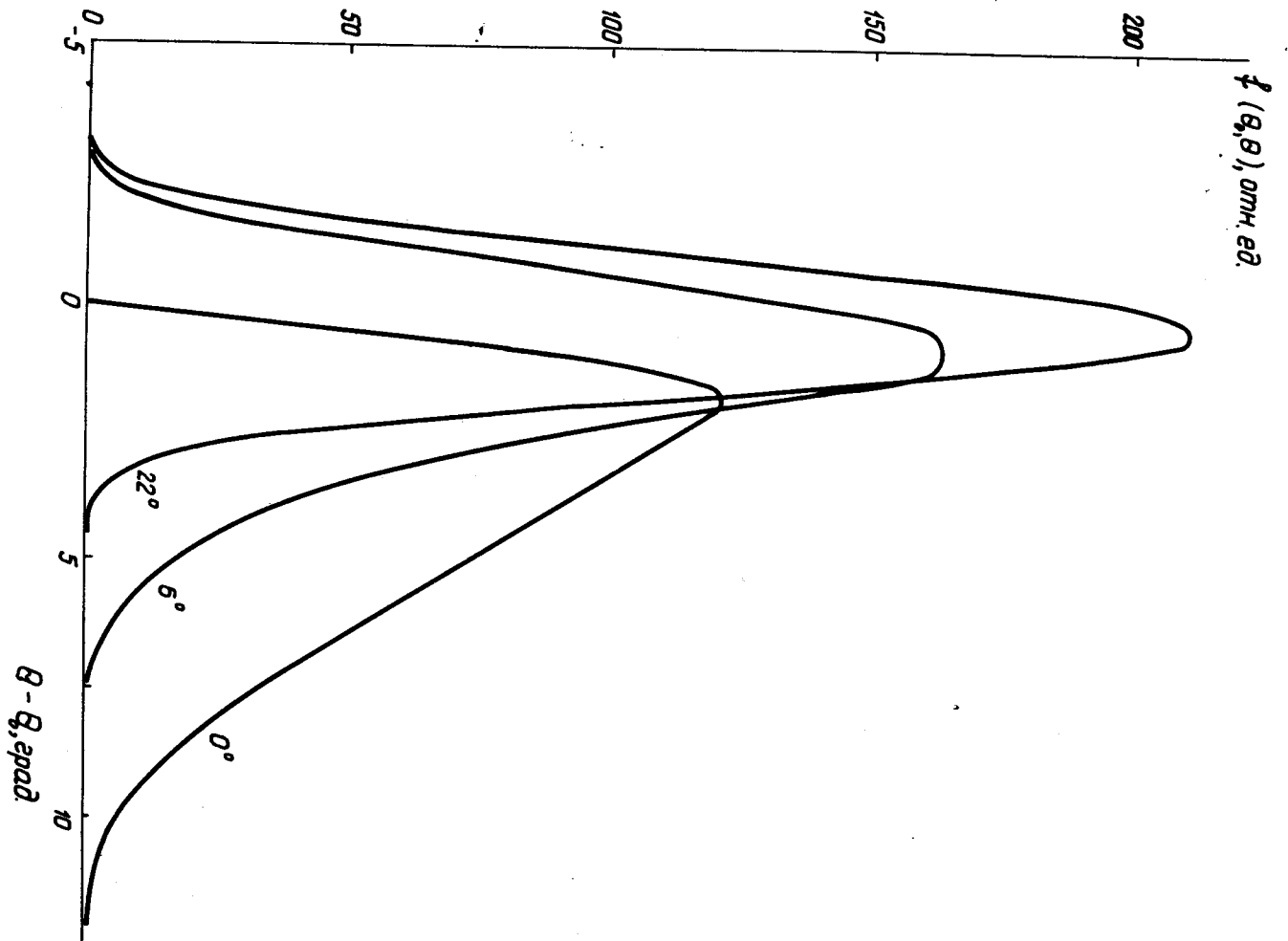


Рис. 27. Функция углового разрешения  $f(\theta_0, \theta)$ , вычисленные для малой мишени при  $l_1 = 2,17$  см.

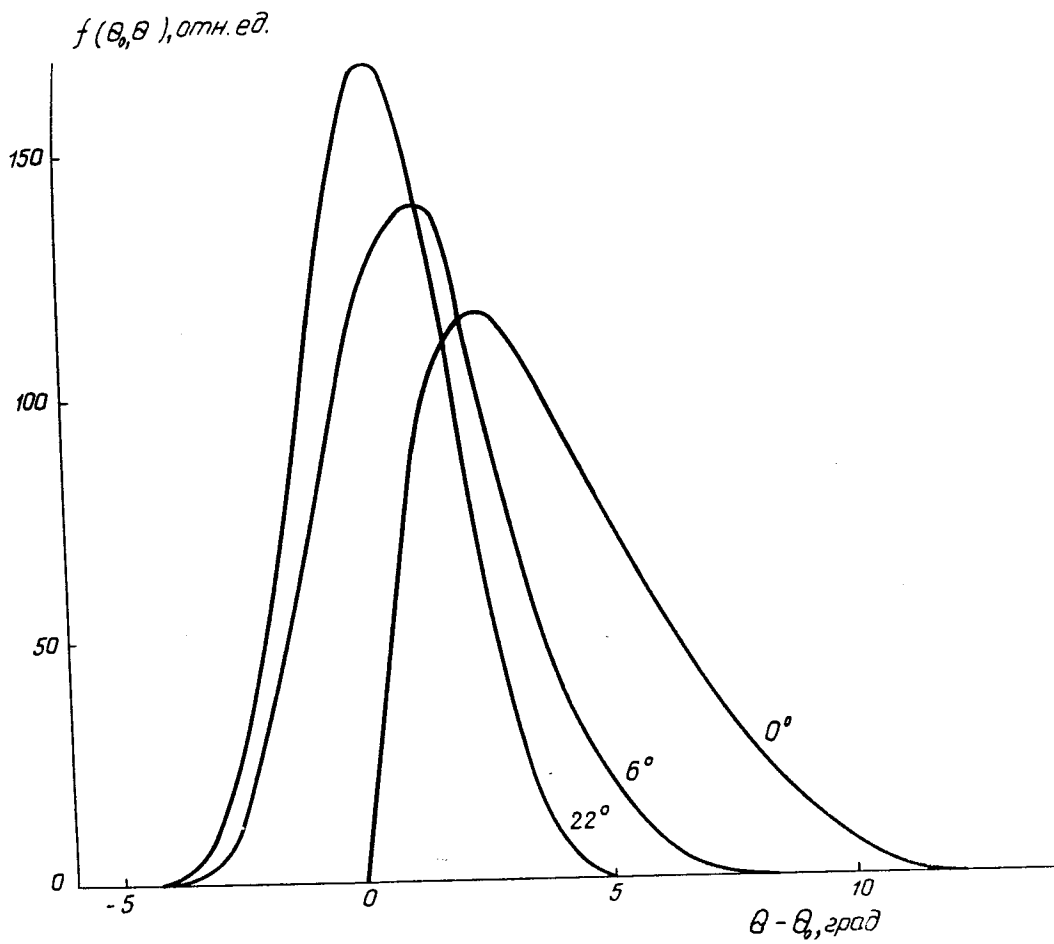


Рис. 28. То же, что на рис.27, но для  $l_1 = 1,34$  см.

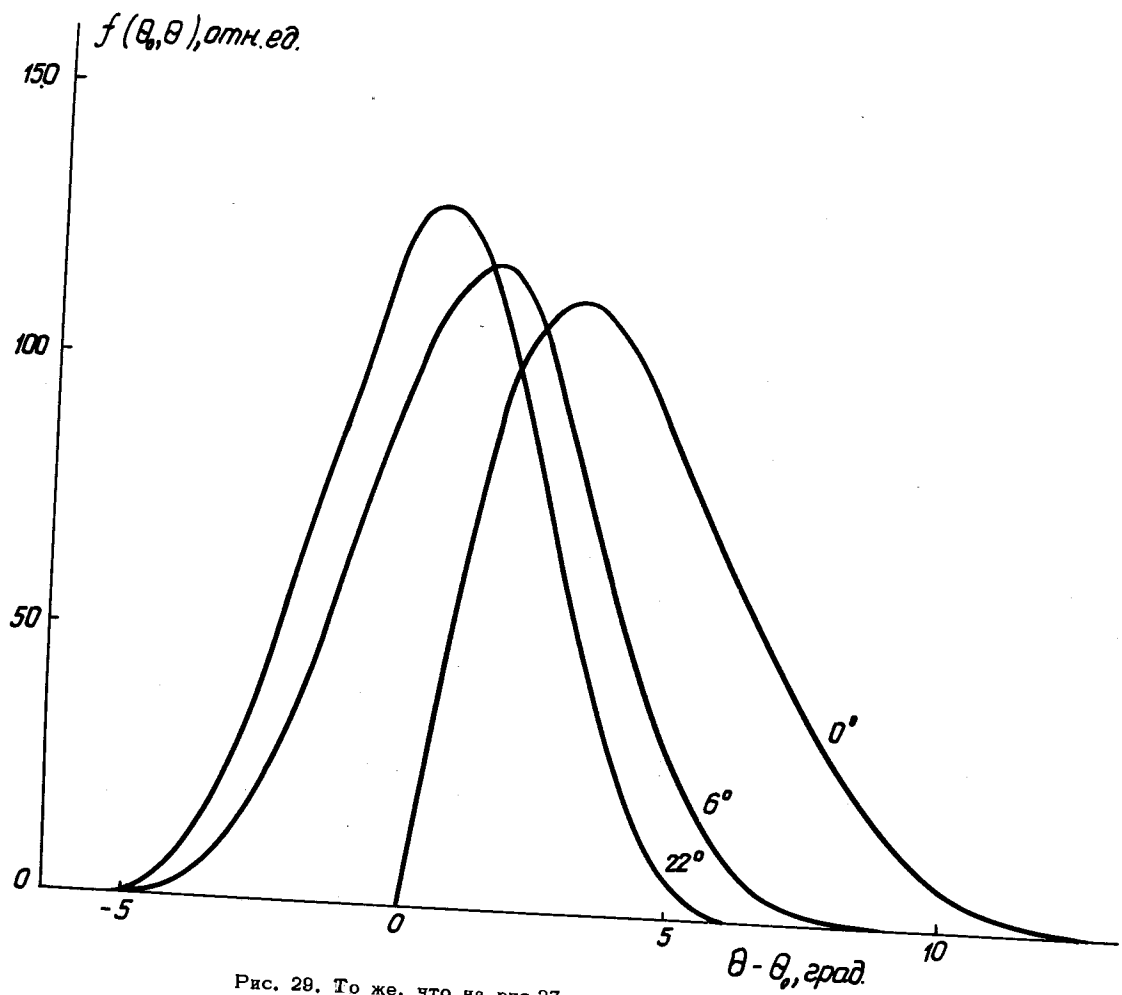


Рис. 29. То же, что на рис.27, но для  $l_1 = 6,51$  см.

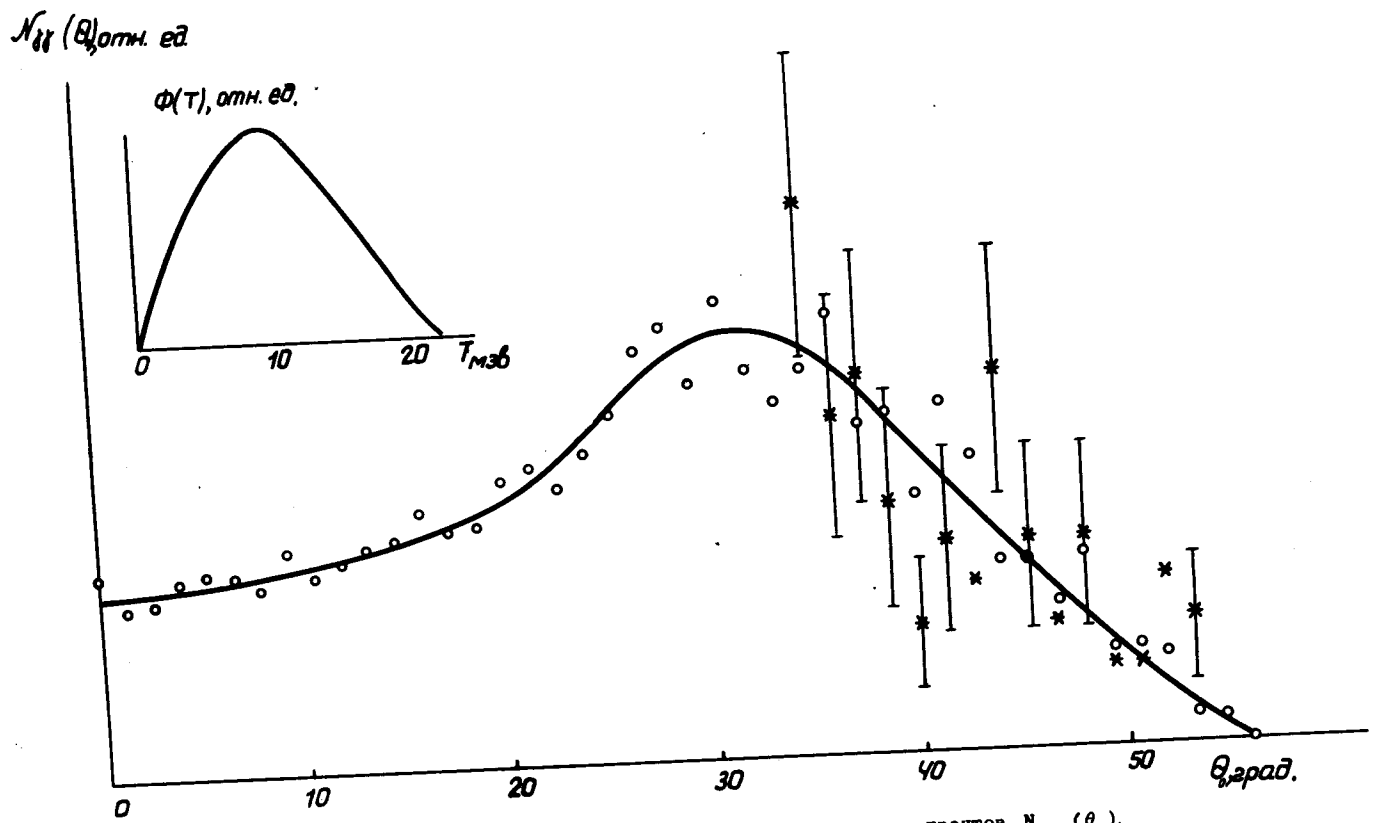


Рис. 30. Вычисленное угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов  $N_{\gamma\gamma}(\theta)$ , образованных в мишени при перезарядке  $\pi^-$ -мезонов палету.  $\Phi(T)$ - энергетический спектр  $\pi^-$ -мезонов в мишени.

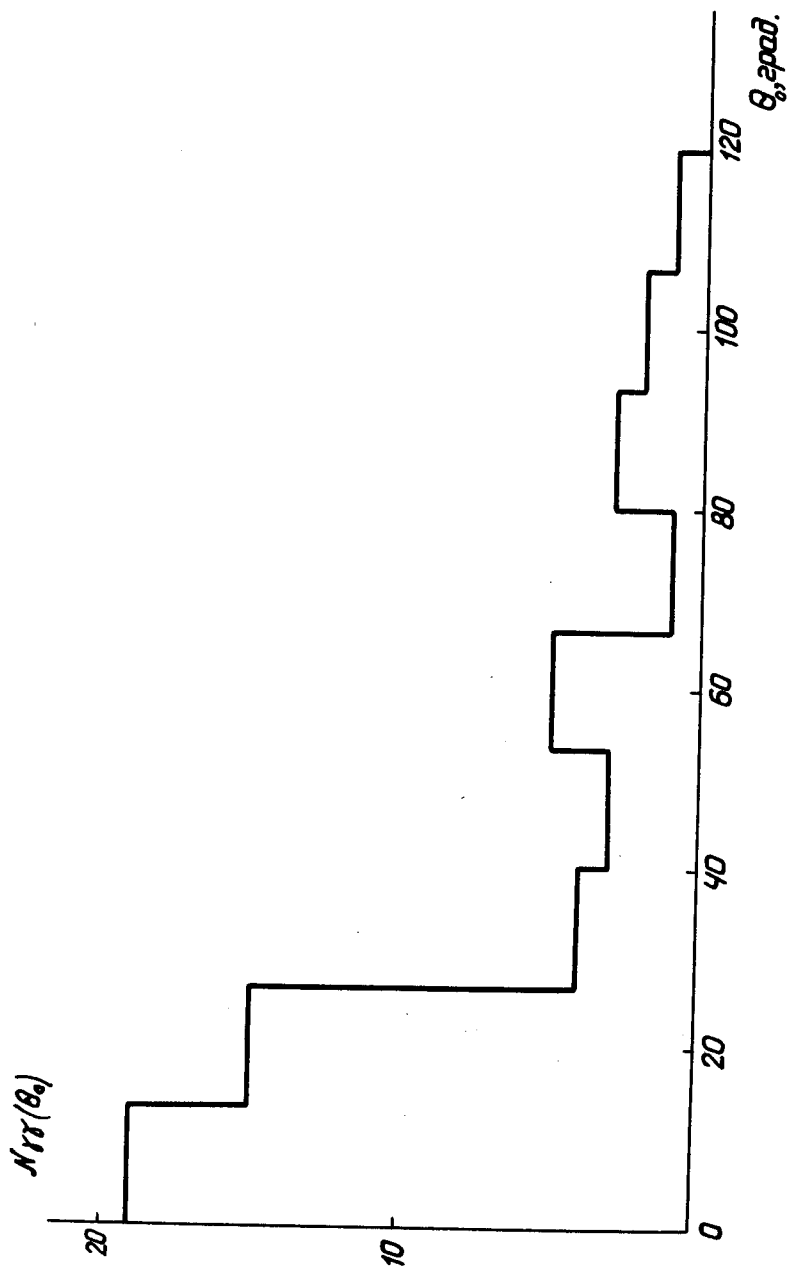


Рис. 31. Угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов, измеренное в опытах с графитовой мишенью.

Для определения вклада от перезарядки  $\pi^-$ -мезонов налету (а) был выполнен расчет методом Монте-Карло, аналогичный описанному ранее. Распределение  $\pi^-$ -мезонов по энергии в пучке, падающем на мишень, аппроксимировалось функцией Гаусса со стандартом 5 Мэв, найденным из измерений кривой пробега  $\pi^-$ -мезонов. Энергетический спектр  $\pi^-$ -мезонов в мишени приведен на рис. 30. С учетом этого спектра и известных сечений перезарядки было найдено распределение по углам событий фонового процесса (а) (рис. 30). Вычисленный вклад от этого процесса для  $\theta_0 = 0$  оказался равным 1%.

Экспериментальное определение фона было выполнено на основании измерений с графитовой мишенью (при захвате остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами углерода перезарядка не наблюдается<sup>[29]</sup>) и без мишени. Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, полученное для углерода, показано на рис. 31. Аналогичное распределение было получено и в измерениях без мишени. Определенный на основании этих опытов фон составил 2% от скорости счета пар  $\gamma$ -квантов под углом  $\theta_0 = 0$  (малая мишень, первая группа случаев), под углом  $\theta_0 = 20^\circ$  фон был равен 0,7%.

Угловые распределения  $\gamma$ -квантов, полученные после вычитания фона, приведены на рис. 32-35.

### 5. Разность масс заряженного и нейтрального пионов

Определение скорости  $\pi^0$ -мезона  $\beta$  в реакции (1) и величины разности масс  $\Delta m$  было выполнено методом наименьших квадратов путем сравнения вычисленных функций (9) с экспериментально найденными угловыми распределениями. При этом предполагалось, что в реакции (1) образуется только один  $\pi^0$ -мезон. При расчете варьировались  $\beta$  и эффективная ширина годоскопического счетчика  $\delta$ . Величина  $\delta$ , определенная по данным измерений с малой мишенью, оказалась равной  $(2,45 \pm 0,04) \delta_0$ , где  $\delta_0 = 2,17$  см - ширина годоскопического счетчика.

В результате расчетов была определена скорость нейтрального мезона для четырех групп данных:

- а) малая мишень, первая группа,  $\beta = 0,20375 \pm 0,00018$ ;
- б) малая мишень, вторая группа,  $\beta = 0,20315 \pm 0,00040$ ;

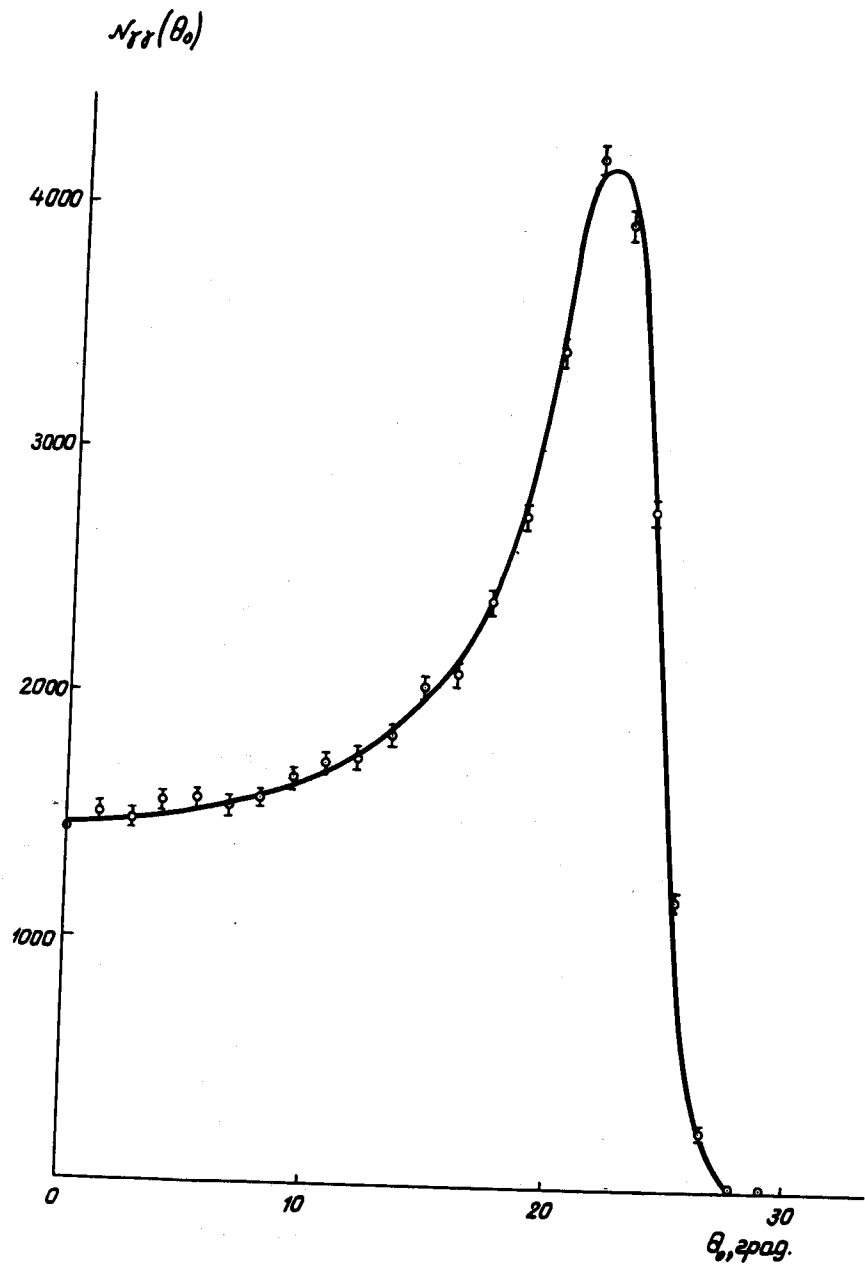


Рис. 32. Угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов после вычитания фона (малая мишень, первая группа событий). Кривая - вычисленная зависимость  $N_{\gamma\gamma}(\theta_0)$ .

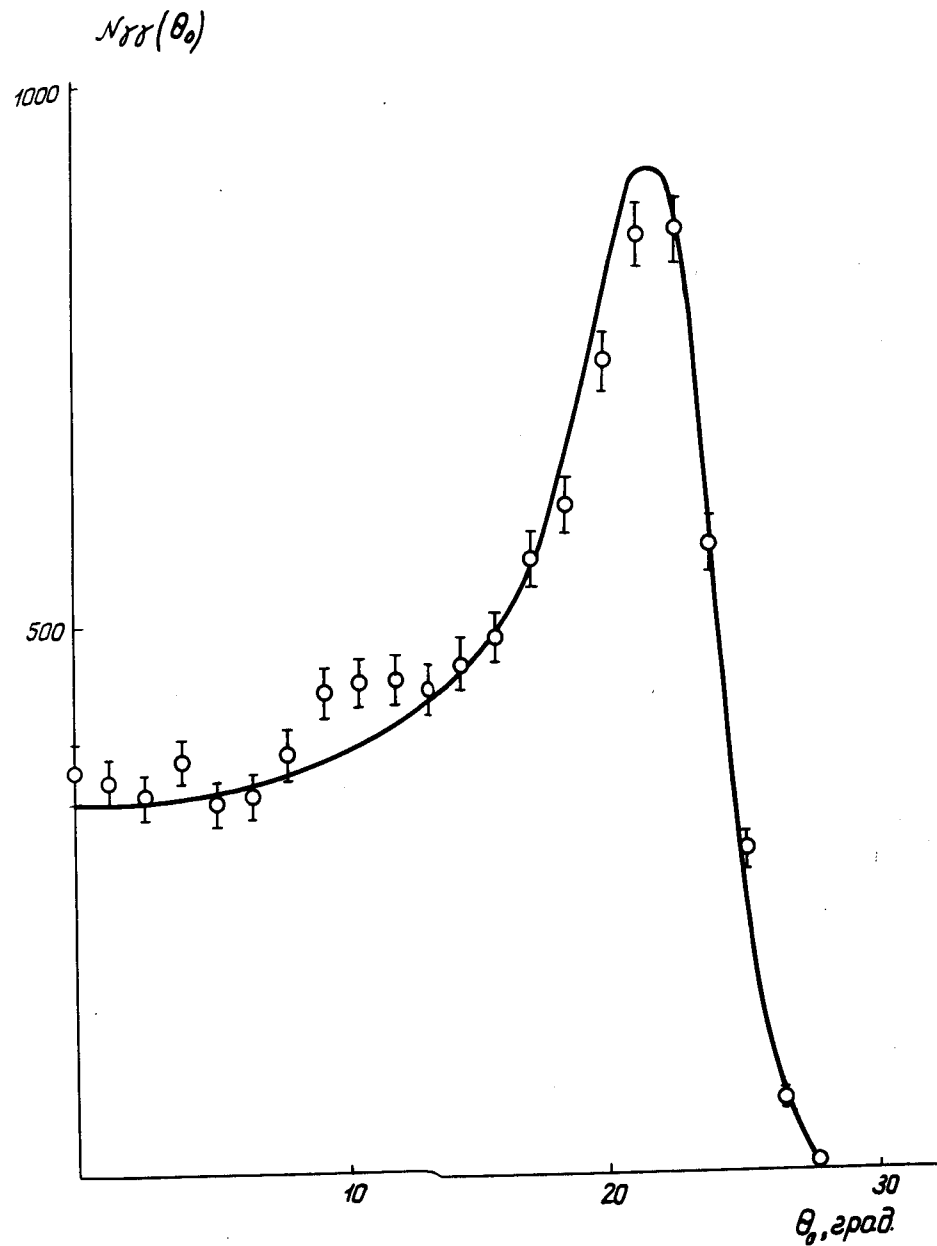


Рис. 33. То же, что на рис. 32, но вторая группа событий.

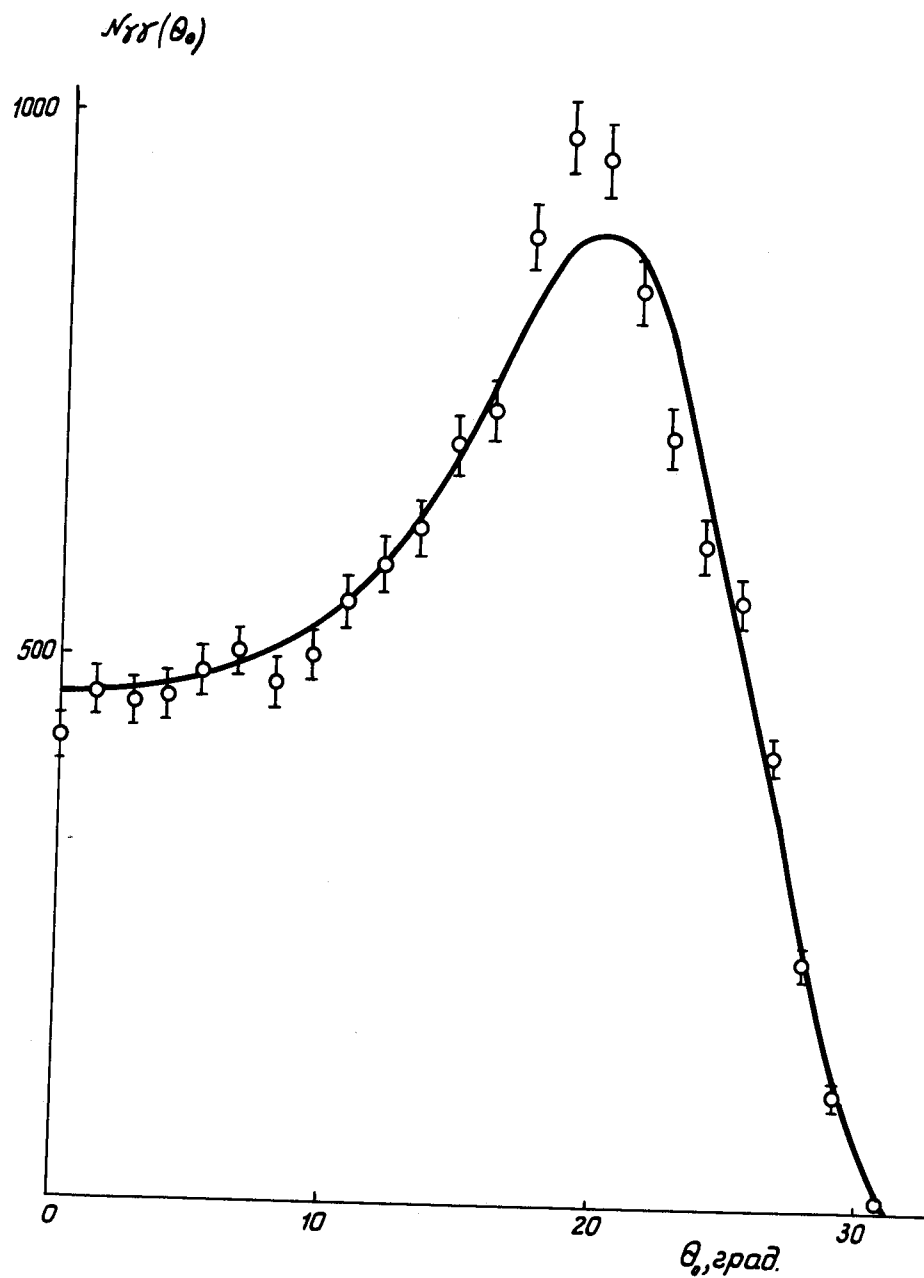


Рис. 34. То же, что на рис. 32, но большая мишень.

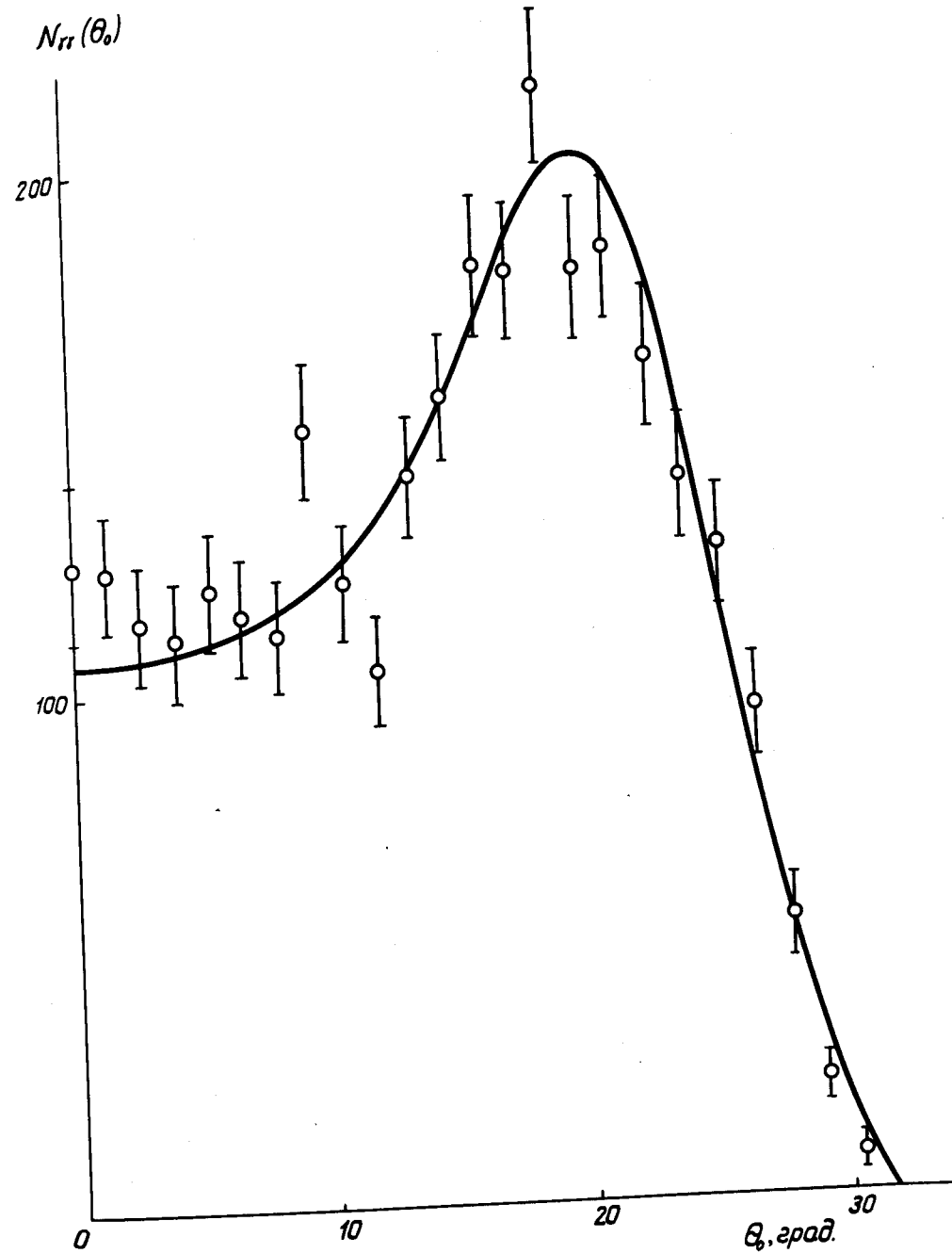


Рис. 35. То же, что на рис. 33, но большая мишень.

- в) большая мишень, первая группа,  $\beta = 0,2039 \pm 0,0007$ ;  
 г) большая мишень, вторая группа,  $\beta = 0,2038 \pm 0,0015$ .  
 Объединяя данные по группам для каждой мишени, получим:  
 а) малая мишень,  $\beta = 0,20365 \pm 0,00016$ ;  
 б) большая мишень  $\beta = 0,20386 \pm 0,00066$

и окончательно:

$$\beta = 0,20386 \pm 0,00016.$$

Отсюда, пользуясь выражением для разности масс отрицательного и нейтрального мезонов (5), находим:

$$\Delta\mu = 4,6034 \pm 0,0052 \text{ Мэв/с}^2.$$

Погрешность разности масс получена из следующего выражения

$$[\delta(\Delta\mu)]^2 = [\delta(m_n - m_p)]^2 + [\delta\beta]^2 \beta^2 m_\pi^2 (1 + m_\pi/m_n)^2 + [\delta m_\pi] \beta^4 (1 + 2m_\pi/m_n)^2 / 4 + [\delta m_n] \beta^4 m_\pi^4 / 4 m_n^4. \quad (11)$$

Определяющим в этом выражении является член, связанный с погрешностью скорости  $\delta\beta$ , остальные величины принимались равными  $\delta(m_n - m_p) = 0,0001 \text{ Мэв/с}^2$ ,  $\delta m_n = 0,005 \text{ Мэв/с}^2$ ,  $\delta m_\pi = 0,015 \text{ Мэв/с}^2$ . Вычисленные с учетом найденных значений скорости нейтрального мезона и ширины разрешения, угловые распределения пар  $\gamma$ -квантов представлены на рис. 32-35.

В таблице приведены имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о величине разности масс отрицательного и нейтрального пионов.

Величина разности масс, полученная в этой работе, находится в хорошем согласии с наиболее точным значением, полученным методом измерения времени пролета. Усреднение всех данных, приведенных в таблице, дает

$$\Delta\mu = (4,604 \pm 0,004) \text{ Мэв/с}^2.$$

Л и т е р а т у р а	$\Delta\mu, \text{ Мэв/с}^2$			
	спектр $\gamma$ -квантов	угл. корр. $\gamma$ -квантов	время пролета	распад $\pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^-$
Панофски, Амодт, Хедли /2/	5,4 $\pm$ 1,0			
Чиновский, Стейнбергер /4/		4,50 $\pm$ 0,31		
Кюнер, Меррисон, Торнабен /3/	4,55 $\pm$ 0,20 -0,15			
Кассельс, Джонс, Мэрфи, О'Нейл /1/		4,55 $\pm$ 0,07		
Хильман, Мидделькоп, Камогата, Дзаваттини /15/			4,60 $\pm$ 0,04	
Хэддок, Абашьян, Кроу, Спир /30/			4,62 $\pm$ 0,05	
Сэймиос /31/				4,69 $\pm$ 0,07
Селав, Гетнер /14/			4,60 $\pm$ 0,26	
Петрухин, Прокошкин /5/	4,59 $\pm$ 0,03			
Спир /6/			4,6056 $\pm$ 0,0055	
Настоящая работа	4,6034 $\pm$ 0,0052			

### 6. Определение возможного вклада от второго нейтрального пиона

Для определения возможного вклада от второго нейтрального пиона в реакцию (1) функция угловой корреляции  $\gamma$ -квантов представлялась в следующем виде

$$N_{\gamma\gamma}(\theta_0) = a' N'_{\gamma\gamma}(\theta_0) + a'' N''_{\gamma\gamma}(\theta_0). \quad (12)$$

Здесь первый член учитывает вклад обычного  $\pi^0$ -мезона, и второй - гипотетического  $\pi_0^0$ -мезона. Функции  $N''_{\gamma\gamma}(\theta_0)$  были вычислены для ряда значений скорости второго мезона. Некоторые из них приведены на рис. 36.

Дальнейшая обработка состояла в нахождении коэффициентов  $a'$  и  $a''$  методом наименьших квадратов. При этом фиксировалась скорость второго мезона и определялся минимум величины  $\chi^2$  при варьировании коэффициентов  $a'$  и  $a''$  и скорости обычного  $\pi^0$ -мезона. Верхняя граничная оценка величины вклада от второго нейтрального мезона  $a'_{\max}$ , вычисленная для 95%-го уровня

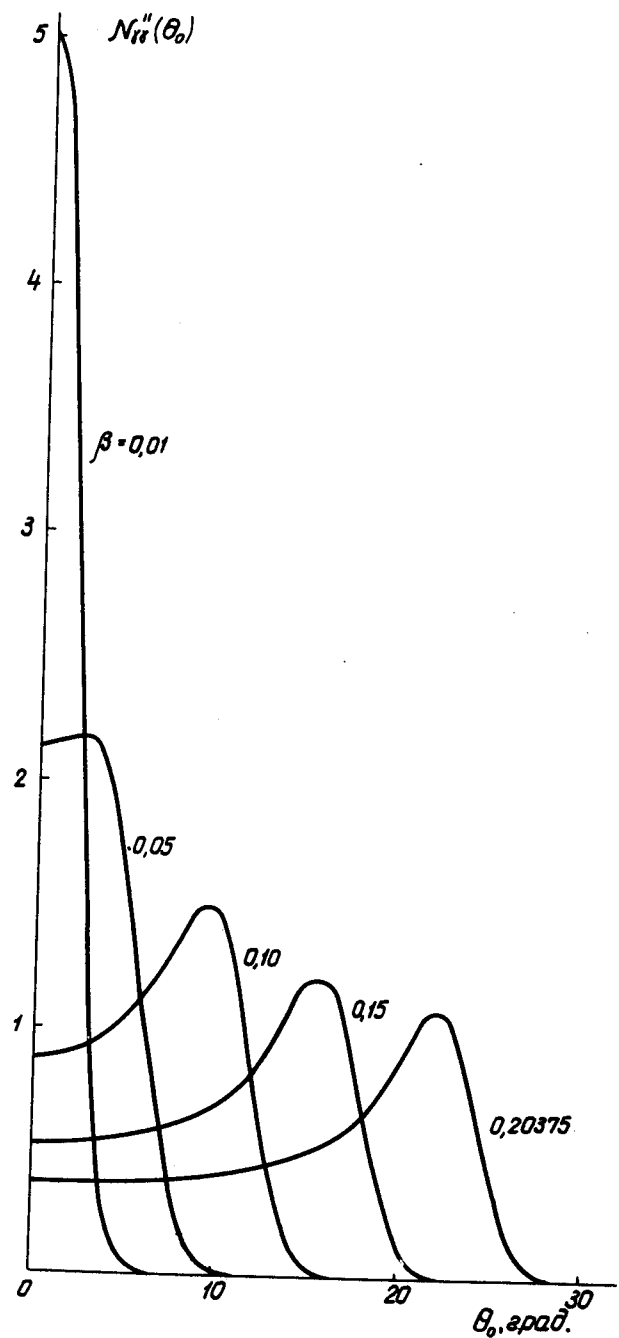


Рис. 36. Угловые распределения пар  $\gamma$ -квантов, вычисленные для различных значений скорости нейтрального мезона  $\beta$ .

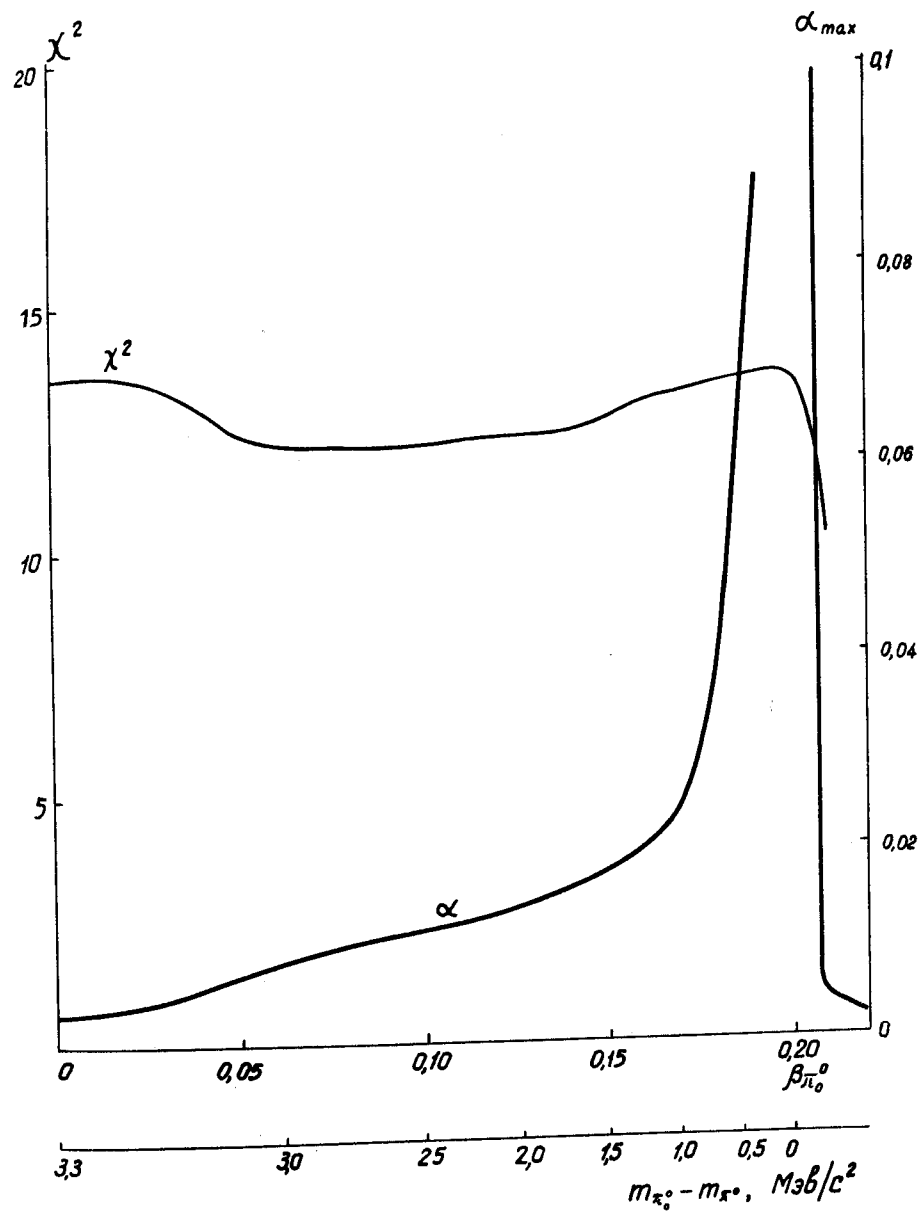


Рис. 37. Зависимость  $\chi^2$  и  $\alpha$  от массы второго нейтрального мезона. Ожидаемое значение  $\chi^2$  ( $\chi^2$ ) равно 19.

достоверности, приведена на рис. 37. Здесь же показана зависимость величины  $\chi^2$  от скорости второго мезона  $\beta_{\pi^0}$  и разности масс  $m_{\pi^0} - m_{\pi^0}$ .

Зависимость  $\chi^2$  от разности масс получена плавной, в ней нет каких-либо выбросов, которые могли бы указывать на существование новых нейтральных пионов с массой, близкой к массе обычного  $\pi^0$ -мезона. Таким образом, в настоящей работе не подтверждено предположение [16] о возможном существовании второго нейтрального мезона, масса которого больше массы обычного  $\pi^0$ -мезона на 2,4 Мэв/с<sup>2</sup>. Величина вклада для частицы с такой массой получена равной  $\alpha = (0,5 \pm 0,4)\%$ . На рис. 38 приведена зависимость верхней граничной оценки вклада второго нейтрального мезона в реакции (1) от разности масс  $m_{\pi^0} - m_{\pi^0}$ . Как видно из рисунка, в данной работе оценка  $\alpha_{\max}$  существенно снижена по сравнению с предыдущими исследованиями.

#### 7. Угловое распределение пар $\gamma$ -квантов в области $\theta_0 > 50^\circ$

Годоскопическая система позволяла регистрировать пары  $\gamma$ -квантов с углами разлета от 0 до  $140^\circ$ . Угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов в интервале  $\theta_0 > 30^\circ$  представлено на рис. 39 (малая мишень, первая группа). Для событий, зарегистрированных в области углов от 50 до  $140^\circ$ , был проведен детальный временной анализ осциллограмм. Полученное временное распределение приведено на рис. 40. Это распределение имеет значительно большую ширину, чем распределение событий реакции (1) (рис. 19), что свидетельствует о наличии значительного фона случайных совпадений. Для определения числа истинных совпадений экспериментально полученное распределение (рис. 40) было представлено в виде

$$N_{\gamma\gamma}(\Delta t) = g_1 N_{\gamma\gamma \text{ ист}}(\Delta t) + g_2 N_{\gamma\gamma \text{ случ}}(\Delta t). \quad (13)$$

Формы кривых временного разрешения истинных ( $N_{\gamma\gamma \text{ ист}}$ ) и случайных ( $N_{\gamma\gamma \text{ случ}}$ ) совпадений брались соответственно из рис. 19 и 14. Величины  $g_1$  и  $g_2$  были определены методом наименьших квадратов.

Всего в области углов  $50-140^\circ$  было зарегистрировано 105 событий. Эти события в основном являются случайными -  $g_2 = 103 \pm 14$ , и только 10%

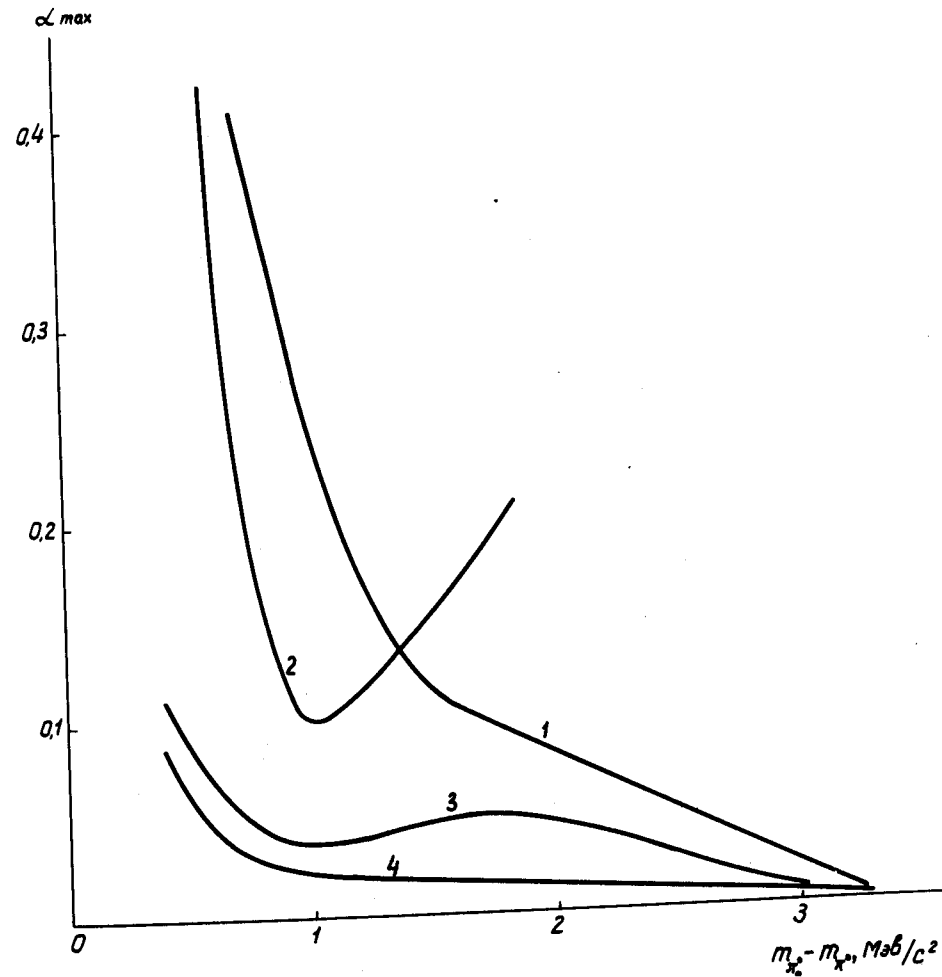


Рис. 38. Верхняя граничная оценка вклада второго нейтрального мезона  $\alpha_{\max}$  (на уровне 95% достоверности). Кривые 1,2,3 - данные работ [1,14,16], кривая 4 - результат настоящей работы.



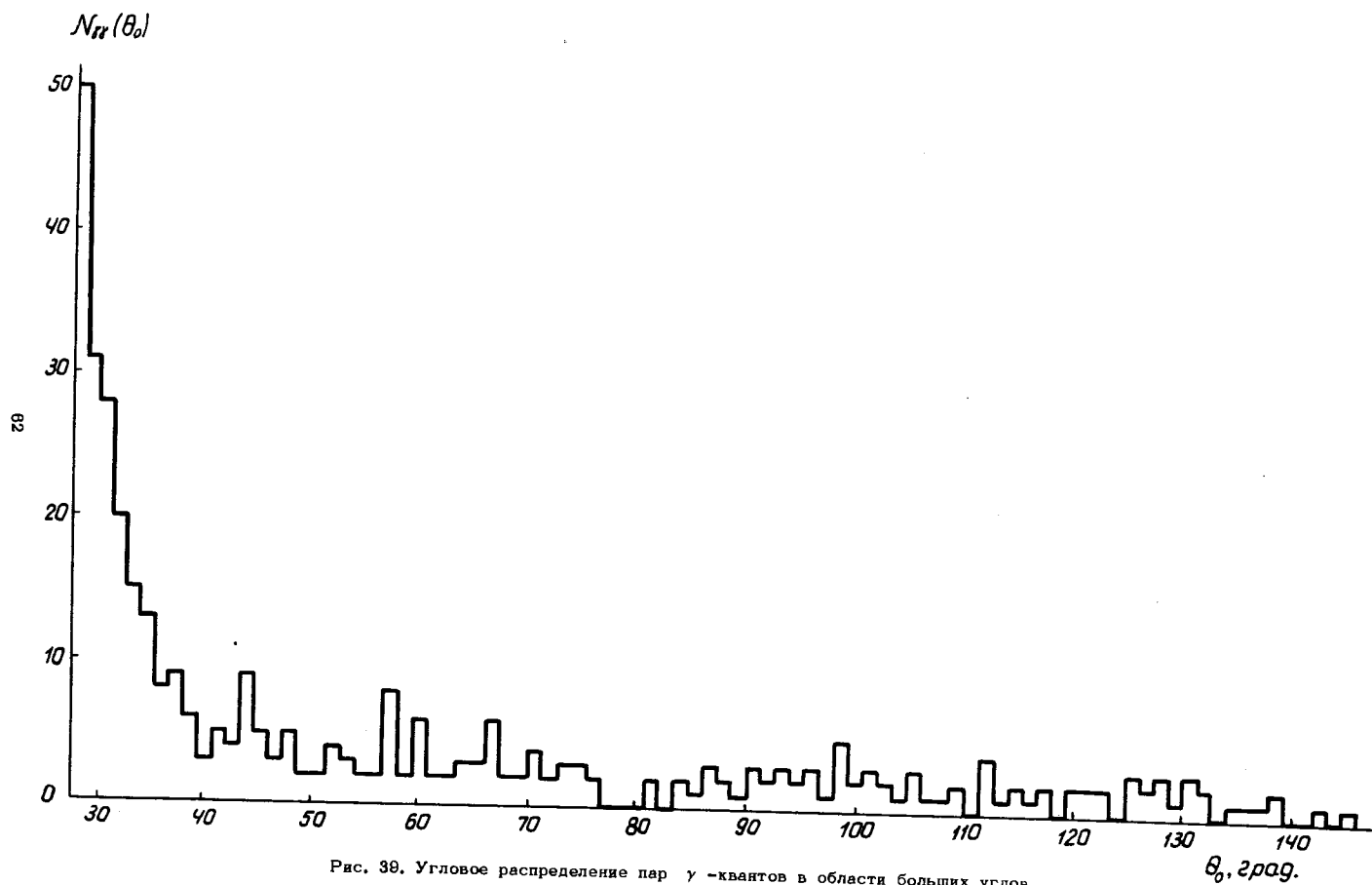


Рис. 39. Угловое распределение пар  $\gamma$ -квантов в области больших углов.

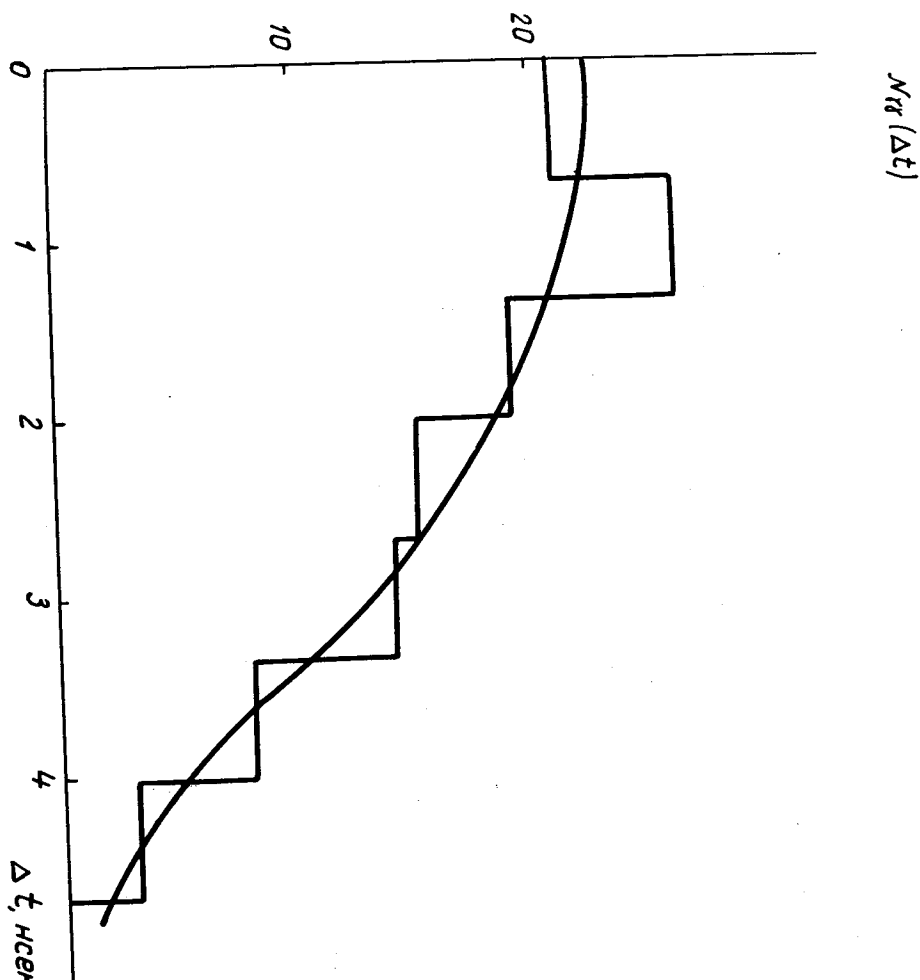


Рис. 40. То же, что на рис. 16, но для области углов  $\theta_0 > 50^\circ$

из них могут быть истинными  $\gamma\gamma$ -событиями -  $g_1 = 2 \pm 10$ . Как указывалось во введении, истинные  $\gamma\gamma$ -события в области больших углов  $\theta_0$  могут быть приписаны трем процессам: (7), (2) или (3). Рассмотрим, к каким граничным оценкам для вероятностей этих процессов приводит полученная величина  $g_1$ .

а) Нормируя  $g_1$  на число событий, зарегистрированных в области углов  $\theta_0 < 25^\circ$ , и учитывая различия в угловых корреляциях пар  $\gamma$ -квантов, образующихся в распадах  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , и эффективности регистрации, получаем верхнюю граничную оценку для отношений вероятностей распада  $\pi^0$ -мезона на три и два  $\gamma$ -кванта:

$$W(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) / W(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) < 6 \cdot 10^{-4}$$

(на уровне 90%-ой достоверности). В последних работах, выполненных в Дубне<sup>/32/</sup> и ЦЕРНе<sup>/20/</sup>, этот предел понижен до  $5 \cdot 10^{-6}$ .

б) Для определения оценки вероятности процесса  $\pi^- + p \rightarrow \gamma + \gamma + n$  были использованы угловые распределения  $\gamma$ -квантов, вычисленные Балдиным (частное сообщение). Для  $k_1 \ll k_2 \approx \pi_{\pi^0}$ , где  $k_1, k_2$  - импульсы  $\gamma$ -квантов

$$d\sigma / d\Omega \approx (1 + \cos^2 \theta), \quad (14)$$

Если  $k_1 \approx k_2$ , то угловое распределение имеет вид

$$d\sigma / d\Omega \approx \{ 2 [ 0,23 + 4 / (3 + \cos \theta) ]^2 (1 + \cos^2 \theta) (1 + \cos \theta) + \cos \theta \sin^2 \theta [ 0,23 + 4 / (3 + \cos \theta) ] \}. \quad (15)$$

С учетом этих угловых распределений и геометрии установки на основании данных о величине  $g_1$  получим верхнюю граничную оценку отношения вероятностей реакций (2) и (1):

$$W(\pi^- + p \rightarrow \gamma + \gamma + n) / W(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) < 8,5 \cdot 10^{-4}$$

(на уровне 90%-ой достоверности). Согласно расчетам Балдина, это отношение равно  $1,4 \cdot 10^{-4}$ .

в) Пары  $\gamma$ -квантов с большим углом раствора могут быть приписаны распаду образующихся в реакции (3) нейтральных частиц с массой, меньшей массы  $\pi^0$ -мезона. Из данных, полученных в настоящей работе, следует, что отношение вероятностей образования  $X^0$ -частиц с массой  $60 \text{ Мэв}/c^2$  и  $\pi^0$ -мезона не превышает

$$W(\pi^- + p \rightarrow X^0 + n) / W(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) < 4 \cdot 10^{-4}$$

При массе  $X^0$ -частицы, равной  $125 \text{ Мэв}$ , граничная оценка равна  $9 \cdot 10^{-4}$ .

В заключение пользуемся случаем поблагодарить А.М. Балдина, Д.И. Блохинцева, Б. Понтекорво за полезные обсуждения и Н.А. Круткуву, Б.М. Антонова, Г.И. Зорина, А.В. Ревенко, Н.Н. Хованского, Н.Н. Дерягину, В. Докузову, О.А. Кропину, Э.В. Нягу, Р. Раеву, А.Х. Попсавову, Л.С. Раенко, Э.И. Сидорову, К. Фолтинову за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.M. Cassels, D.P. Jones, P.G. Murphy, P.O. Neill. Proc. Phys. Soc., 74, 92 (1959).
2. W.K.H. Panofsky, R.L. Amadi, J. Hadley. Phys. Rev., 81, 565, (1951).
3. J.A. Kuehner, A.W. Merrison, S. Tomabene. Proc. Phys. Soc., 73, 545, (1959)
4. W. Chinowsky, J. Steinberger. Phys. Rev., 93, 586, (1953).
5. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 45, 1737 (1963).
6. J. Czirn. Phys. Rev., 130, 341 (1963).
7. A. Baldin. Nuovo Cimento, 8, 569 (1958).
8. A.M. Baldin, P.K. Kabir. Nuovo Cimento, 9, 547 (1958).
9. Y. Yamaguchi. Prog. Theor. Phys., 19, 622 (1958).
10. А.М. Балдин, А.А. Комар. ДАН 146, 547 (1962).
11. А.М. Балдин, А.А. Комар. Phys. Lett., 2, 47 (1962).
12. А.М. Балдин, А.А. Комар. ФИАН, Препринт А-37, (1964).
13. M. Gettner, L. Holloway, D. Kraus, K. Lande, E. Leboy, W. Selove, R. Siegel. Phys. Rev. Lett., 2, 471, (1959).
14. W. Selove, M. Gettner. Phys. Rev., 120, 593 (1960).
15. P. Hillman, M. Middelkoop, F. Zavattini, T. Yamagata. Nuovo Cimento, 14, 887 (1959).
16. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ 1587, Дубна 1964.
17. R. P. Ely, D.H. Frisch. Phys. Rev. Lett., 3, 565 (1959)
18. И.М. Василевский, В.В. Вишняков, А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, А.А. Тяпкин. Труды XII Межд. конференции по физике высоких энергий, т. 1, 883 (1964).

18. В.И. Рыкалин, Т.Г. Кмита, И.В. Рыжиков, И.Н. Новоселова, Преприят ОИЯИ 2486, Дубна 1965.
20. J. Ducloux, D. Freytag, K.Schlupmann, V.Soergel, J.Heintze, H.Rieseberg. Phys. Lett., 19, 233 (1965).
21. В.С. Погосов. Дипломная работа, ОИЯИ 1965.
22. A.F. Dunaïtsev, V.M. Kutuin, Yu.D. Prokoshkin, E.A.Razuvaev, Yu.N. Simonov. Phys. Lett., 23, 283 (1966)
23. А.Ф. Дунайцев, ПТЭ, 8, 77 (1964).
24. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ПТЭ, 2, 114 (1965).
25. А.А. Тяпкин. ПТЭ, 3, 31 (1956); В.В. Вишняков, А.А. Тяпкин. АЭ, 3, 298 (1957).
26. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.М. Сороко. ПТЭ, 2, 22 (1964).
27. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ПТЭ, 1, 159 (1963).
28. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ЖЭТФ, 42, 1880 (1962).
29. V.I. Rezhukhin, Yu.D. Prokoshkin. Nucl.Phys., 54, 414 (1964)
30. P. Haddock, A. Abashian, K. Crowe, J. Czirt. Phys. Rev. Lett., 3, 478, ( 1959)
31. N.P. Samios. Nuovo Cimento, 18, 154 (1960)
32. В.М. Кутъин, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Письма ЖЭТФ, 2, 387 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 апреля 1967 г.