

247806857

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ՓԻԶԻԿԵՍԿԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ԳԵՏԱԿԱՆ ԶՆՆՈՐԳՈՒՄ ՆԱՍՈՒՆՈՒՄ ՍՈՑԻԱԼԻՍՏԻԿԱՆ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—155(76)

Կ.Վ.ԱԼԱՆԱԿՅԱՆ, Կ.Ս.ԵԴԻՅԱՆ, Մ.Տ.ՕԳԱՆԺՅԱՆ,  
Յ.Գ.ՇԱՐԱԲՅԱՆ

ՓՐՈԲԵՅՆԻ ԿԵԼԵՍԿՈՓ ԴՅԱ ԻՍՏԼԵԴՈՎԱՆԻ  
ՓՕՏՕՅԴԵՐՆԻՅ ՐԵԱԿՑԻՅ Տ ՎԻՃՈԴՈՒ ՄՅԵԼԵՅ  
ՇԱՏԻՑ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

УДК.539.1 .073/074      Научное сообщение ЕФИ-155(75)

К.В.АЛАНКЯН, К.Ш. ЕГИАН,  
М.С.ОГАНДЖАНЫН, Ю.Г.ШАРАБЯН

ПРОБЕЖНЫЙ ТЕЛЕСКОП ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫХОДОМ ТЯЖЕЛЫХ  
ЧАСТИЦ

В работе приведены основные характеристики сцинтилляционно-пробежного телескопа, который используется в исследованиях прямых фотоядерных реакций, вызванных  $\gamma$ -квантами с энергией до 4,5 Гэв. Показано, что телескоп позволяет измерять энергии протонов в области 100 + 300 Мэв с абсолютными ошибками  $\Delta E = 18 \pm 6$  Мэв и успешно идентифицировать их на фоне  $\pi^{\pm}$  мезонов.

Ереванский физический институт  
Ереван 1976

Scientific Report EФМ-155(75)

K.V. ALANAKYAN, K.Sh. EGIYAN  
M.S. OGANDZHANYAN, Yu.G. SHARABYAN

RANGE TELESCOPE FOR THE  
INVESTIGATION OF PHOTO-  
NUCLEAR REACTIONS WITH  
HEAVY PARTICLE YIELD

The main characteristics of the scintillation range telescope used in the study of direct photonuclear reactions induced by  $\gamma$ -quanta with energies up to 4.5 GeV are given. The telescope allows to measure the energy of ~~photons~~<sup>photons</sup> ranged from 100 to 300 MeV with an absolute error ~~to E~~ from 18 to 6 MeV and to identify them on ~~the~~<sup>the</sup>  $\pi^+$  meson background.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan, 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-155 (76)

К.В.АЛАНАКЯН, К.Ш.ЕГИАН,  
М.С.ОГАНДЖАНЯН, Ю.Г.ШАРАБЯН

ПРОБЕЖНЫЙ ТЕЛЕСКОП ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫХОДОМ ТЯЖЕЛЫХ  
ЧАСТИЦ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

## Введение

В современной физике ядра и элементарных частиц используются различные методы и приборы для идентификации заряженных частиц. Наиболее надежными являются методы, где применяется магнитный анализ импульсов совместно с измерением какого-либо другого параметра частицы [1]. Однако использование магнитов иногда сопряжено с большими трудностями, поэтому часто применяют методы безмагнитного анализа, которые имеют относительно худшие разрешения, но просты в исполнении и эксплуатации.

Пробежные телескопы являются одними из таких простых методов [2,3,4,5]. Небольшие размеры, простота осуществления и сравнительная дешевизна позволяют успешно использовать их в случаях, когда не требуются большие точности идентификации частиц.

Пробежный метод имеет существенные недостатки. Самым главным из них является то, что его невозможно использовать для регистрации частиц относительно высоких энергий. Например, пробежным методом идентифицировать протоны с энергией выше 300 Мэв весьма затруднительно, так как требуется замедлитель такой толщины, в котором ядерные взаимодействия сильно уменьшают число прошедших через него невзаимодействующих протонов. Необходимы большие поправки на поглощение, приводящие к большим ошибкам. Другим недостатком являет-

ся наличие многократного рассеяния в замедлителе. Однако в области энергии  $\leq 300$  Мэв пробегные телескопы можно использовать в измерениях, в которых нужно выделять интенсивный поток протонов на не очень большом фоне от других частиц.

В нашем эксперименте по исследованию прямых ядерных реакций, вызванных фотонами с энергией до 4,5 Гэв, в качестве детектора протонов используется сцинтилляционно-черенковский пробегный телескоп. В настоящей работе приведены основные характеристики этого телескопа.

#### Общее описание установки

На рис.1 приведен план экспериментальной установки. Образованный на внутренней мишени Ереванского электронного ускорителя, пучок тормозных  $\gamma$ -квантов при помощи системы коллиматоров ( $K_1, K_2$ ) и очищающего магнита (ОМ) фокусируется на экспериментальной мишени (М). Размер поперечного сечения пучка на мишени, как правило, составляет  $6 \times 8$  мм<sup>2</sup>. Пучок  $\gamma$ -квантов, прошедший через мишень без взаимодействия мониторируется квантометром Вильсона (КВ), расположенным в могильнике. Бетонная стена между могильником и экспериментальной установкой имеет толщину 2 метра. При помощи (КВ) измеряется мощность пучка с точностью  $\pm 2\%$ . Мощность пучка и максимальная энергия фотонов определяют эквивалентное число  $\gamma$ -квантов  $Q$  :

$$Q = \frac{q \text{ (кул)}}{(E_\gamma)_{\text{мэв}} C_{\text{кв}} \text{ (кул/мэв)}} ,$$

где  $q$  - измеренный при помощи электрометра типа 26-30-01 [6] заряд,  $C_{\text{кв}}$  - константа данного квантометра. (КВ) был калиброван по другим квантометрам [7]

с точностью не хуже  $\pm 1\%$ .

В участке от очищающего магнита до квантометра пучок проходит через вакуумный пучкопровод (вакуум  $\sim 10^{-2}$  мм.рт.ст). Образованные в мишени заряженные частицы детектируются пробегным телескопом, расположенным на поворотной платформе, позволяющей дистанционно менять угол регистрации частиц в интервале  $40 \div 150^\circ$ . Точность определения угла регистрации составляет  $\pm 15'$ . При помощи привода имеется возможность дистанционно менять мишень и угол падения пучка на мишень.

### Телескоп

Пробегный телескоп (ПТ) (рис.2) состоит из пяти сцинтилляционных счетчиков ( $C_1, C_3 \div C_6$ ), одного черенковского счетчика ( $\hat{C}_2$ ) из оргстекла и переменного медного замедлителя ( $C_u$ ), расположенного между  $\hat{C}_2$  и  $C_3$ . Во всех счетчиках использованы фотоумножители типа ФЭУ-30. Делители фотоумножителей были тщательно отобраны по максимуму выходного сигнала от вспышки световых диодов, стационарно закрепленных на задних торцах сцинтилляторов. Сцинтилляторы сочленены с ФЭУ через световод из оргстекла. Питание ФЭУ осуществляется от одного высоковольтного выпрямителя-стабилизатора типа ВС-28 посредством высоковольтного распределителя. Питание ФЭУ непрерывно контролируется цифровым вольтметром типа Ш 1413. В таблице 1 приведены характеристики всех счетчиков.

Счетчик  $C_1$  служит для определения телесного угла ПТ и расположен на расстоянии 50 см от мишени, что обеспечивает телесный угол регистрации  $\sim 10^{-2}$  стерадиан

Счетчики  $C_3, C_4$ , и  $C_5$  служат для отбора событий остановок частиц в счетчике  $C_4$  путем осуществления совпадений  $C_1 + C_3 + C_4 - C_5$ . Черенковский счетчик предназначен в основном для исключения из событий  $C_1 + C_3 + C_4 - C_5$  случаи, когда вторичные продукты

ядерного взаимодействия в медном замедлителе имитируют ложную остановку в  $C_4$ . Таким образом на эксперименте отбираются события, когда осуществляется совпадение  $C_1 - \hat{C}_2 + C_3 + C_4 - C_5$ , т.е.  $\pi^-$  - мезоны с  $E_{\pi} \leq 45$  Мэв, протоны  $E_p \leq 300$  Мэв, дейтроны с  $E_d \leq 380$  Мэв и т.д. (электроны с  $\beta \leq 0,65$  Мэв не могут пройти через счетчики  $C_1, \hat{C}_2, C_3$  и остановиться в  $C_4$ ).

Для определения эффективностей все счетчики были калиброваны на специальном пучке электронов с энергией  $\geq 1$  Гэв и частицами из мишени с  $\beta \geq 0,65$ . Результаты обеих калибровок совпадают между собой. Были сняты зависимости амплитуд выходных импульсов ФЭУ от места прохождения частиц через сцинтилляторы. Неоднородность по месту прохождения на 9 см для всех счетчиков не превышала 10%. Эффективность регистрации частиц в случае прохождения по всей площади сцинтилляторов была определена путем сравнения числа совпадений  $C_1 + \hat{C}_2 + C_6$  и  $C_1 + \hat{C}_2 + C_i + C_6$ , где  $i = 3, 4, 5$ . Эффективности счетчиков  $C_1$  и  $C_6$  были получены таким же образом путем перестановок с другими счетчиками. Эффективность счетчика  $\hat{C}_2$  определялась специально.

Полученные эффективности для всех счетчиков приведены в таблице 1.

Были получены также кривые ионизационных потерь релятивистскими частицами ( $\beta \geq 0,65$ ) для всех счетчиков. Ионизационные потери измерялись амплитудным анализатором типа АИ-128.

На рис.3 в качестве примера приведена кривая ионизационных потерь в счетчике  $C_3$ . Кривая "а" получена, когда мастерный импульс вырабатывался от совпадений  $C_1 + \hat{C}_2 + C_4 + C_5$ , кривая "б" от совпадений  $C_1 + \hat{C}_2 + C_3 + C_4 + C_5$ . Как видно, питание ФЭУ и порог дискриминатора на выходе  $C_3$  выбраны таким образом, чтобы кривая ионизационных потерь в режиме "б" (т.е. когда  $C_3$  участвует в вырабатывании мастера) не была обрезана с передней части. Все счетчики  $C_1, C_3, C_5$  и  $C_6$  были калиброваны аналогичным образом.

На рис.4 приведена блок-схема используемой радиотехнической регистрирующей системы (РРС). РРС состоит из стандартных блоков типа EGG. Характерные времена совпадений  $C_i + C_j$  ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ) составляют  $2\tau = 20$  нсек с хорошим плато  $\sim 15$  нсек. Разрешающее время  $(\hat{C}_2 + \sum C_i)$  в режиме совпадений составляет 40 нсек, в режиме антисовпадений 35 нсек.

Схема совпадений (СС)<sub>1</sub> выделяет случаи истинных совпадений  $C_1 + C_3 + C_4$ . При помощи блока (СС)<sub>2</sub>, путем сдвижки задержек от  $C_1, C_3, C_4$ , измеряется число случайных совпадений  $(C_1 + C_3 + C_4)_{сл}$ . В эксперименте пересчетками ПП<sub>1</sub> и ПП<sub>2</sub> непрерывно контролируется число этих двух событий. Если  $N_{пп2}/N_{пп1} > 3\%$ , то измерения проводятся заново при меньшем токе  $\gamma$ -пучка, при котором  $N_{пп2}/N_{пп1} \leq 3\%$ .

Блоки (СА)<sub>1</sub> и (СА)<sub>2</sub> выделяют события  $C_1 - \hat{C}_2 + C_3 + C_4$  и  $C_1 + C_3 + C_4 - C_5$  соответственно. Таким образом конечная схема совпадений (СС)<sub>5</sub> выделяет случаи  $C_1 - \hat{C}_2 + C_3 + C_4 - C_5$ . Выработка антисовпадательных импульсов от  $\hat{C}_2$  и  $C_5$  производится путем  $C_1 + \hat{C}_2 + C_3 + C_4$  и  $C_1 + C_3 + C_4 + C_5$  (а не прямо от  $\hat{C}_2$  и  $C_5$ ) во избежание чрезмерного закрытия СА<sub>1</sub> и СА<sub>2</sub> при увеличении загрузки в этих каналах (на вход СС<sub>3</sub> и СС<sub>4</sub> подаются импульсы от  $\hat{C}_2$  и  $C_5$  с длительностью 10 нсек, тогда как при подаче этих импульсов непосредственно на входы блоков СА<sub>1</sub> и СА<sub>2</sub> требовалось бы их удлинить до 30 нсек).

#### Идентификация частиц

Как было указано выше, регистрировались заряженные частицы, прошедшие через  $C_1 + C_3$  (и через замедлитель, если он имелся) и остановившиеся в счетчике  $C_4$  (совпадение  $C_1 - \hat{C}_2 + C_3 + C_4 - C_5$ ).

На рис.5 приведен спектр ионизационных потерь этих частиц в счетчике  $C_3$ . Пороги всех счетчиков были

"минимальные", пропускающие спектры ионизационных потерь частиц с минимальной ионизацией без обрезания с передней части).

На том же рисунке пунктиром приведен спектр "б" из рис.3. Как видно, четко выделяются три максимума.

Первый максимум обусловлен частицами с минимальной ионизацией, либо остановившимися в  $C_4$ , либо прошедшими через  $C_4 \div C_4$  под большим углом, минуя  $C_5$ . (ложные остановки). В этот максимум некоторый вклад дают релятивистские частицы, прошедшие через  $C_5$ , но регистрируемые как остановки из-за не эффективности антисовпадений счетчика  $C_5$ . Второй и третий максимумы обусловлены, соответственно,  $\mathbb{P}^{\pm}$ - мезонами и протонами, остановившимися в счетчике  $C_4$ . Действительно, если калибровать шкалу каналов амплитудного анализатора по первому максимуму (2 Мэв/см), то, пользуясь соотношением пробег-энергия, нетрудно найти место максимума ионизационных потерь в счетчике  $C_3$  протонов и  $\mathbb{P}^{\pm}$ - мезонов, остановившихся в центре счетчика  $C_4$ .

На рис.5 стрелками непосредственно над шкалой показаны эти расчетные значения ожидаемых мест максимумов. Стрелкой выше гистограммы показан нижний предел ионизационных потерь протонов в  $C_3$ , остановившихся в начале счетчика  $C_4$ .

На рис.5 указано также ожидаемое значение максимума ионизационных потерь в  $C_3$  от дейтронов, остановившихся в  $C_4$ . Количество дейтронов в спектре на рис.5 по имеющимся данным [8,9] не должно превышать 2% от числа протонов (учтен тот факт, что при фиксированном пробеге энергия дейтронов больше энергии протонов.). Поэтому, учитывая также разбросы энергии, выделяемой остановившимися в  $C_4$  протонами, дейтронная линия не может быть выделена. Для разделения дейтронов от протонов нужны специальные меры (уменьшения разбросов измерений энергии, выделяемой протонами в  $C_4$  и ошибок измерений ионизационных потерь в  $C_3$ , снижение эффективности регистрации протонов и др.). Полученные результаты по

выделению дейтронов после осуществления таких мер в настоящей работе не приводятся. Можно лишь отметить, что максимальная эффективность регистрации дейтронов указанным методом достигается при 15% - ой примеси протонов в числе регистрируемых дейтронов.

Таким образом, все частицы под третьим максимумом на рис.5 считаются протонами, хотя 2% из них являются дейтронами.

На рис.5 видно, что для выделения только протонов необходимо порог входного дискриминатора счетчика  $C_3$  устанавливать согласно значению канала анализатора, указанного стрелкой над гистограммой.

На рис.6 показан спектр ионизационных потерь в  $C_3$  остановившихся в  $C_4$  протонов. Значения порога в  $C_3$  выбраны согласно рис.5.

Спектр имеет асимметрию в меньшую сторону из-за того, что, во-первых, энергетический спектр остановившихся в  $C_4$  протонов имеет резко спадающий характер [5], и, во-вторых, часть протонов остановившихся в  $C_4$ , дает ядерные взаимодействия, приводящие к потерям доли энергии на ионизацию [10].

#### Ошибки

Ошибки измерения энергии протонов обусловлены конечной толщиной сцинтиллятора счетчика  $C_4$  и ионизационными флуктуациями. Для определения этих ошибок рассмотрим кривую ионизационных потерь протонов в  $C_4$  в зависимости от энергии на входе телескопа.

На рис.7 приведена эта кривая в случае отсутствия медного замедлителя между  $C_2$  и  $C_3$ . Пробеги протонов составляют половину толщины мишени, толщины счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  и остаточный пробег в  $C_4$ .

Как видно, эта кривая имеет резко возрастающий характер, вплоть до значения энергии  $E_M$ , необходимой для того, чтобы протоны дошли до конца сцинтиллятора  $C_4$ . В области энергии  $E > E_M$  кривая потерь опреде-

ляется соотношением Бета-Блоха [11]. Таким образом протоны, остановившиеся в  $C_4$ , имеют энергию в интервале  $E_0 \div E_M$ , т.е. ошибки измерений энергии протонов  $\delta E = E_M - E_0$ , если аппаратура четко выделяет значения  $E_0$  и  $E_M$ . Точность фиксации  $E_0$  и  $E_M$ , очевидно, зависит от значений порогов дискриминаторов счетчиков  $C_4$  и  $C_5$ , формой кривой на рис. 7 в областях около  $E_0$  и  $E_M$  и флуктуациями измерения ионизационных потерь в  $C_4$  и  $C_5$ .

Пороги выходных дискриминаторов счетчиков  $C_4$  и  $C_5$  были установлены таким образом, чтобы кривая ионизационных потерь от релятивистских частиц (рис. 3) не была обрезана слева. Зная место расположения максимума этих кривых (соответствующих 2 Мэв/см), легко определить, начиная с каких энергетических потерь в  $C_4$  осуществляется регистрация частицы. Для счетчика  $C_4$   $(\Delta E)_4^{\min} \leq 2$  Мэв, для  $C_5$   $(\Delta E)_5^{\min} \leq 1,5$  Мэв. Из рис. 3 видно, что разбросы измерения ионизационных потерь в области 2 + 4 Мэв составляют ~50% - для  $C_4$  и ~45% для  $C_5$ . Таким образом  $(\Delta E)_4^{\min} \leq 2,5$ ;  $(\Delta E)_5^{\min} \leq 2$  Мэв.

В идеальном случае, когда  $(\Delta E)_4^{\min} = (\Delta E)_5^{\min} = 0$ , энергетические разбросы в измерении энергии частицы равны  $\delta E = E_M - E_0$ . Конечные значения  $(\Delta E)_4^{\min}$  и  $(\Delta E)_5^{\min}$  приводят к увеличению  $E_0$  и  $E_M$ . Однако нетрудно видеть, что из-за большой крутизны кривой энергетических потерь в области  $E_0$  и  $E_M$  при  $(\Delta E)_4^{\min} = 2,5$  Мэв и  $(\Delta E)_5^{\min} = 2$  Мэв, значение величин  $E_0$  и  $E_M$  может отличаться от их идеальных значений не более, чем на 0,5 Мэв. Это значит, что ошибки определения не могут превышать ~3%. Поэтому мы определяем  $\delta E$  по идеальным значениям  $E_0$  и  $E_M$ .

Кривые ионизационных потерь в  $C_4$  различны при различных энергиях протонов на входе телескопа (различные значения толщины медного замедлителя перед  $C_3$ ). На рис. 8 приведены кривые ионизационных потерь для 6 значений энергии протонов. Видно, что чем больше энергия, тем меньше величины  $\delta E$ , кроме того тем

круче левая ветвь кривой. Поэтому с большой достоверностью можно считать, что относительные ошибки определения  $\delta E$  одинаковы для всех 6 случаев.

Определенные значения  $\delta E$  по рис.8 приведены в табл.2 для использованных значений энергии протонов на входе телескопа.

Таким образом используемый вариант пробежного телескопа позволяет надежно выделить протоны от других легких частиц и измерить их кинетическую энергию с ошибками, приведенными в табл.2.

В качестве иллюстрации на рис.9 приведены данные из работы [12] по исследованию  $A - z$  зависимости фотообразования протонов в реакции  $A(\gamma p)B$  при энергии первичных  $\gamma$ -квантов 4,5 Гэв, для углов вторичных протонов  $46^\circ$ ,  $86^\circ$  и  $136^\circ$  и энергии  $E_p = 75$  Мэв. На том же рисунке приведены данные из аналогичной работы [13] в которой протоны идентифицировались магнитным анализом. Видно хорошее согласие данных из работ [13] и [12].

В заключение авторы благодарят Амаряна М.Д. и Демирчяна Р.А. за участие в работах по калибровке телескопа.

Характеристики счетчиков пробежного  
телескопа

Листа 1

№ счетчиков	Геометрические размеры спин- гильзоторов и черенкатора, мм				
	I	II	III	IV	V
	10x50x50	50x120x120	20x100x100	20x100x100	20x100x100
Значение выско- ковольтного питания, %	1930	2590	1800	1875	1725
Эффективнос- ти регистра- ции религии- вистских час- тиц, прошедших по всей площа- ди счетчика, %	99	95	99	98	98
					97

Таблица II

Ошибки определения энергии протонов в зависимости от энергии на входе телескопа

$E_p$ , Мэв	65	80	101	137	209	27.9
$\delta E_p$ , Мэв	17,9	15,0	12,7	10,2	7,5	6,3

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 План экспериментальной установки:  $K_1, K_2$ -коллиматоры,  $OM$ -очищающий магнит,  $M$ -экспериментальная мишень,  $HT$ -пробежный телескоп,  $ПП$ -подвижная платформа,  $НП$ -неподвижная платформа.
- Рис.2 Пробежный телескоп  $C_1, C_3, C_4, C_5, C_6$ , сцинтилляционные счетчики,  $\hat{C}_2$ -черенковский счетчик,  $C_4$ -медный замедлитель.
- Рис.3 Кривая ионизационных потерь в счетчике  $C_3$  от частиц с  $\beta \geq 0,65$ , "а" - события  $C_1 + \hat{C}_2 + C_4 + C_5$ ; "б" - события  $C_1 + \hat{C}_2 + C_3 + C_4 + C_5$ .
- Рис.4 Блок схема радиотехнической регистрирующей системы;  $C_i$ -счетчики, ДФ - дискриминаторы формирователи, ЛЗ - линии задержки, (СС) - схемы совпадений, (СА) - двукратная схема совпадений - антисовпадений, Р-разветвители, ПП -пересчетные приборы,
- Рис.5 Ионизационные потери в счетчике  $C_3$  при запуске  $C_1 - \hat{C}_2 + C_3 + C_4 - C_5$  с минимальными порогами всех счетчиков.
- Рис.6 То же, что на рис.5, только порог счетчика  $C_3$  увеличен до значения, соответствующего стрелке над гистограммой на рис.5.
- Рис.7 Расчетная кривая ионизационных потерь протонов в счетчике  $C_4$  в зависимости от энергии на входе телескопа (медного замедлителя нет).
- Рис. 8 То же, что на рис.7, только для различных значений толщины медного замедлителя между  $\hat{C}_2$  и  $C_3$ .

Рис. 9 Зависимость дифференциального сечения на нуклон фотообразования протонов  $\gamma$ -квантами с максимальной энергией 4,5 Гэв от атомного номера ядра - мишени при угле регистрации протонов  $46^\circ$  (■),  $86^\circ$  (▲) и  $136^\circ$  (●) и энергии  $E_p = 75$  Мэв [12]. знаками приведены аналогичные данные из работы [13].

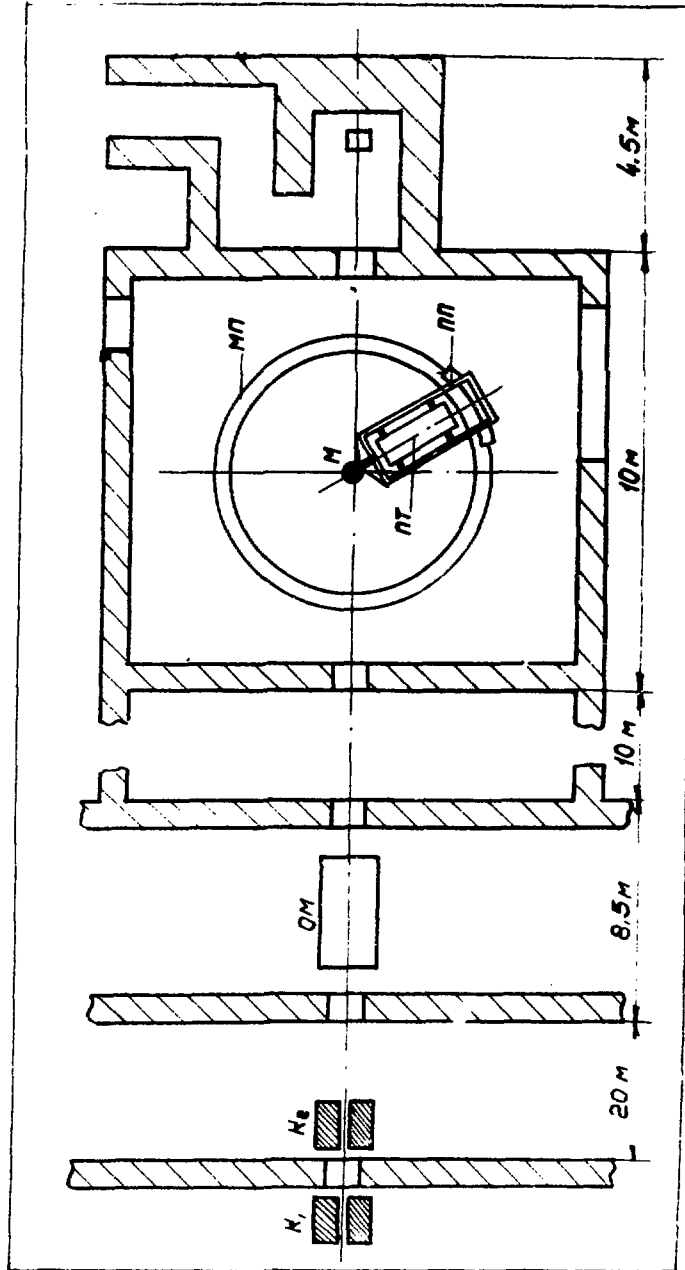


FIG. 1

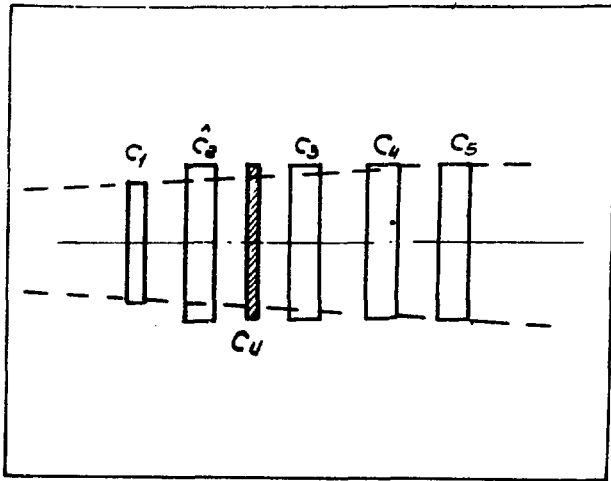


Рис. 2

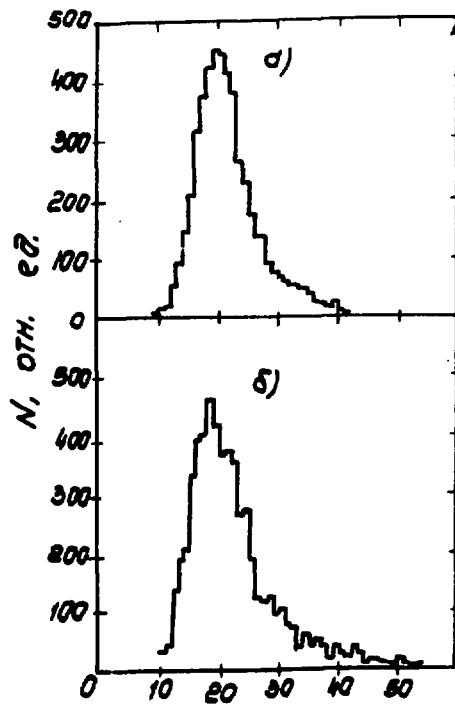


Рис. 3

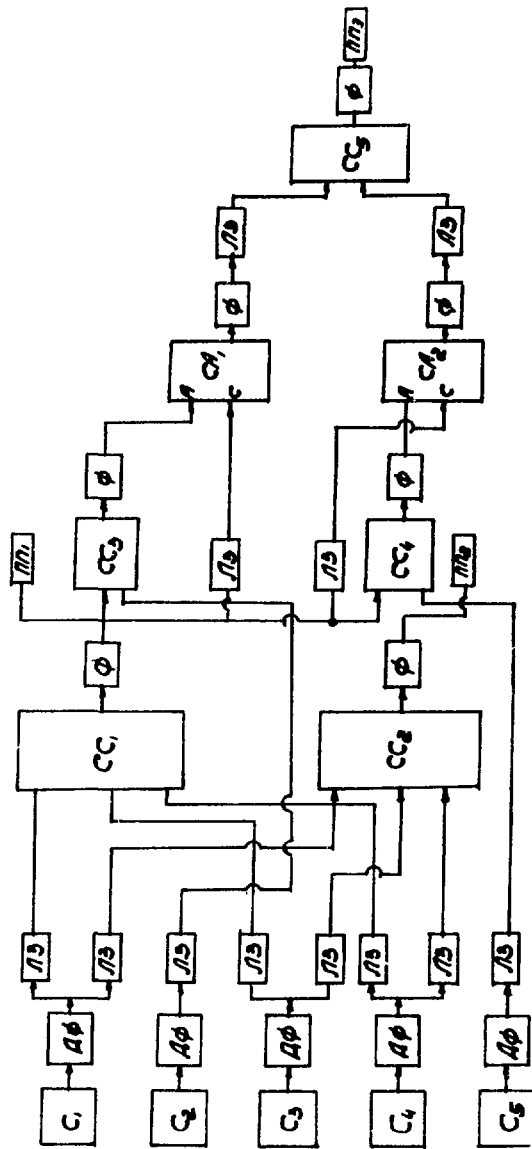


Fig. 4

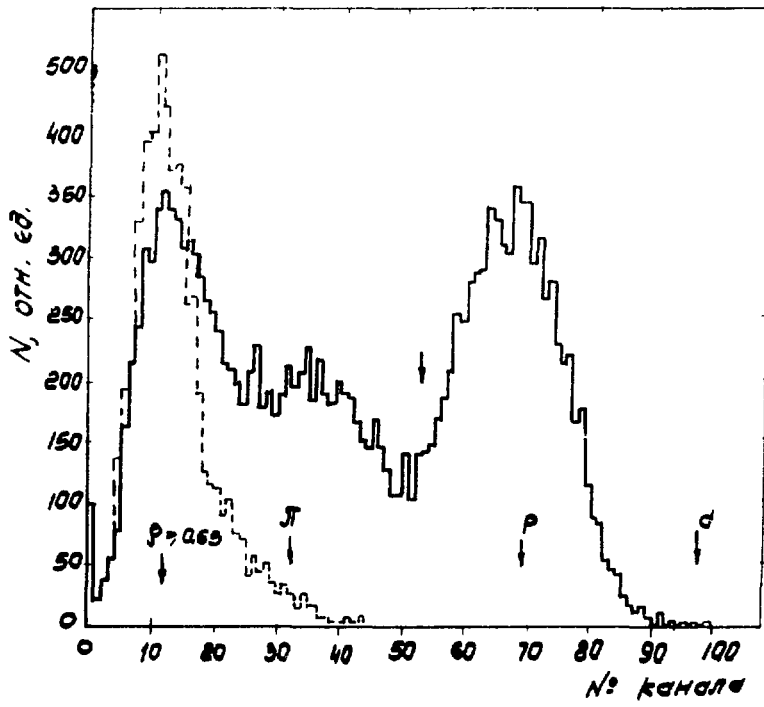
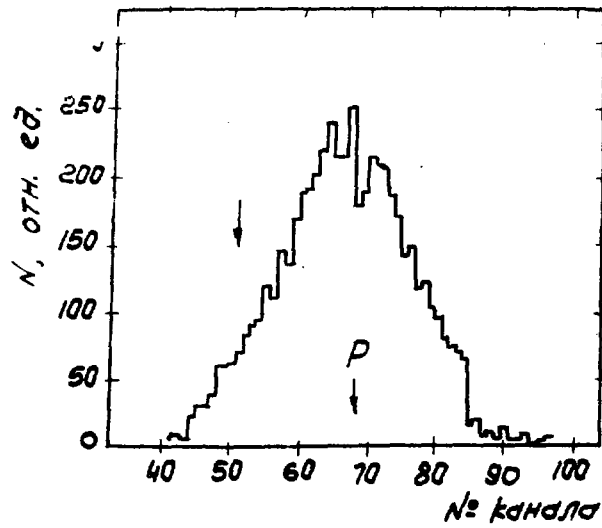


Рис. 5



О Рис.6

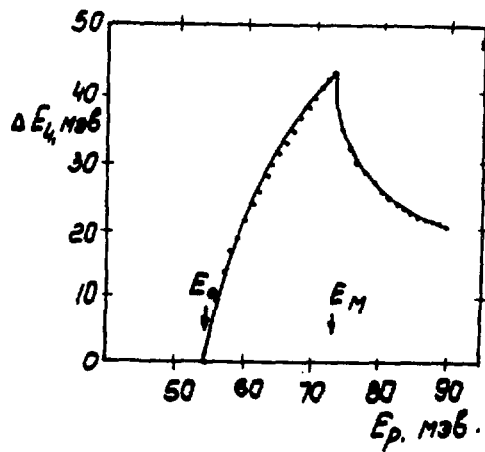


Рис.7

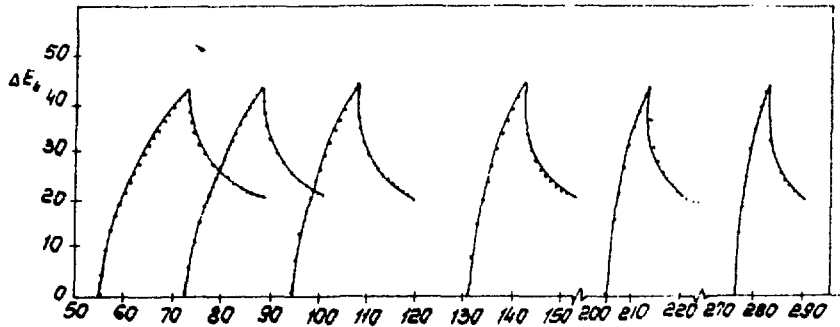


Рис. 8

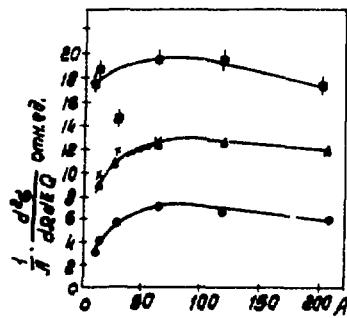


Рис. 9

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Хримян, К.ЩЕгиян и др. Известия АН СССР, серия физ., XXU1, 6 (1962).
2. В.Т.Feld et al., Phys.Rev., 94, 1000 (1953).
3. J.C.Keck and Tollesrup, Phys.Rev., 101, 360 (1955).
4. C.Whitencad et al., Phys.Rev., 110, 941 (1958).
5. R.S.Cence and B.J.Mayer, Phys.Rev., 122, 1634 (1961).
6. Проспект ВДНХ за 1968.
7. С.М.Круглов и др. ПТЭ, с. 216, (1970)
8. Ю.П.Антуфьев и др. УФТ. ХУП, 6, 929 (1972).
9. Ю.П.Антуфьев и др. ЯФ, 13, 472 (1971).
10. D.F.Measgay and Richard-Serve, Nucl.Phys. 76, 45 (1969)
11. Б.Росси. Частицы больших энергий, Москва (1955).
12. К.В.Аланамян и др. Научное сообщение, ЕФИ-54(74).
13. К.В.Chen et al., Phys.Rev., 135, B1030 (1964).

Рукопись поступила 5-го ноября 1975г.



Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 409 ВФ-03503 Тираж 299

Подписано к печати 23/1-76г. Формат издания 30x40

I,5 уч. изд. л. Ц.Юк.

Отпечатано на ротапринтере  
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Марка-  
ряна 2