

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻԹԵՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՆՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿՈՒ ՏՈՅԵՄԵՆԻԵ

ЕФИ-195(41)-(76)

8U 770 4290

Ր.Տ.ԱԲՐԱՄՕՎ, Ա.Տ.ԱԼԵՔՏԱՆՅԱՆ, Ն.Ճ.ԱՐՄԵՆՅԱՆ,
Տ.Լ.ԱՏԱԿՅԱՆ, Լ.Բ.ԲԱԲԱ ԺՅԱՆՅԱՆ, Ե.Ա.ԲՈՆԺԱՐԵՆԿՕ,
Ա.Ժ.ՎԱՆՅԱՆ, Ի.Բ.ՎԱՐԺԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Օ.ԳԱՏՔԱՐՅԱՆ,
Լ.Յ.ԳԵՆԻՆԱ, Մ.Ի.ԺԱԻՕՆ, Լ.Ա.ՋԻՐՈՎԱ,
Վ.Ա.ԻՎԱՆՕՎ, Ա.Ժ.ԿԱՄԵՆՏՍԿԻՅ Բ.Բ.ԿԱՅՕՄՕՎ,
Դ.Կ.ՄԵԳՐԱՅԱՆ, Դ.Լ.ՄԵԼԿՍՕՄՕՎ, Վ.Ա.ԿՐԱՄԱՐԵՆԿՕ,
Դ.Դ.ՄԿՐԺՅԱՆ, Բ.Ն.ՔԻՒՏԵԼԵՎ, Մ.Ն.ՃԱՇԱԿՄՅԱՆ

ՍՏԱՆՕՎԿԱ ԺՅԱ ԻՏՏԵԺՈՎԱՆԻԱ ՔՐՕՏՏԱ
ՓՕՏՕՐՕՂԺԵՆԻԱ Պ⁰-ՄԵՅՕՆՕՎ ՆԱ ՅԺՐԱՃ ՆՕ⁴.

ԱՐՄՏ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ- 195(41)-(76)

Р.С.АБРАМОВ, А.С.АЛЕКСАНЯН, Н.Х.АРУТЮНЯН,
Т.Л.АСАТИАНИ, Л.Б.БАБАДЖАНИЯН, Е.А.БОНДАРЕНКО,
А.Д.ВАНЯН, И.Б.ВАРТАЗАРЯН, А.О.ГАСПАРЯН,
Л.Э.ГЕНИНА, М.И.ДАЙОН^{х)}, Л.А.ЖИРОВА,
В.А.ИВАНОВ, А.Д.КАМЕНСКИЙ^хФ.Ф.КАЮМОВ^{х)},
Г.К.МЕГРАБЯН, Г.Л.МЕЛКУМОВ^{хх)}, В.А.КРАМАРЕНКО^{хх)},
Г.Г.МКРТЧЯН, Р.Н.ПИХТЕЛЕВ, М.Н.ХАЧАТУРЯН^{хх)}

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА
ФОТОРОЖДЕНИЯ Π^0 -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ He^4 .

^{х)} Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР.

^{хх)} Лаборатория высоких энергий ОИЯИ.

Ереван 1976

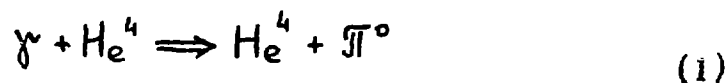
© *Ереванский физический институт, 1976*

1. Введение

Экспериментальные исследования процессов фоторождения частиц на ядрах позволяют изучать фундаментальные проблемы физики элементарных частиц.

В частности, большой интерес представляют исследования на ядре He^4 . При этом, вследствие равенства нулю спина и изотопспина ядра гелия существенно упрощается теоретическое описание взаимодействия фотонов (и заряженных частиц) с ядром. С другой стороны, в экспериментальном плане, использование ядра гелия в качестве мишени позволяет более достоверно и однозначно выделить упругий канал реакции, так как ядро гелия легкое, компактное и не имеет низколежащих уровней возбуждения.

В настоящей работе была создана экспериментальная установка для исследования процессов упругого фоторождения π^0 - мезонов на ядрах гелия



в области $E_\gamma = 1 \div 5$ Гэв и малых углов вылета π^0 -мезона ($\theta_{\pi^0} \approx 10^\circ$). Измерение хода сечения реакции (1) в зависимости от E_γ и θ_{π^0} позволит, в частности, определить знак амплитуды распада $\pi^0 \Rightarrow 2\gamma$, выпол -

нить модельно-независимую проверку векторной доминантности и решить ряд других вопросов (см [1]). Сложность эксперимента в том, что для надежного выделения упругого канала реакции при малых θ_{π^0} и малых энергиях ядра отдачи ($T_{\alpha}^{кин} \sim < 20$ Мэв) детектирующая аппаратура должна находиться вблизи интенсивного пучка фотонов. В связи с этим, для регистрации ядер отдачи и определения их угла вылета и энергии нами специально была разработана искровая камера с гелиевым наполнением, самозапускающаяся от возникающих в ее рабочем объеме ядер отдачи (α -частиц). Был реализован режим работы, при котором интенсивный пучок фотонов проходит непосредственно через рабочий газ камеры который таким образом одновременно служит физической мишенью.

Использование самоуправляемой гелиевой искровой камеры является характерной особенностью данной установки, позволяющей исследовать реакцию (1) в области малых передаваемых импульсов ($1 < T_{\alpha} < 20$ Мэв) и небольших углах вылета π^0 -мезонов. Заметим, что в установке приняты также специальные меры для надежной работы детектора π^0 -мезонов черенковского спектрометра полного поглощения, вблизи интенсивного пучка фотонов.

Весьма достоверное выделение упругого канала реакции (1) достигается благодаря тому, что установка дает полную информацию как о ядре отдачи (углы вылета, пробег-энергия), так и о γ -квантах - продуктах распада π^0 -мезона (углы вылета, энергия каждого кванта).

В статье дается описание установки в целом, приведены параметры всех основных узлов установки и результаты контрольных измерений. Отметим, что созданная установка обладает относительно небольшой светосилой, из-за малой площади черенковского спектрометра и небольшого размера α -детектора и рассматривается нами как модель будущей более светосильной системы.

На ней отработывались отдельные элементы системы и проверялась реализуемость данного метода в целом. Вместе с тем установка экспонируется в пучке фотонов Ереванского электронного ускорителя с целью исследования реакции (1); получены предварительные данные об интегральном сечении реакции (1) для интервала энергий $E_{\gamma} = 1,5 \div 4,5$ Гэв и углов вылета $\Theta_{\gamma} = 0 \div 10^{\circ}$.

2. Общая схема расположения установки в пучке

Пучок фотонов тормозного излучения, рожденных на внутренней мишени (вольфрам толщиной 0,14 рад.ед) электронного синхротрона, формируется системой коллиматоров, антиореольника, проходит очищающий магнит СП-12 и через вакуумпровод попадает на детектор ядер отдачи (который одновременно служит и мишенью). Длина фотонного тракта (вакуумпровода) от внутренней мишени ускорителя до экспериментальной установки составляет ~ 54 метра. Размер пучка перед детектором α -частиц составлял 9 мм и 5 мм по горизонтали и вертикали соответственно, с угловой расходимостью $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад. Мониторирование пучка проводилось интегральным квантометром Вильсона, расположенным в конце фотонного тракта. Пучок фотонов тормозного излучения имел энергию $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ Гэв и длительность $\sim 3-4$ мсек. Максимальная интенсивность пучка ограничивалась допустимой нагрузкой отдельных узлов установки и составляла $\sim 3 \cdot 10^8$ экв. γ -квантов сек^{-1} при $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ Гэв.

Для калибровочных измерений аппаратуры использовался вторичный пучок электронов, энергия которых могла варьироваться от 0,45 до 4,1 Гэв ($\Delta E/E \sim 2\%$ при $E_e = 2$ Гэв).

Общий вид расположения установки на фотонном пучке приведен на рис.1. Функционально установка состоит из двух основных узлов:

1. детектора ядер отдачи (α - детектор), рабочий газ которого He^4 одновременно является и физической

мишенью.

2. детектора π^0 -мезонов, состоящего из двух черенковских спектрометров полного поглощения (C_1, C_2), широкоазорных искровых камер (ШИК) и системы из шести сцинтилляционных счетчиков (S_{1-6}).

Расстояние от α -детектора до детектора π^0 -мезонов составляет ~ 300 см. Два плеча детектора

π^0 -мезонов расположены симметрично относительно фотонного пучка. Аппаратура позволяет непосредственно измерять следующие величины, необходимые для полного кинематического анализа регистрируемых событий:

1. R_α - пробег (кинетическую энергию T_α), азимутальный φ_α и полярный θ_α углы вылета ядер отдачи в α -детекторе.

2. Координаты точки взаимодействия кванта фотонного пучка с ядром мишени,

3. Координаты точек конверсии γ -квантов от распада π^0 -мезонов, угол разлета между ними ψ_{π^0} и направление вылета γ -квантов с помощью ШИК.

4. Энергии E_{γ_1} и E_{γ_2} квантов от распада π^0 -мезона по данным черенковского спектрометра полного поглощения.

Заметим, что в реакции (1) при вылете π^0 -мезонов под малыми углами ядра отдачи вылетают под углом близким 90° к направлению фотонного пучка, с энергиями < 20 Мэв. Кинематический анализ реакции (1) (расчет по Монте-Карло) показывает, что в оптимальном (по эффективности) расположении детекторов относительно фотонного пучка, энергетический спектр регистрируемых фотонов от распада $\pi^0 \Rightarrow 2\gamma$ лежит в интервале $0,4 \div 4,0$ Гэв.

3. Детектор ядер отдачи (α - детектор)

Одним из основных элементов установки является детектор ядер отдачи. Специфичность этого узла определяется тем, что он является одновременно детектором и мишенью. Детектор ядер отдачи состоит из широкозазорной искровой камеры (ИК) в комбинации с многонитяной пропорциональной камерой (МПК), импульс от которой входит в общую электронную логику установки. Детальное исследование самоуправляемых ИК, разработанных для детектирования и идентификации ядер отдачи при взаимодействии фотонов (или заряженных частиц) с атомами рабочего газа камеры (в данном случае He^4) проведено в работе [2]. Там же показано, что использование МПК в качестве сигнального детектора в искровой камере позволяет регистрировать треки сильноионизирующих и короткопробежных частиц при практически 100% подавлении фона от релятивистских слабоионизирующих частиц (при соответствующей дискриминации импульсов от МПК). Подобная методика была применена для регистрации остановок медленных мезонов в работе [3].

На рис.2 приведена схема α -детектора. Межэлектродное расстояние искровой камеры - 15 см, линейные размеры - 40 см вдоль пучка и - 20 см в поперечном направлении. В качестве элемента отбора используется МПК площадью $40 \times 5 \text{ см}^2$, с расстоянием между катодной и анодной плоскостью $\sim 7 \text{ мм}$, встроенной в ИК

Для входа и выхода γ -пучка в детекторе имеются майларовые окошки, толщиной 10 мкм. В нижней части детектора для периодической калибровки ИК и правильного выбора порога дискриминации сигнала с МПК помещается источник α -частиц Pu^{239} ($E_\alpha = 5,2 \text{ МэВ}$). Детектор непрерывно продувался смесью He^4 (98,5%) + CH_4 (1,5%) с помощью системы, разработанной в работе [4].

На рис.3 приведен спектр амплитуд импульсов от МПК, полученный в реальных условиях эксперимента при пропускании через камеру фотонного пучка с максимальной энергией $E_{\gamma}^{max} = 4,5$ Гэв и интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^8$ экв. $\gamma \cdot \text{кВ} \cdot \text{сек}^{-1}$. Пучок проходил параллельно нитяным электродам МПК на расстоянии ~ 5 мм от нижней катодной плоскости. Кривая 1 соответствует амплитудному спектру α -частиц от коллимированного источника (без пучка фотонов), а кривая 2 — амплитудному спектру сигналов при облучении камеры на фотонном пучке. В последнем случае амплитудный спектр обусловлен регистрацией МПК заряженных релятивистских частиц, сопровождающих фотонный пучок (область малых амплитуд), а также ядер отдачи и других сильноионизирующих частиц (продуктов различных фотореакций на ядрах He^4 и CH_4). Из этого рисунка видно, что несмотря на значительный фон от электронов и позитронов, сопровождающих пучок фотонов, при соответствующей амплитудной дискриминации, оказывается возможным эффективное выделение сильноионизирующих частиц. Устанавливался порог дискриминации, соответствующий величине потерь энергии частиц в МПК $\geq 0,1$ Мэв. Выбор такого порога дискриминации обуславливался верхним порогом энергетического интервала вылетающих в реакции (1) α -частиц ($E_{\alpha} \leq 20$ Мэв). При таком режиме работы МПК и указанной интенсивности пучка загрузка α -детектора составляла ~ 10 импульсов на 1 цикл ускорения. Небольшие добавки фреона-12 ($\sim 2 \cdot 10^{-2}\%$) в рабочую смесь камеры не изменили характеристик МПК, но уменьшали время памяти искровых камер до $\sim 7-10$ мксек. Фотографирование событий производилось двумя аппаратами ($F = 28$ мм) со стереобазой 200 мм с расстояния 130 см на аэрофотопленку чувствительностью 1000 ед. ГОСТа при диафрагме 5,6.

4. Широкозазорные искровые камеры (ШИК)

Для измерения углов вылета π^0 -мезона по двум распадным J^0 -квантам и восстановления пространственной картины взаимодействия применяется ШИК. Отличительной особенностью таких камер является высокая ливневая эффективность и хорошее пространственное разрешение. Камеры изготовлены из стекла, а электроды - фольгированный стеклотекстолит толщиной 2 мм. Размеры рабочего объема ШИК равны $100 \times 50 \times 20 \text{ см}^3$. Для увеличения эффективности конвертирования регистрации J^0 -квантов использованы две искровые камеры, прослоенные двумя слоями медных конверторов толщиной 16 мм каждый. Камеры питались генератором высокоого напряжения, собранного по схеме Аркадьева-Маркса. Амплитуда высоковольтного импульса варьировалась в пределах от 90 до 120 кв. Полная задержка высоковольтного импульса обусловлена электронной логикой отбора событий и составляет $\sim 1,5$ мксек. Искровые камеры откачивались до давления 10^{-2} тор и наполнялись смесью неона высокой чистоты с добавлением фреона-12 ($\sim 10^{-2}\%$) до давления ~ 700 тор. Исследование рабочих характеристик искровых камер проводилось на калибровочном пучке электронов и по космическим лучам. В условиях больших нагрузок: особенно важными характеристиками искровых камер является их время памяти и ливневая эффективность. Среднее время памяти для выбранной нами смеси Ne + добавка фреона составляли $\sim 7-10$ мксек. при $\sim 100\%$ ливневой эффективности.

Перед началом работы на пучке проводился продув камер ($\sim 2-3$ объема), после чего они работали без существенного ухудшения эффективности ~ 1 месяц. Контроль за работой искровых камер в ходе эксперимента проводился с помощью телевизионной установки. Съём информации осуществляется двумя аппаратами ($F = 28\text{мм}$)

со стереобазой 340 мм с расстояния 220 см. В качестве иллюстрации на рис.4 приведены типичные фотографии событий в α -камере и ШИК).

Для юстировки всей установки и определения констант оптической системы проводилось фотографирование специальной юстировочной сетки, которая устанавливалась вместо α -детектора в ШИК.

Фотографирование производилось при разных углах реперной сетки, при этом осевая линия системы и фотонного пучка совпадали.

5. Система сцинтилляционных счетчиков

Для эффективного отбора полезных событий и соответственно уменьшения фоновых запусков установки, между ШИК и черенковскими спектрометрами помещаются шесть сцинтилляционных счетчиков размерами $55 \times 55 \times 2$ см² по три в каждом плече установки. Сцинтилляционные счетчики отбирают коррелированные во времени ливневые события и работают в режиме исключения одиночных заряженных частиц по величине ионизационных потерь.

В работе [5] подробно исследованы характеристики системы больших счетчиков и показано, что амплитудное разрешение системы, определяемое флуктуациями ионизационных потерь, возможно улучшить, благодаря дискриминации амплитуд каждого счетчика. Калибровка сцинтилляционных счетчиков проводилась на пучке электронов. Импульсы с двух ФЭУ каждого счетчика суммируются линейным сумматором. Для эффективного сложения двух коротких сигналов на каждом входе линейного сумматора стоит формирующая линия на кабеле. Время задержки импульса на формирующем кабеле выбирается равным длине фронта импульса. Благодаря этому формируются импульсы с длительностью плато по вершине ~ 5 нсек, при этом амплитуда суммарного импульса не зависит от

места прохождения частицы из-за задержки прохождения света в сцинтилляторе больших размеров.

Для каждого сцинтилляционного счетчика с помощью делителей на входах сумматора амплитуды импульсов с обоих ФЭУ-30 устанавливаются одинаковыми при прохождении пучка e^- через геометрический центр сцинтиллятора и затем с помощью усилителей выравниваются амплитуды (с точностью $\pm 5\%$), поступающие на входы дискриминаторов. Уровни дискриминации задавались одинаковыми калибровочным генератором. Исследовалась зависимость величины амплитуды импульса и амплитудного разрешения сцинтилляционного счетчика от места попадания e^- в счетчик. Для одного ФЭУ-30 неоднородность ΔA равна $\pm 33\%$, при суммировании сигналов с двух ФЭУ-30 $\Delta A \approx \pm 15\%$. Полученные результаты позволяют количественно оценить возможности разрешения амплитуды импульсов, возникающих при прохождении через систему из шести сцинтилляционных счетчиков одной, двух и более частиц. Результаты анализа представлены на рис.5. Из кривых (а) и (б) следует, что при подавлении одиночных частиц до уровня $\sim 1\%$ система сохраняет эффективность к регистрации двух частиц $\sim 100\%$. В условиях эксперимента при подавлении одиночных частиц до уровня $\sim 1\%$ скорость счета уменьшалась ~ 6 раз.

6. Черенковские спектрометры полного поглощения

Для измерения энергии γ -квантов от распада π^0 -мезона использованы два черенковских спектрометра полного поглощения, разработанные и изготовленные в ЛВЭ ОИЯИ [6]. Каждый черенковский спектрометр состоит из радиатора (свинцовое стекло марки ТФ-1) с поперечными размерами 500×500 мм² и толщиной 300 мм (12,2 рад.ед.длины). Радиатор просматривается девятью ФЭУ-49, с коэффициентом перекрытия площади стекол спектрометра $\sim 60\%$.

Черенковские γ -спектрометры калибровались по энергии на пучке электронов в диапазоне энергий от 0,45 до 4,08 Гэв. В пределах экспериментальных ошибок калибровочные характеристики спектрометров линейные.

Исследовалась однородность амплитудных характеристик спектрометра по всей его площади путем смещения спектрометра относительно электронного пучка при различных толщинах конвертора, установленного перед аппаратурой. Измерения показали, что на расстоянии 25 мм от края радиатора эффективность резко падает, а неоднородность спектрометра по площади $\sim 5\%$.

На рис.6 приведена зависимость разрешения спектрометра (FWHM) от энергии электронов, когда перед спектрометром:

- нет дополнительного вещества,
- имеется конвертор из меди и оргстекла толщиной 18 мм и 60 мм соответственно
- имеется конвертор из меди и оргстекла толщиной 30 мм и 60 мм соответственно. Зависимость разрешения черенковского спектрометра от энергии для условий "а" аппроксимируется формулой:

$$\Delta \approx \frac{17}{\sqrt{E}},$$

где E - энергия электронов - (Гэв) , а Δ - в процентах.

На рис.6 кривая "б" соответствует реальным условиям проведения эксперимента. Контроль работы фотумножителей и стабильность всего спектрометрического тракта осуществлялись измерением амплитуд от каждого ФЭУ и суммарной амплитуды от α -источника. Временные характеристики контролировались светодиодом. Был исследован влияние фотонного пучка на амплитудные характеристики спектрометров. При интенсивностях фотонного пучка $I_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^8$ экв. γ -квантов сек $^{-1}$ и $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ Гэв, падение амплитуды было $\sim 5\%$.

7. Электроника и общая логика системы

В качестве управляющего импульса всей системы служил импульс совпадения со сцинтилляционных счетчиков, черенковских спектрометров и МПК (α - детектора) $[S_{1-6}][\check{C}_1, \check{C}_2][\alpha]$ при условии: энерговыделение в каждом спектрометре превышает заданный порог

$$E_{1,2} \geq E_{\text{пор}}; \quad E_{\text{пор}} = (0,50 + 0,05) \text{ Гэв}$$

при этом энерговыделение хотя бы в одном из черенковских спектрометров должно превышать заданное значение E_0 .

$$E_1 \text{ (или } E_2) \geq E_0 \text{ (} E_0 = 1,0 \text{ Гэв).}$$

Значения пороговых энергий были выбраны по результатам моделирования реакции (1) на ЭВМ на основании кинематического анализа процесса (1) и фоновых условий эксперимента.

Принципиальная блок-схема электронной логической аппаратуры приведена на рис.7. Импульсы тока с девяти ФЭУ-49 спектрометра (\check{C}_1 и \check{C}_2) суммируются линейными усилителями (ΛY_1 и ΛY_2) с двумя выходами сигналов с разным усилением. Сигналы с коэффициентами усиления (1/1) и [(6/1) с большим усилением] используются для амплитудного анализа и временной привязки (выделения момента времени прохождения частицы) соответственно.

Временной сигнал с Y_1 и Y_2 (6/1) подается на схему τB_1 и τB_2 , которая является логической схемой пропускания при условии наличия шестикратного совпадения $[S_{1-6}]$ от сцинтилляционных счетчиков S_{1-6} . Порогом срабатывания схемы " τB " является условие $E_{1,2} \geq E_{\text{пор}}$, а порог дискриминаторов обеспечивает условие E_1 (или E_2) $\geq E_0$. Со второго идентичного выхода усилителя Y_1 и Y_2 сигнал поступает на

дискриминаторы D_1 и D_2 . Сигнал для амплитудного анализа с $AУ_1$ и $AУ_2$ подается на схему интегратора J_1 и J_2 , на выходе которых амплитуды пропорциональны поглощенной энергии в спектрометрах. Этот сигнал через линейные ворота AB_1 и AB_2 (которые управляются общим логическим импульсом) подается на блоки амплитудного преобразователя - $БАП_1$ и $БАП_2$. Сигналы от zB_1 , zB_2 и „ИЛИ“ поступают на собирающую схему совпадений CC_3 . На вход „строб“ схемы CC_3 поступает также сигнал от пропорциональной камеры детектора ядер отдачи. Разрешающее время схемы $CC_3 \sim 200$ нсек. Сигнал от МПК α -детектора подается на усилитель $У_2^1$ с входным сопротивлением 100 ом и коэффициентом усиления 100. После дополнительного усиления блоком $У_2^2$ сигнал подается на дискриминатор D_α , отсекающий по порогу сигналы от частиц с минимальной ионизацией. Сформированный логический сигнал длительностью ~ 600 нсек, определяемый временными флуктуациями импульсов всех узлов электронной аппаратуры, подается на вход „строб“ схемы совпадения.

Импульсы с двух ФЭУ-30 каждого сцинтилляционного счетчика $S_1 \div S_6$, суммируются линейными сумматорами $\Sigma_1 \div \Sigma_6$ и поступают на вход усилителей $У_1 \div У_2$, с помощью которых выравниваются амплитуды, поступающие на входы дискриминаторов $D_1 \div D_6$. С помощью дискриминаторов $D_1 \div D_6$ устанавливали эффективность регистрации одиночных частиц (система из шести сцинтилляционных счетчиков $S_1 \div S_6$) $\sim 1\%$, а электронно-фотонные ливни $\sim 100\%$ (см. рис.5). Сигналы с $D_1 \div D_6$ подаются на схемы совпадений CC_1 и CC_2 и с выхода последнего формируется шестикратное совпадение $S_1 \div S_6$. Разрешающее время CC_1 и $CC_2 \sim 20$ нсек.

Запуск установки осуществляется с общей временной задержкой $\sim 1,5$ мсек и блокировкой $\sim 2,2$ сек. Последнее обстоятельство было обусловлено быстродействием системы фотографирования.

8. Заключение

В результате специально поставленных опытов и контрольных измерений с аппаратурой в целом, получены следующие параметры отдельных узлов установки, характеризующие разрешающую способность прибора при определении кинематических характеристик реакции



а) Среднеквадратичные ошибки в определении азимутального и полярного углов вылета π^0 -мезона равны $\pm 8^\circ$ и $\pm 0,5^\circ$ соответственно.

б) Среднеквадратичные ошибки в определении азимутального и полярного углов и кинетической энергии Δ -частицы (в случае их остановки в объеме камеры) равны $\pm 1,0^\circ$; $\pm 0,3^\circ$ и $\pm 1,0$ Мэв соответственно.

в) Разрешение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -системы

$$\Delta (m_{\gamma\gamma}) = +26 \text{ Мэв (Н/НМ)} \quad \text{для } E_{\gamma\gamma} \sim 2 \text{ Гэв}$$

г) Эффективность регистрации черенковских спектрометров к электронно-фотонным ливням равна 100%, а энергетическое разрешение $\sim 8\%$ (FWHM) для $E_e = 3$ Гэв. Установка экспонировалась на фотонном пучке ускорителя интенсивностью $(1-2) \cdot 10^{10}$ экв γ -кв.сек $^{-1}$ и при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 4,5$ Гэв и длительностью ~ 3 мсек. За время экспозиции через физическую мишень ($\sim 8 \cdot 10^{-3}$ г.см $^{-2}$, He^4) было пропущено $\sim 5,6 \cdot 10^{13}$ экв. γ -квантов с $E_{\gamma}^{\text{max}} = 4,5$ Гэв и отснято ~ 10.000 событий. Получено большое число случаев упругого и неупругого фоторождения π^0 -мезонов на ядрах гелия.

В качестве иллюстрации на рис.9 приведено распределение по квадрату эффективной массы для отобранных по обработке 147 событий реакции (1). На этом же ри-

сунке приведено расчетное распределение по Монте-Карло.

Отметим, что с помощью установки подобного типа возможно проведение широкого класса экспериментов, на мишенях с низкой плотностью $\sim 10^{-3}$ г/см², в частности, по исследованию фоторождения η^0 и ρ^0 мезонов.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А.Ц.Аматуни, А.И.Алиханяну, А.М.Балдину, Г.А.Вартапетяну, С.Г.Матиняну за содействие и поддержку данной работы, а также М.О.Арутюняну, С.П.Караваеву, Ю.Гриневу за помощь при изготовлении установки и проведении экспериментов.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1** Схема формирования фотонного пучка и расположения установки
- 1 - вакуумпровод; 2 - бетонная защита; 3 - коллиматоры; 4 - очищающий магнит СП-12; 5 - сцинтилляционные счетчики для измерения спектра фотонного пучка; 6 - детектор ядер отдачи (α - частиц); 7 и 11 - свинцовая защита; 8 - объем наполненный гелием; 9 - конверторы из меди; 10 - широкозазорные искровые камеры $100 \times 60 \times 20 \text{ см}^3$; 12 - большие сцинтилляционные счетчики $50 \times 50 \times 2 \text{ см}^3$; 13 - черенковские спектрометры $50 \times 50 \text{ см}^2$; 14 - квантометр.
- Рис.2** Схематическая конструкция детектора ядер отдачи:
- 1 - широкозазорная искровая камера (ШИК),
- 2 - многопроволочная пропорциональная камера (МПК),
- 3 - источник α - частиц (Pu^{239}).
- Рис.3** Амплитудное распределение импульсов от МПК - детектора;
- 1 - спектр импульсов от α - частиц, $E_\alpha = 5,2 \text{ МэВ}$
- 2 - спектр импульсов от МПК, экспонированной на фотонном пучке.
- Рис.4** Фотографии треков типичных событий:
- а - трек, α - частицы в детекторе ядра отдачи,
- б - электронно-позитронные ливни от γ - квантов ($\gamma \Rightarrow 2 \mu$), зарегистрированных в широкозазорных искровых камерах.
- Рис.5** Зависимость эффективности регистрации от уровня дискриминации,
- эффективность регистрации одиночных (а), двой-

ных (δ) частиц и коэффициент отбора двойных от одиночных (β) в зависимости от уровня дискриминации амплитуд для системы из шести сцинтилляционных счетчиков.

- Рис.6 Зависимость разрешения спектрометра (FWHM) от энергии электронов;
- а - электроны попадают непосредственно в спектрометр,
 - б - перед спектрометром на пути e^- -пучка установлен конвертор из Cu толщиной 18 мм и оргстекло толщиной 60 мм,
 - в - перед спектрометром установлен конвертор толщиной 30 мм и оргстекло толщиной 60 мм.

- Рис.7 Принципиальная блок-схема электронной аппаратуры UK_{α} -детектор ядер отдачи: $UK_{\beta\gamma}$ -широкозазорные искровые камеры, S_{1-3} и S_{4-6} -система сцинтилляционных счетчиков; \check{C}_1 , \check{C}_2 -черенковские спектрометры; AY -линейный усилитель; I -интегратор, Y -усилитель; VB -ворота черенковских спектрометров; D -дискриминатор, CC -схема совпадений, AB -линейные ворота, MK_3 -микросекундная задержка, Σ -сумматор, BA -схема блокировки, БАП - блок амплитудного преобразования.

- Рис.8 Распределение по эффективной массе M_{eff}^2 . Экспериментальные данные - сплошная линия; расчет методом Монте-Карло - пунктирная гистограмма.

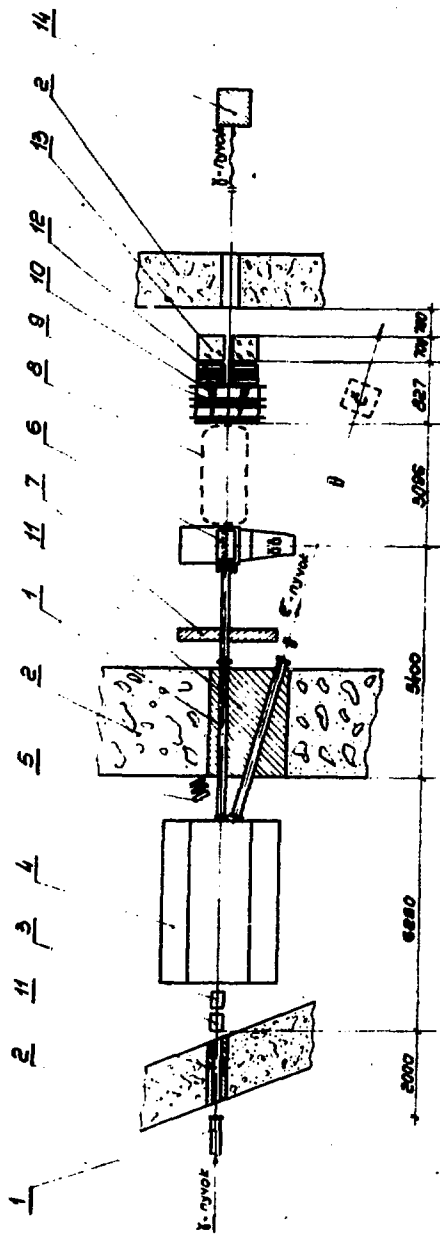


Fig. 1

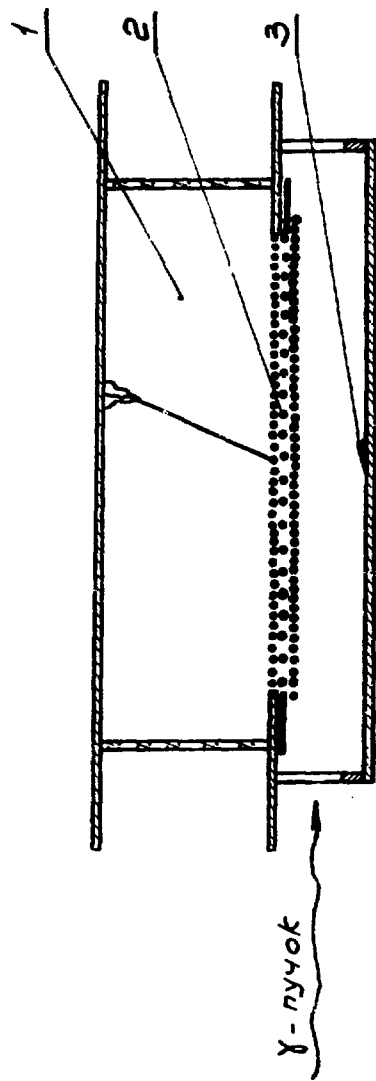


Рис.2

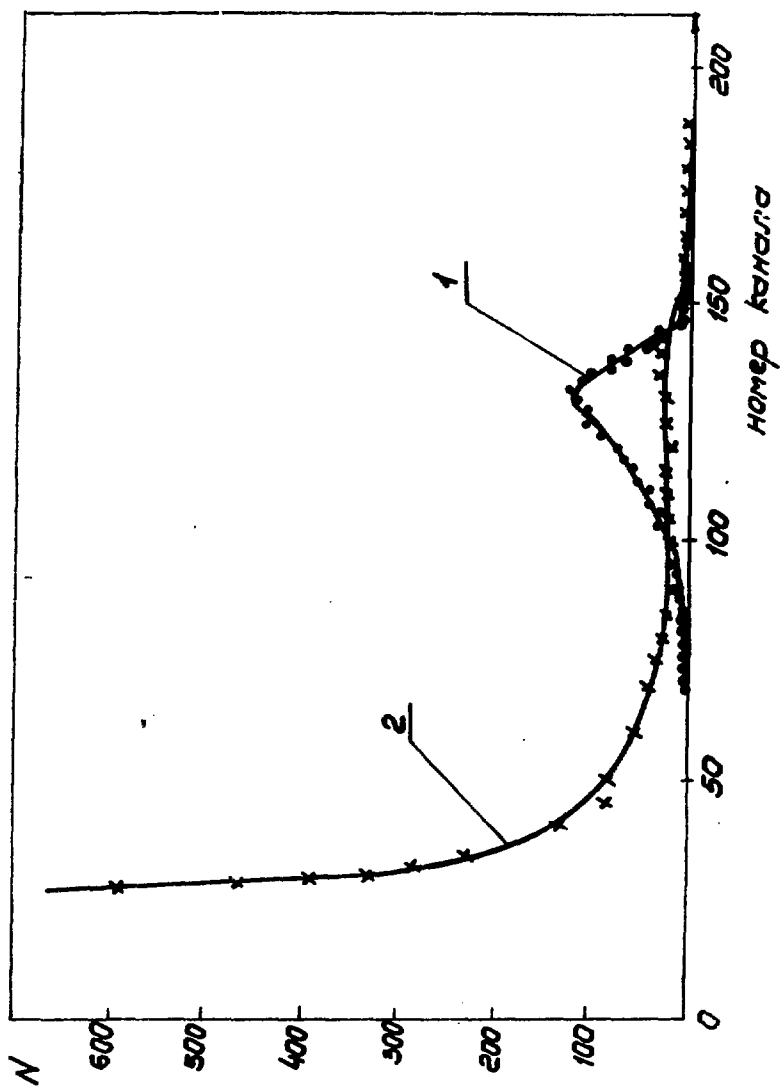


Рис.3

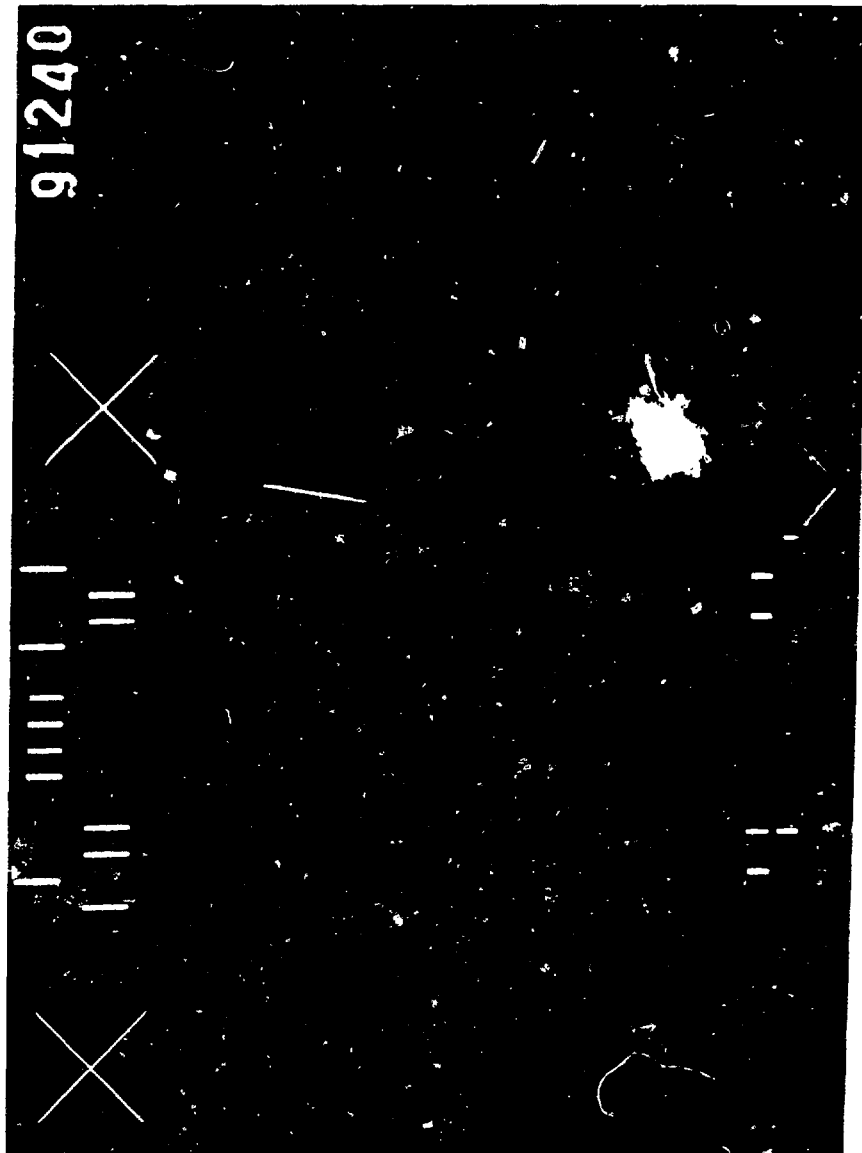


Рис.4

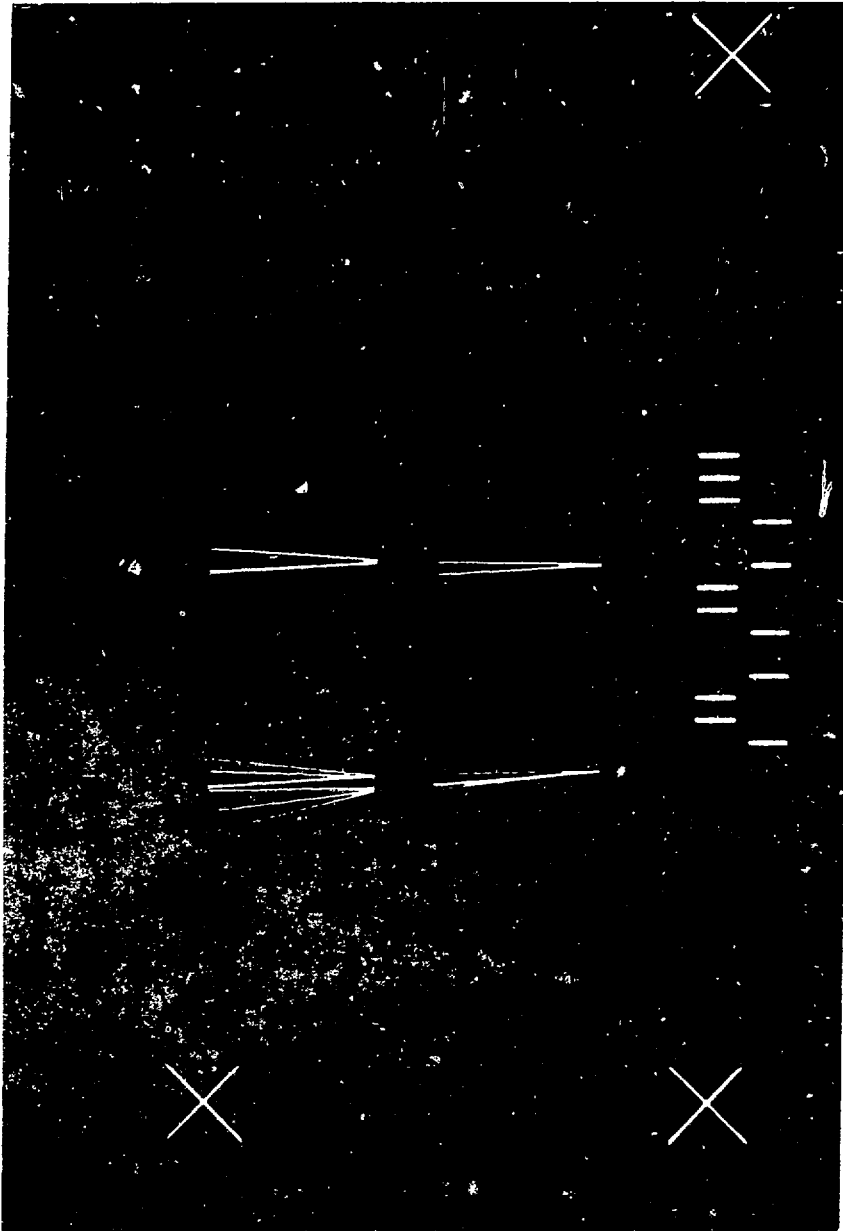


Рис.46

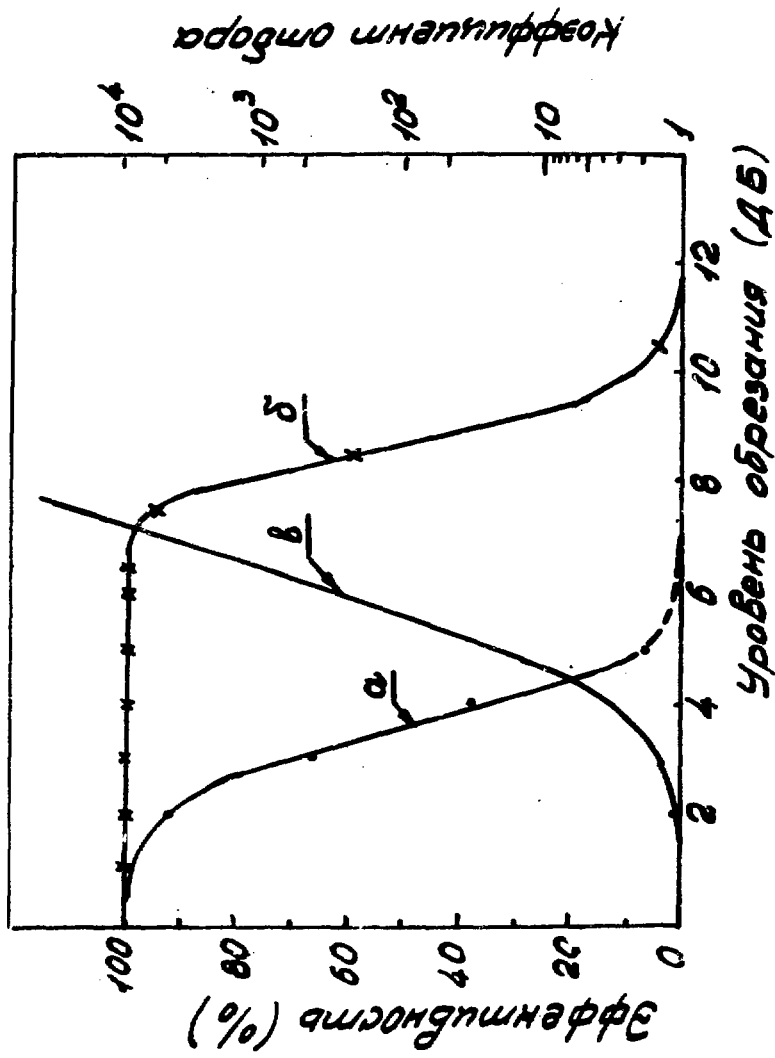


Рис.5

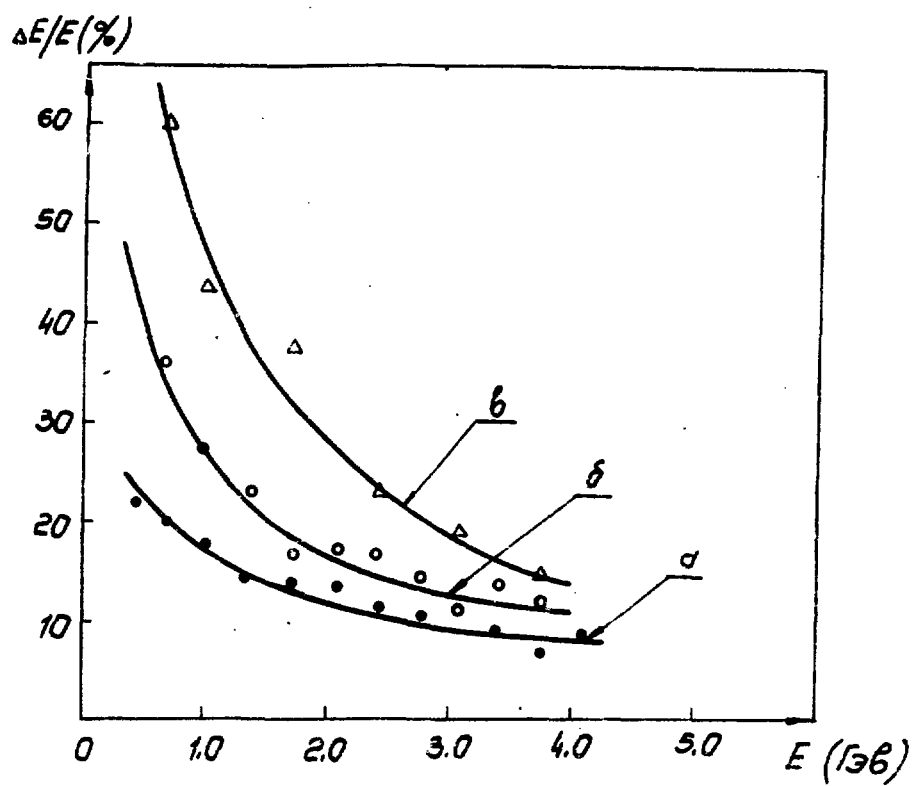


Рис.6

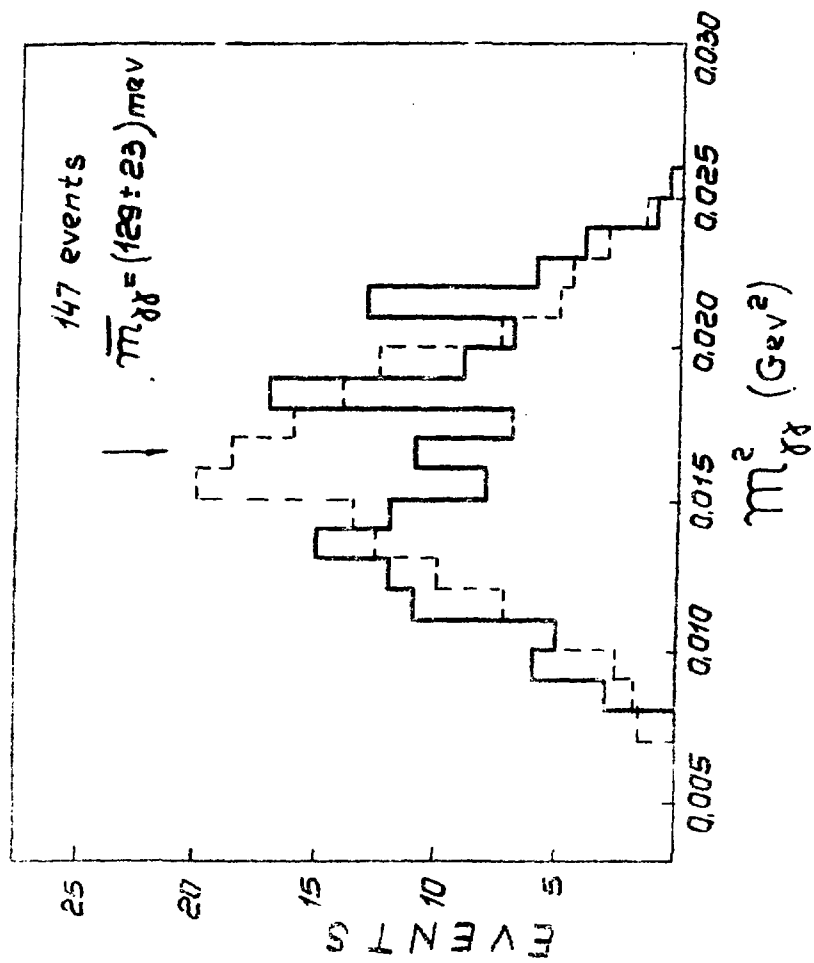


Рис.8

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Царев ЯФ. 10, 367, 1969;
В.А.Царев, М.И.Дайон, Ю.А.Раков. Препринт 170 ФИАН им.П.Н.Лебедева, М. 1971;
Л.А.Григорян, В.А.Шахбазян. Научное сообщение. ЕФИ-63(74), Ереван, 1974;
В.А.Вартанян, С.Р.Геворкян. Научное сообщение. ЕФИ-87(74) Ереван, 1974.
2. А.С.Алексамян, Т.Л.Асатиани, А.О.Гаспарян, М.И.Дайон, Л.А.Жирова, В.А.Иванов, А.Д.Каменский, Ф.Ф.Каюмов, Г.К.Меграбян, Г.Г.Мкртчян, Р.Н.Пихтелев. Научное сообщение, ЕФИ-151(75), Ереван 1975.
3. М.М.Кулюкин, Д.Б.Понтекорво, И.В.Фоломкин, Д.М.Хазинс, Ю.А.Шербаков. Препринт ОИЯИ, Р13-2999, Дубна 1966.
4. А.Д.Каменский, Ф.Ф.Каюмов. Препринт 104, ФИАН им.А.Н.Лебедева, М 1975.
5. Э.О.Агасян, А.С.Алексамян, Т.Л.Асатиани, А.О.Гаспарян, В.А.Иванов, Г.К.Меграбян, Г.Г.Мкртчян, Р.Н.Пихтелев. Научное сообщение ЕФИ-194(40)-76 Ереван.
6. Р.Г.Аствацатуров, А.М.Балдин, С.Г.Басиладзе, В.Д.Володин, В.И.Иванов, В.А.Крамаренко, И.Ф.Колпаков, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин, Г.Л.Мелкумов, В.А.Смирнов, М.Н.Хачатурян, М.С.Хвастунов. ПТЭ, 5, 21 1972.

Рукопись поступила 28-го июня 1976г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 682 ВФ-03685 Тираж 299
Подписано к печати 20/IX-76г Формат издания 30 x 40
2,0 уч.изд.л.Ц.14 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36 пер. Мар-
каряна 2