

В.65

12

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Б.Б.Войцеховский, А.В.Евстигнеев,  
Д.М.Николенко, С.Г.Попов, И.А.Рачек,  
Б.А.Лазаренко,

СИСТЕМА С БОЛЬШИМ ТЕЛЕСНЫМ  
УГЛОМ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ВТОРИЧНЫХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В  
ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЭЛЕКТРОВОЗБУЖ-  
ДЕНИЮ ЯДЕР

ПРЕПРИНТ 83-17

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
Физики СО АН СССР  
ИЯВ, 1983

Новосибирск



СИСТЕМА С БОЛЬШИМ ТЕЛЕСНЫМ УГЛОМ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ  
ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО  
ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕР

Б.Б.Войцеховский, А.В.Евстигнеев, Б.А.Лазаренко,  
Д.М.Николенко, С.Г.Попов, И.А.Рачек

А Н Н О Т А Ц И Я

Описана система из пяти  $\Delta E-E$  детекторов с рабочей площадью по  $80 \text{ см}^2$ , каждый из которых включает пропорциональную камеру низкого давления и сцинтилляционный счетчик. Параметры системы: суммарный телесный угол  $0,75$  стер, порог регистрации  $\sim 1$  МэВ, энергетическое разрешение в диапазоне от  $1$  до  $50$  МэВ лучше  $15\%$ , временное разрешение  $\sim 3$  нс. Имеется идентификация  $\alpha$ -частиц и протонов.



В настоящее время, благодаря развитию метода сверхтонкой внутренней мишени в электронном накопителе /1/ и созданию линейного ускорителя с малой скважностью пучка /2/, стало возможным исследование электроядерных реакций типа  $e, e'c$ , где  $c$  - заряженная частица, с регистрацией электрона и вторичных частиц на совпадениях /3/.

Рассеянные электроны обычно регистрируются магнитным спектрометром, величина телесного угла которого не превышает нескольких миллистерadian, поскольку требуемое энергетическое разрешение  $\sim 10^{-3}$ . Для получения приемлимой скорости набора информации о реакции  $e, e'c$  система регистрации вторичных частиц должна обладать возможно большим телесным углом.

Среди других требований, предъявляемых к аппаратуре, отметим необходимость регистрации вторичных частиц, вылетающих в нескольких направлениях, в том числе вдоль и против направления импульса, переданного ядру; определения сорта и энергии частиц. Необходимое энергетическое разрешение детекторов вторичных частиц зависит от структуры изучаемого и образующихся ядер. Так, для решения многих задач при исследовании ядра  $^{16}\text{O}$  достаточно иметь  $\Gamma_{\alpha} \lesssim 2$  МэВ.

Ниже описана аппаратура, использованная для регистрации вторичных частиц в экспериментах по электровозбуждению ядер на накопителе ВЭШ-2 ИЯФ СО АН СССР. На рис. I приведена схема эксперимента.

Регистрирующая аппаратура состоит из пропорциональных камер низкого давления и сцинтилляционных счетчиков - рис. 2. Такая структура определяется большой площадью детекторов, необходимой в связи с ограничением минимального расстояния между детектором и пучком на уровне 15+20 см из-за большого размера электронного пучка и сопутствующего ему "гало" фона.

Параметры системы:

Суммарный телесный угол	0,75 стер
Площадь детекторов	5x80 см <sup>2</sup>
Диапазон по энергии частиц	1+50 МэВ
Энергетическое разрешение	15%
Временное разрешение	3 нс
Амплитудное разрешение в $\Delta E$ камере	20%



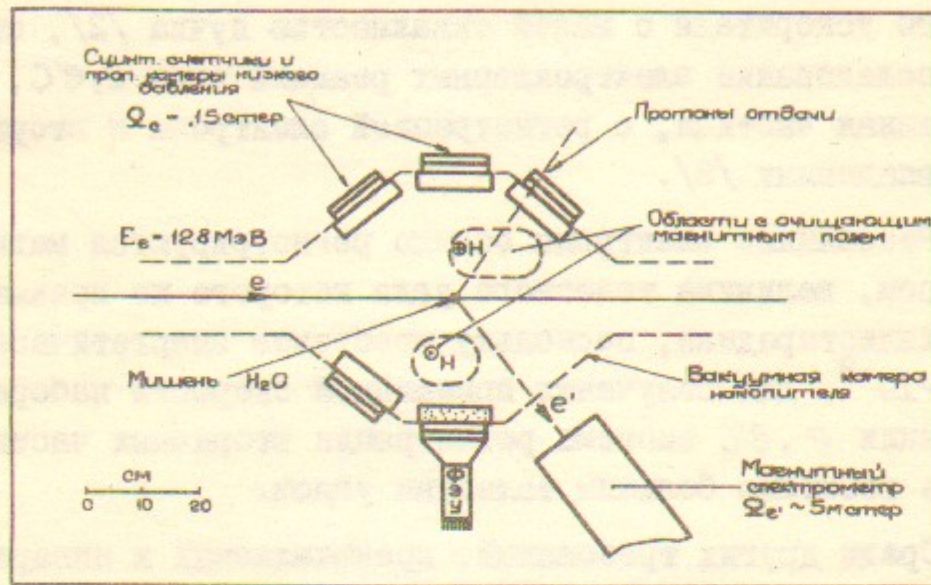


Рис.1. Схема установки для изучения электродерных реакций на совпадениях

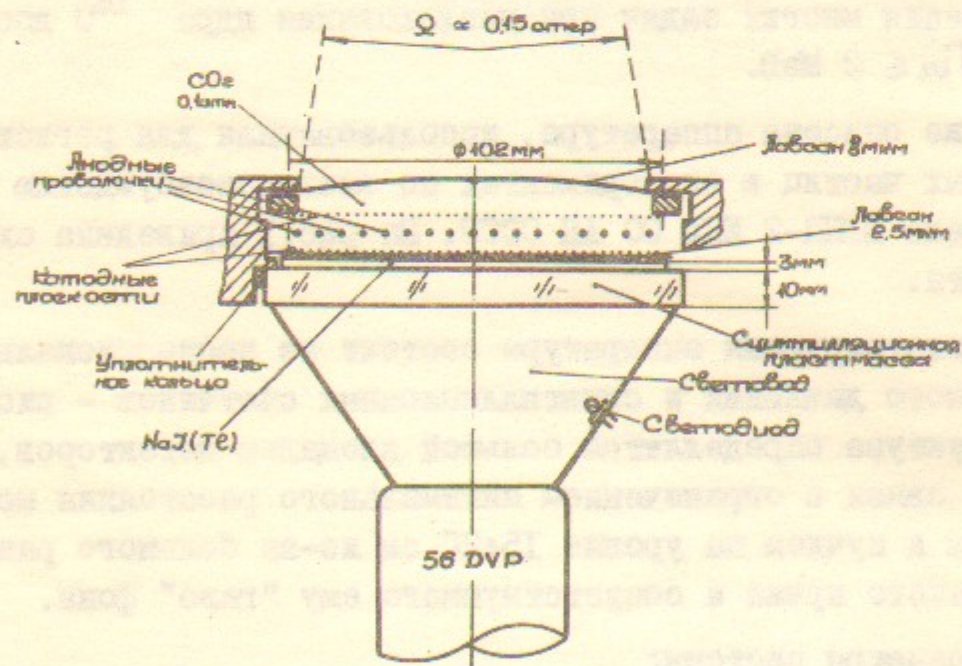


Рис.2. Детектор вторичных заряженных частиц

## I. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК (Сц.Сч.)

Основу счетчика составляет кристалл  $NaJ(Tl)$ , часто применяющийся для спектроскопии тяжелых заряженных частиц из-за большой величины сцинтилляционного выхода. Преимуществом  $NaJ(Tl)$  является, также, большая величина параметра  $\alpha/\beta$  ( $\alpha = 0,5$ ) — отношения удельного световыхода для  $\alpha$ -частиц с энергией  $\sim 5$  МэВ и электронов, что важно для детектирования  $\alpha$ -частиц в условиях большого фона  $\gamma$ -квантов и электронов.

Толщина кристалла выбрана небольшой — 3 мм (что соответствует пробегу протонов с энергией 23 МэВ) с тем, чтобы уменьшить энерговыделение от фоновых частиц. Для однозначного определения энергии частиц имеется стоп детектор — слой сцинтилляционной пластмассы на основе полистирола (СП), расположенный за  $NaJ(Tl)$

Анализ соотношения энерговыделения в двух слоях счетчика позволяет определить энергию протонов в диапазоне до 50 МэВ, кроме того, можно отбраковать фоновые электроны и  $\gamma$ -кванты.

Большое различие времен высвечивания СП и кристалла позволяет использовать один фотоумножитель для регистрации света от обоих слоев счетчика, с последующим разделением сигналов от них с помощью электронной аппаратуры.

### I.1. Конструкция

На рис.2 показано поперечное сечение  $\Delta E-E$  детектора. На пути частицы от мишени к счетчику ( $\sim 23$  см) имеются две лавсановые пленки и газ в  $\Delta E$  камере — всего  $1,9$  мг/см<sup>2</sup> вещества.

Каждый слой счетчика имеет форму диска с диаметром 105 мм для  $NaJ(Tl)$  и 115 мм для СП, толщины дисков 3 мм и 10 мм соответственно. Между собой они склеены очищенной эпоксидной смолой. Толщина слоя смолы  $0,1+0,2$  мм.

Конический световод из оргстекла обеспечивает собирание света на фотокатод ФЭУ 56 DVP ( $\phi 42$  мм). Световод приклеен к СП, а его коническая поверхность окрашена  $BaSO_4$

Для увеличения светосбора на расстоянии  $\sim 1$  мм от кристалла  $NaJ(Tl)$  установлена пленка с алюминиевым напылением толщиной  $0,1$  мкм (пленка — лавсан  $2,5$  мкм).



В световод вмонтирован светодиод АЛ 307 (зеленое сечение), использующийся для измерения коэффициента усиления ФЭУ. Герметизация счетчика производится по цилиндрической поверхности диска СП с помощью резинового кольца. Алюминиевое напыление на лавсановых пленках защищает счетчик от рассеянного света синхротронного излучения электронного пучка.

Для защиты счетчика от  $\delta$ -электронов, образующихся в мишени, между мишенью и счетчиком создана область (рис. I) с магнитным полем.

Изготовление счетчиков из кристаллов  $NaJ(Tl)$  связано с известными трудностями из-за его гигроскопичности. Они усугубляются, если счетчик используется в вакууме. Так, если кристаллы хранить при влажности воздуха  $\sim 10\%$ , они могут быть прозрачны при атмосферном давлении, однако при снижении давления в несколько раз на поверхности кристаллов возникает белый налет. В связи с этим мы сушили кристаллы в вакууме сразу же после их полировки, дальнейшее хранение проводили в объемах с сухим газом.

### 1.2. Определение энергии частиц

Усредненные формы импульса тока с анода ФЭУ при попадании  $\alpha$ -частиц и протонов в  $Cu, C_4$  показаны на рис. 3 для различной энергии частиц. На рисунке отмечены характерные диапазоны по времени. Первый из них имеет длительность  $\sim 20$  нс, в нем полностью укладывается импульс от света в СП. Во второй диапазон, длительностью  $\sim 400$  нс, попадает основная часть сигнала от  $NaJ(Tl)$ . Величины интегралов от тока по первому и второму диапазонам измеряются с помощью зарядочувствительных преобразователей. Далее мы называем указанные интегралы соответственно быстрой амплитудой ( $A_1$ ) и медленной амплитудой ( $A_2$ ). Границы второго диапазона установлены с учетом того, чтобы в него не попадал "хвост" сигнала от СП.

Рассмотрим изменение  $A_1$  и  $A_2$  для различных частиц с ростом их энергии - рис. 3. В интересующей нас области энергии  $\alpha$ -частицы останавливаются в кристалле  $NaJ(Tl)$ , а отношение  $A_1/A_2$  изменяется незначительно. Пробеги протонов с энергией менее 23 МэВ, также, укладываются в  $NaJ(Tl)$ , однако для них отношение  $A_1/A_2$  в 1,5 раза меньше. С увеличением энергии

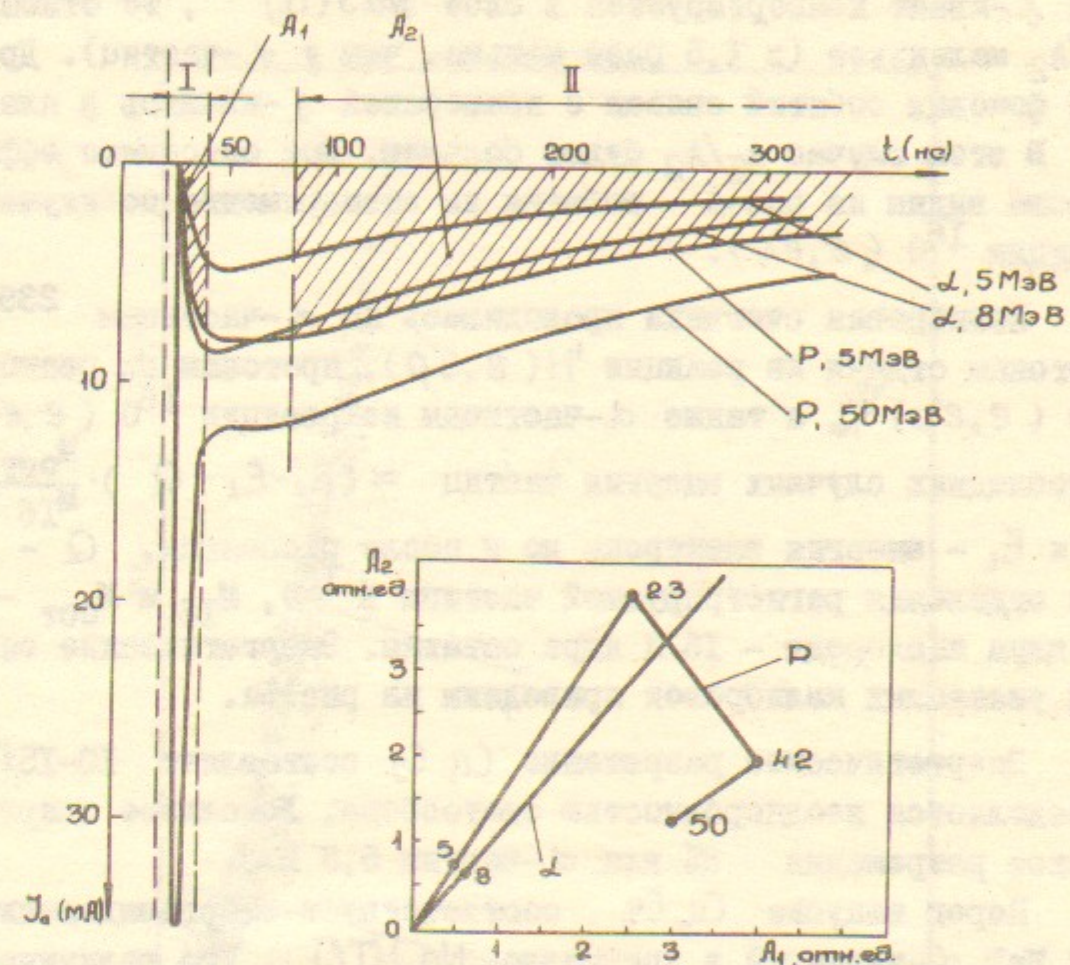


Рис. 3. Формы импульсов тока с анода ФЭУ при попадании в счетчик различных частиц. I, II - диапазоны по времени, в течение которых линейные ворота отделяют части импульса для определения соответствующих зарядов  $A_1$  и  $A_2$ . На вставке диаграмма поведения  $A_1$  и  $A_2$  от энергии протонов и  $\alpha$ -частиц. Цифры возле точек на линиях указывают энергию в МэВ.



протонов от 23 до 42 МэВ величина  $A_1$  растет, а  $A_2$  - падает. Наконец, при энергии более 42 МэВ протоны уже не останавливаются в сцинтилляционной пластмассе и обе величины  $A_1$  и  $A_2$  уменьшаются.

Если в счетчик попадает фоновый электрон с малой энергией или  $\gamma$ -квант конвертируется в слое  $NaJ(Tl)$ , то отношение  $A_1/A_2$  маленькое (в 1,5 раза меньше, чем у  $\alpha$ -частиц). Другой тип фоновых событий связан с конверсией  $\gamma$ -квантов в пластмассе. В этом случае  $A_1/A_2$  будет большим. Все описанные эффекты хорошо видны на рис.4 - события из эксперимента по изучению реакции  $^{16}O(e, e'c)$ .

Калибровка счетчика проводилась по  $\alpha$ -частицам  $^{239}Pu$  протонам отдачи из реакции  $^1H(e, e'p)$ , протонам из реакции  $^{16}O(e, e'p)^{15}N$ , а также  $\alpha$ -частицам из реакции  $^{16}O(e, e'\alpha)^{12}C$ . В последних случаях энергия частиц  $\approx (E_0 - E_1 - Q) \cdot \frac{M_{ост}}{M_{16}}$ , где  $E_0$  и  $E_1$  - энергия электрона до и после рассеяния,  $Q$  - энергия отделения регистрируемой частицы в  $^{16}O$ ,  $M_{16}$  и  $M_{ост}$  - массы ядра кислорода - 16 и ядра остатка. Энергетические спектры для указанных калибровок приведены на рис.5а.

Энергетическое разрешение  $Сц.Сч.$  составляет 10-15%, что определяется неоднородностью светосбора. Локальное энергетическое разрешение 8% для  $\alpha$ -частиц 5,5 МэВ.

Порог запуска  $Сц.Сч.$  соответствует энерговыделению  $\sim 2$  МэВ  $\alpha$ -частицей в кристалле  $NaJ(Tl)$ . Его величина установлена с учетом допустимой частоты запусков от фона. Принимая во внимание потери энергии частицами в веществе, расположенном перед  $NaJ(Tl)$ , получим порог регистрации  $Сц.Сч. \sim 4$  МэВ для  $\alpha$ -частиц и  $\sim 1,3$  МэВ - для протонов.

### 1.3. Синхронная калибровка коэффициента усиления ФЭУ

Фоновая нагрузка детектора мягкими электронами и  $\gamma$ -квантами вызывает средний анодный ток ФЭУ порядка 100+200 мкА. Мы использовали делитель напряжения со стабилизацией потенциалов трех последних диодов с помощью стабилитронов. Изменение коэффициента усиления ФЭУ (КУ) при увеличении анодного тока с 1 до 200 мкА составило 10+20% (в согласии с работой /4/). Для получения стабильности  $\sim 1\%$  в /4/ использован ослабитель выходного

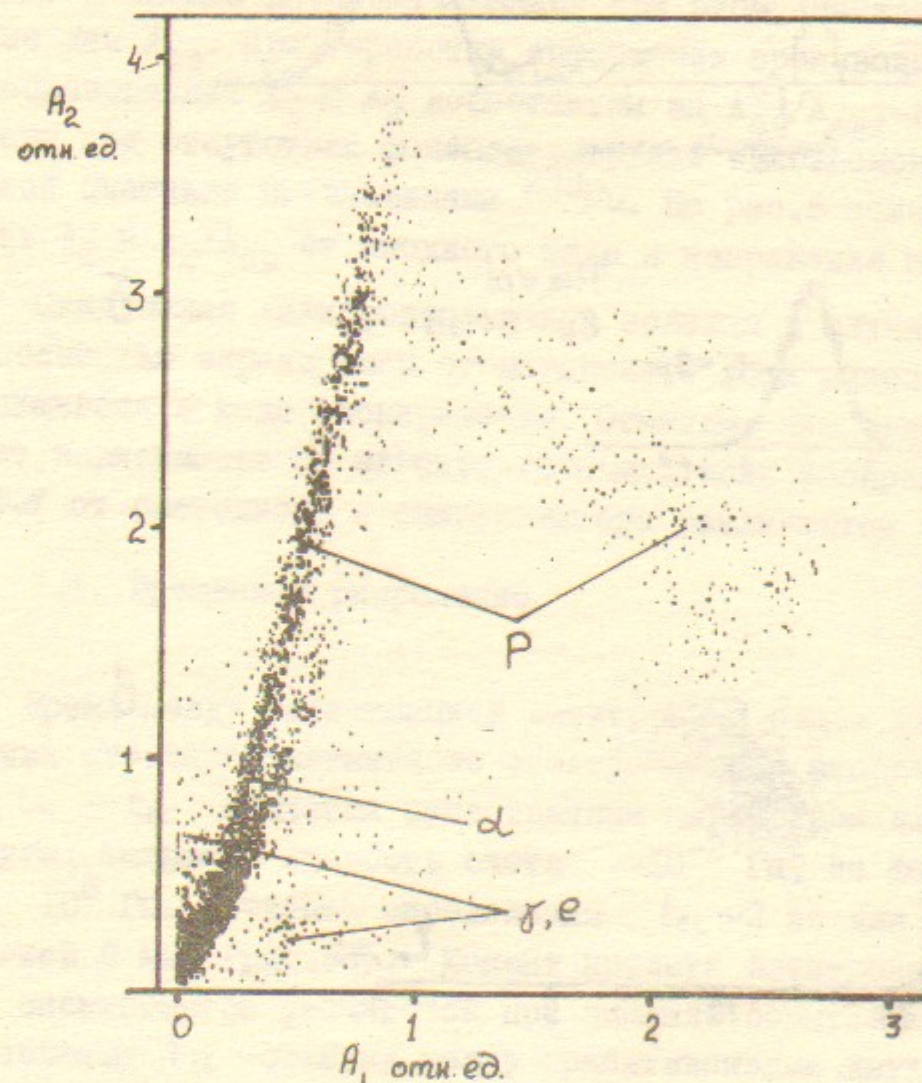


Рис.4. Распределение событий из реакции  $^{16}O(e, e'c)$  по величинам  $A_1$  и  $A_2$ .



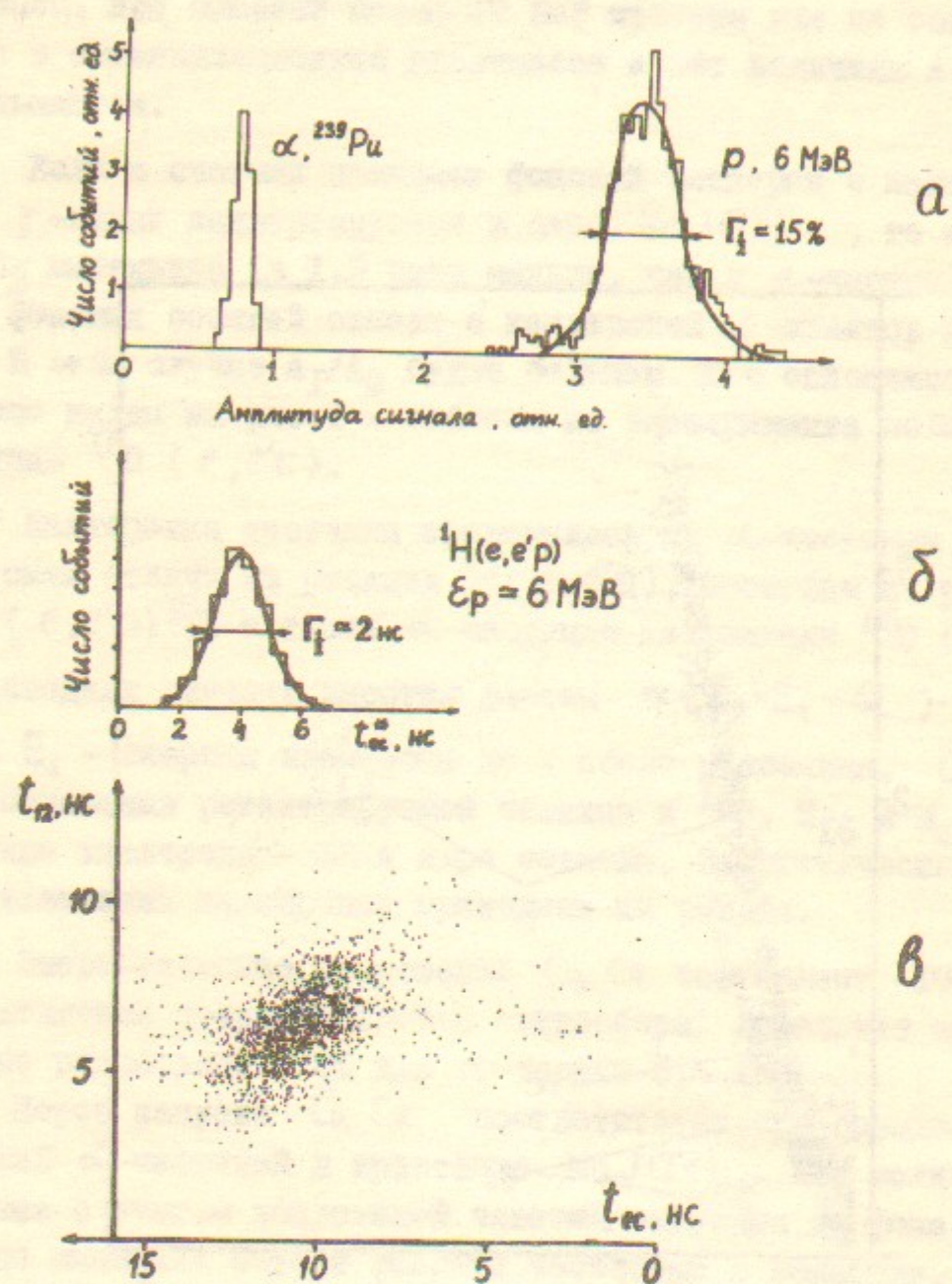


Рис.5. Энергетическое и временное разрешение счетчика  
 а - спектр для протонов отдачи в реакции  ${}^4\text{H}(e, e'p)$  и  $\alpha$ -частиц  ${}^{239}\text{Pu}$   
 б - распределение по времени пролета для тех же протонов,  $t_{ec}^* = t_{ec} - \frac{1}{2}(t_{12} - \bar{t}_{12})$   
 в - распределение тех же событий по  $t_{ec}$  и  $t_{12}$ , демонстрирующее корреляцию  $t_{ec}$  и  $t_{12}$ .

импульса ФЭУ, управляемый средним анодным током. Другая возможность стабилизации КУ - непрерывная подсветка ФЭУ для стабилизации анодного тока и т.о. КУ /5/. Мы применили "синхронную калибровку" КУ. Сразу же после появления регистрируемого события, так чтобы параметры ФЭУ и системы регистрации не успевали измениться, измеряется сигнал с ФЭУ от вспышки светодиода. Величина  $A_2$ , получающаяся при этом, записывается в событие как  $A_{св}$ . При обработке информации производится линейное преобразование:  $A_1$  и  $A_2$  домножается на  $A_{св}^0/A_{св}$ , где  $A_{св}^0$  - измерена при отсутствии фоновой загрузки одновременно с калибровкой счетчика  $\alpha$ -частицами  ${}^{239}\text{Pu}$ . На рис.6 показана зависимость  $A_2$  и  $A_2/A_{св}$  от анодного тока и напряжения питания ФЭУ.

Синхронная калибровка весьма полезна в случаях, когда ФЭУ не полностью экранирован от магнитного поля накопителя, часто меняющегося в ходе эксперимента. Отметим, что отношение  $A_2/A_{св}$  имеет зависимость от магнитного поля, если распределения света по ФЭУ от светодиода и сцинтиллятора различаются - рис.7.

#### 1.4. Временное разрешение

Время между регистрацией электрона в одном из сцинтилляционных счетчиков магнитного спектрометра и вторичной частицы в Сц.Сч. -  $t_{ec}$  является существенным параметром для выделения эффекта, имеющего скорость счета  $\sim 10^{-2}$  Гц, из фона с загрузкой  $10^6$  Гц. Точность определения  $t_{ec} \sim 2$  нс для протонов с энергией 6 МэВ (рис.5б). Момент пролета электрона через счетчики спектрометра уточняется при анализе событий за счет использования  $t_{12}$  - времени между срабатываниями двух счетчиков регистрирующих электрон. Для иллюстрации, на рис.5в приведено распределение событий (протоны с энергией 6 МэВ) по плоскости  $t_{ec} - t_{12}$ , которое демонстрирует корреляцию  $t_{ec}$  и  $t_{12}$ .

На рис.8а дано распределение событий (реакция  ${}^{16}\text{O}(e, e'c)$ ) по времени  $t_{ec}$  и амплитуде  $A_2$ . Поскольку величина  $t_{ec}$  включает в себя время пролета частицы от мишени к счетчику ( $\sim 13$  нс для 5 МэВ - х  $\alpha$ -частиц), то ее можно использовать для опреде-



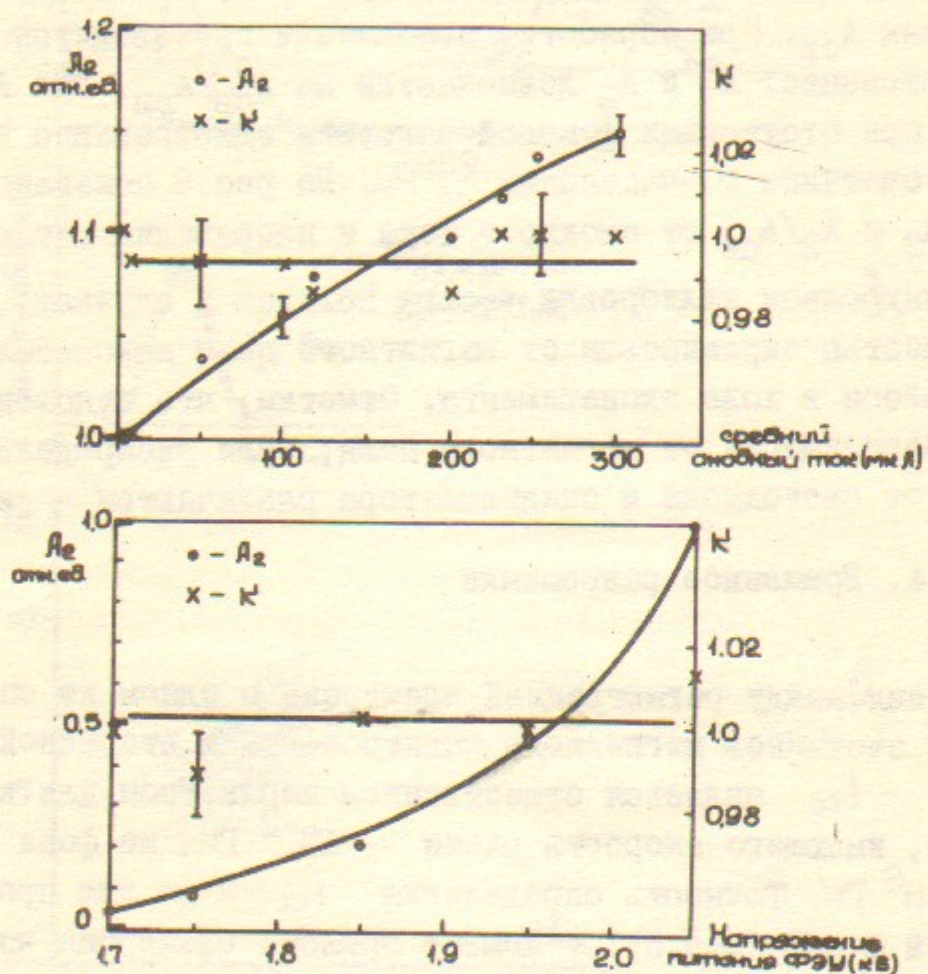


Рис. 6. Зависимость  $A_2$  и  $K = A_2/A_{св}$  от анодного тока и напряжения питания ФЭУ

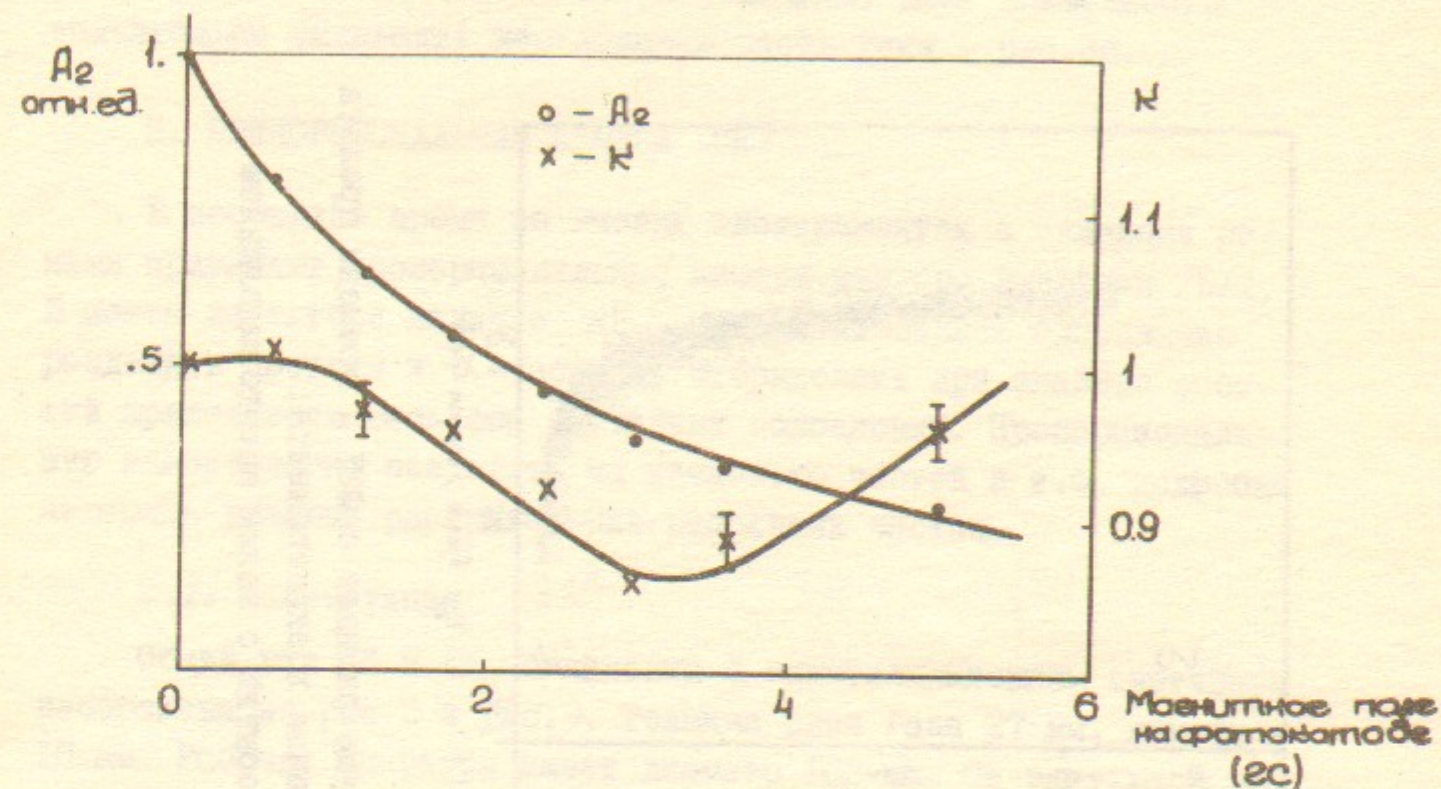


Рис. 7. Зависимость  $K = A_2/A_{св}$  от величины магнитного поля. Измерения выполнены с собранным детектором, где ФЭУ помещен в экранирующий кожух из стали 3 и пермаллоя. Магнитное поле неоднородно и приведенная величина относится к центру фотокатода



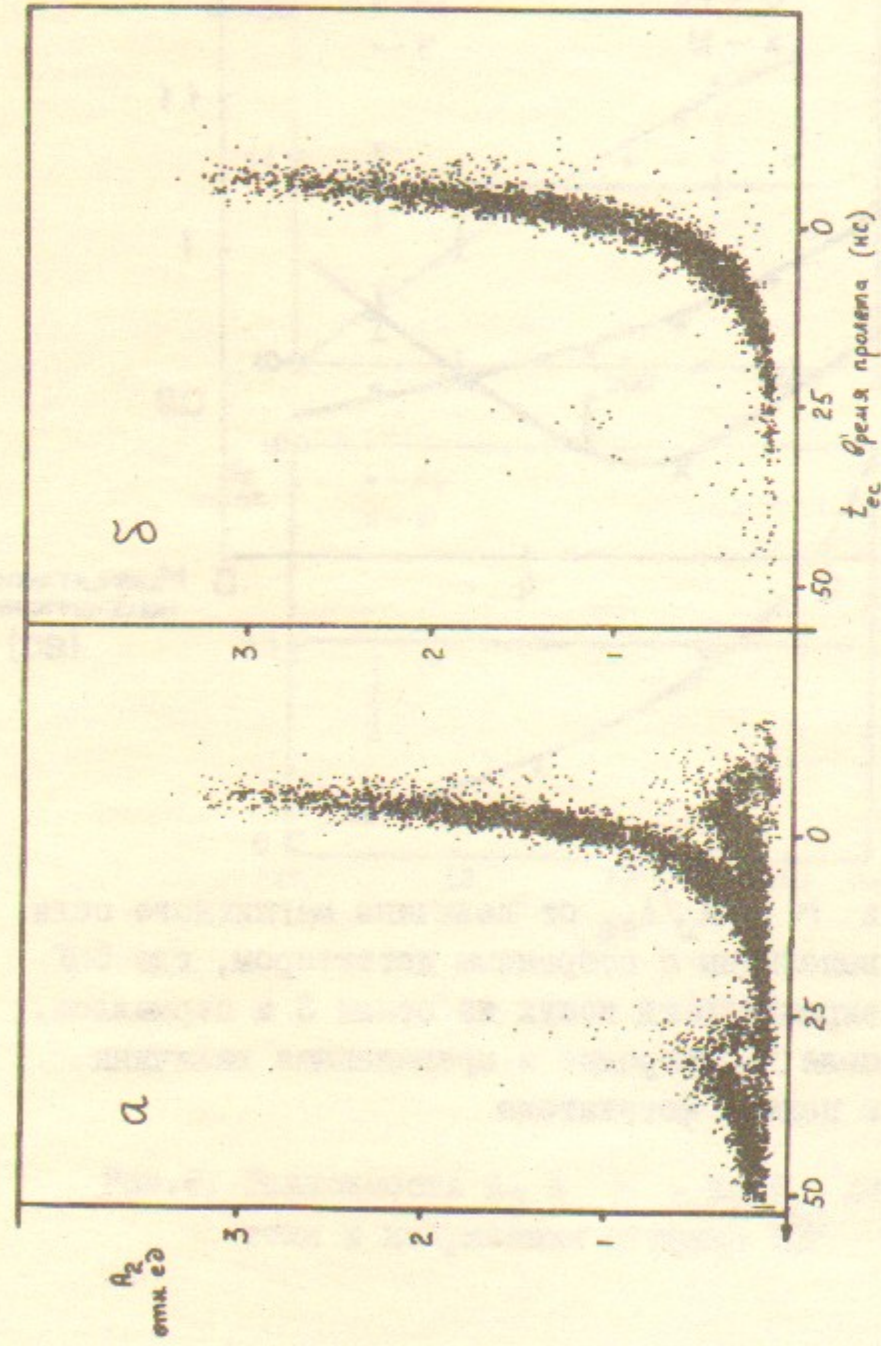


Рис.8. Распределение событий по амплитуде сигнала с ФЭУ и времени пролета  
 а - все события, зарегистрированные в эксперименте;  
 б - оставшиеся после удаления событий с малым энерговыделением в  $\Delta E$  камере

ления сорта частицы. Распределение фоновых событий по  $t_{ес}$  имеет период 40 нс - время оборота электронного сгустка в накопителе. Видно, что фон, в основном, сосредоточен при малых  $t_{ес}$  и  $A_2$ , и может быть отделен от эффекта. Периодичность в распределении фоновых событий позволяет оценить их количество в случае, когда их отделение от эффекта затруднительно. Анализ амплитуды сигнала с  $\Delta E$  камеры (см. ниже) дает возможность значительно уменьшить неотделимую часть фона - рис.8б.

## II. ПРОПОРЦИОНАЛЬНАЯ КАМЕРА (ПК)

В последнее время во многих экспериментах с тяжелыми ионами применяют пропорциональные камеры низкого давления [6]. В нашем детекторе наличие  $\Delta E$  камеры позволяет однозначно разделять протоны и  $\alpha$ -частицы, отбраковать при анализе событий практически весь фон случайных совпадений. Пропорциональную камеру легко разделить на несколько частей и т.о. подробно измерять угловые распределения вторичных частиц.

### 2.1. Конструкция

Общий вид ПК и ее компоновка с сцинтиляционным счетчиком изображена на рис.2 и рис.9. Толщина слоя газа 27 мм, камеры - 10 мм. Рабочая апертура имеет диаметр 102 мм. От вакуумной камеры накопителя газовый объем отделен лавсановой пленкой (8 мкм, 1 мг). По нашим измерениям поток азота в вакуум через лавсановое окно камеры при давлении газа 0,1 атм составляет  $\sim 10^{-6}$  л.торр. Пленка выдерживает перепад давления  $0,3 \pm 0,35$  атм, что соответствует пределу прочности  $\sigma > 10$  кг/мм<sup>2</sup>. Для уменьшения вытягивания пленки вдоль диаметра установлена проволока  $\phi$  1 мм.

Камера смонтирована на стальной несущей рамке, к которой на винтах закреплены планки из стеклотекстолита с ламелями - рис.9. Катодные плоскости выполнены из вольфрамовой проволоки  $\phi$  20 мкм, с шагом 1 мм. Средняя плоскость из бронзовой проволоки  $\phi$  100 мкм, с шагом 6 мм. Положительный потенциал подан на каждую вторую проволочку средней плоскости, остальные заземлены. Т.о. образовано девять отдельных ячеек.



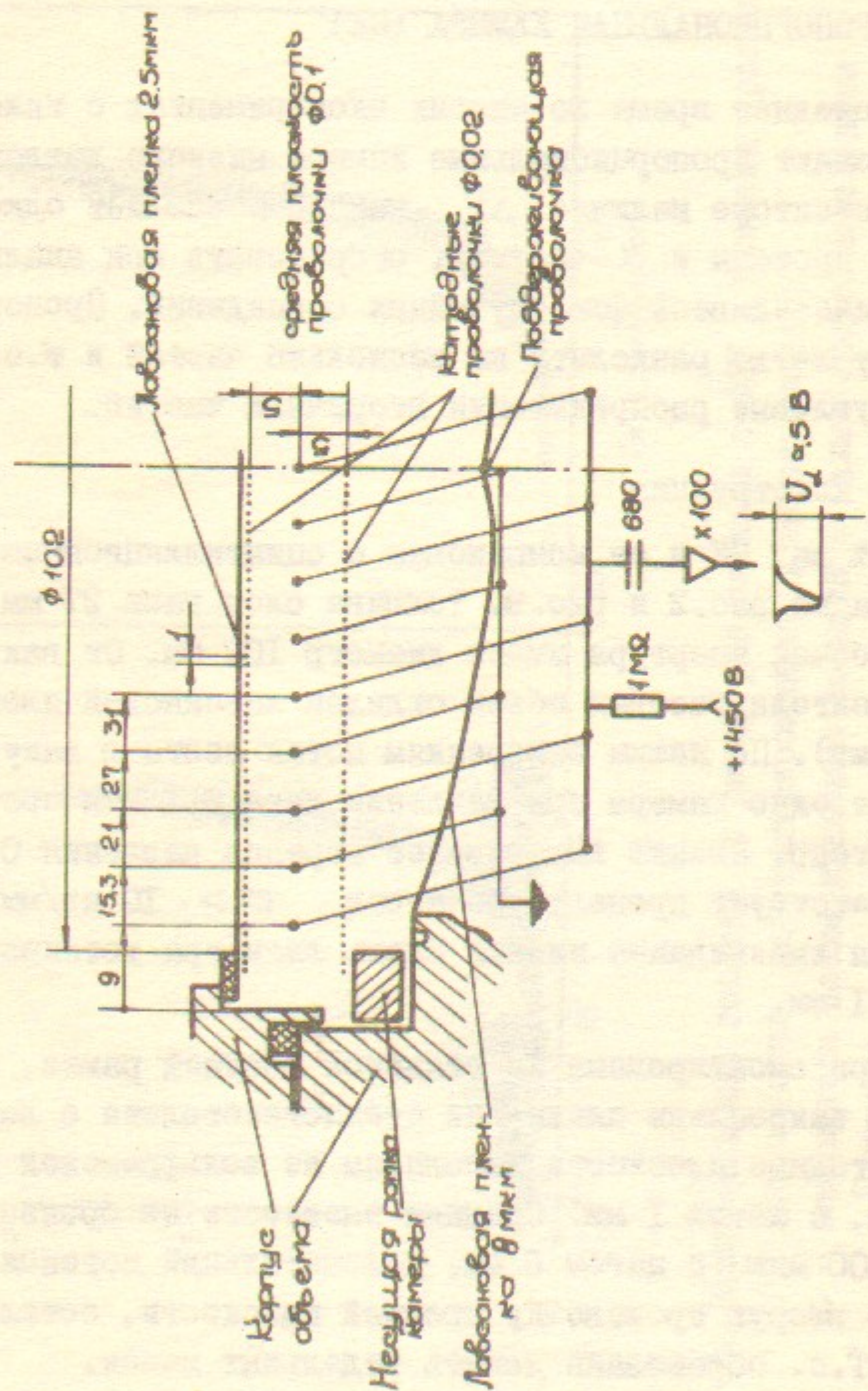


Рис.9. Конструкция  $\Delta E$  камер и схема съема сигнала

## 2.2. Электродная схема ПК

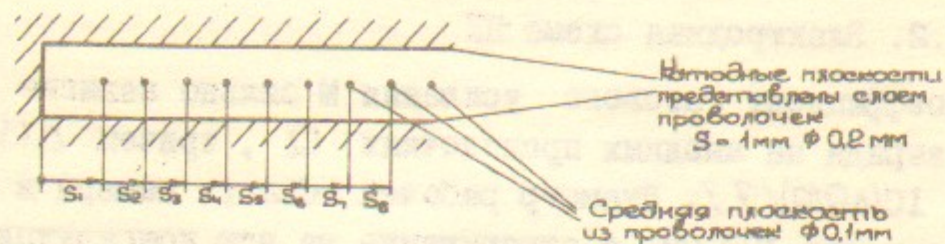
Коэффициент газового усиления  $M$  сильно зависит от плотности заряда на анодных проволочках  $Q$ , причем  $\Delta M/M$  достигает  $10(\Delta Q/Q)/7$ . Диаметр рабочей области камеры в нашем детекторе равен 102 мм, а ограничение на всю конструкцию 114 мм, что создает трудности с получением необходимой однородности  $M$  по рабочей площади камеры. Для выбора геометрии электродов проведены расчеты в приближении бесконечно длинных проволочек. При этом катодные плоскости и стенки корпуса объема заменяли рядами проволочек  $\phi 0,2$  мм с шагом 1 мм. Когда положительный потенциал подан на все проволочки средней плоскости камеры

$\Delta Q$  достигает 20%, а необходимая однородность имеется только на расстоянии больше 23 мм от края камеры – таблица А на рис.10. В таблице Б приведены результаты расчета для случая, когда положительный потенциал подан на каждую вторую проволочку средней плоскости, а остальные соединены с катодными плоскостями. Видно существенное уменьшение  $\Delta Q$ . Из конструктивных соображений мы выбрали вариант электродной схемы с несколько большим шагом расположения проволочек – таблица В. При этом достигнута неоднородность  $(\Delta Q/Q) \sim 0,13\%$ . Точность изготовления камеры, необходимая для получения  $(\Delta Q/Q) \sim 0,1\%$ , оценивалась из этих же расчетов. Для расстояния между проволочками получено требование  $\delta S_i = \pm 0,1$  мм.

Вариации  $M$  возникают, также, из-за изменений расстояния  $h$  между корпусом объема и катодными плоскостями камеры. Изменение  $h$  с 5 до 10 мм приводит к  $(\Delta Q/Q) \sim 0,5\%$ , если шаг расположения катодных проволочек  $S = 2$  мм. Мы использовали камеры с  $S = 1$  мм, при котором указанное изменение  $h$  соответствует  $(\Delta Q/Q) \sim 0,1\%$ . Результаты измерений однородности  $M$  по площади камеры, полученные на смеси  $Ar + C_4H_{10}(33\%)$  при атмосферном давлении с  $\gamma$ -квантами  $^{55}Fe$  приведены на рис.11.

В небольших ПК, работающих при атмосферном и более высоких давлениях, в основном, используют анодные проволочки  $\phi 20-30$  мкм. Камеры низкого давления [6], также имеют аноды  $\phi 20$  мкм. Однако, по нашим измерениям при давлении газа в камере меньше 0,3 атм увеличение диаметра проволочек до 100+150 мкм позволяет достичь большей величины коэффициента газового усиления при сохранении амплитудного разрешения  $\sim 20\%$ .





п	1	2	3	4	5	6	7	8
S <sub>п</sub> мм	9	13	17	21	25	29	31	35
δQ	21		3		1			0

S <sub>п</sub> мм	9	13	17	21	25	29	31	35
δQ	.15		.01		0			0

S <sub>п</sub> мм	9	13	17	21	25	29	31	35
δQ	.13		.13		0			0

$$\delta Q = \Delta Q / Q_0 \%$$

$Q_0$  — заряд анодной проволочки удаленной от края камеры

$$\Delta Q = Q - Q_0$$

Рис. 10. Электродная схема  $\Delta E$  камеры и результаты расчета  
 А — положительный потенциал подан на все проволочки средней плоскости  
 Б — потенциал подан на нечетные проволочки, остальные заземлены  
 В — принятый вариант (отличие от Б в шаге проволочек)

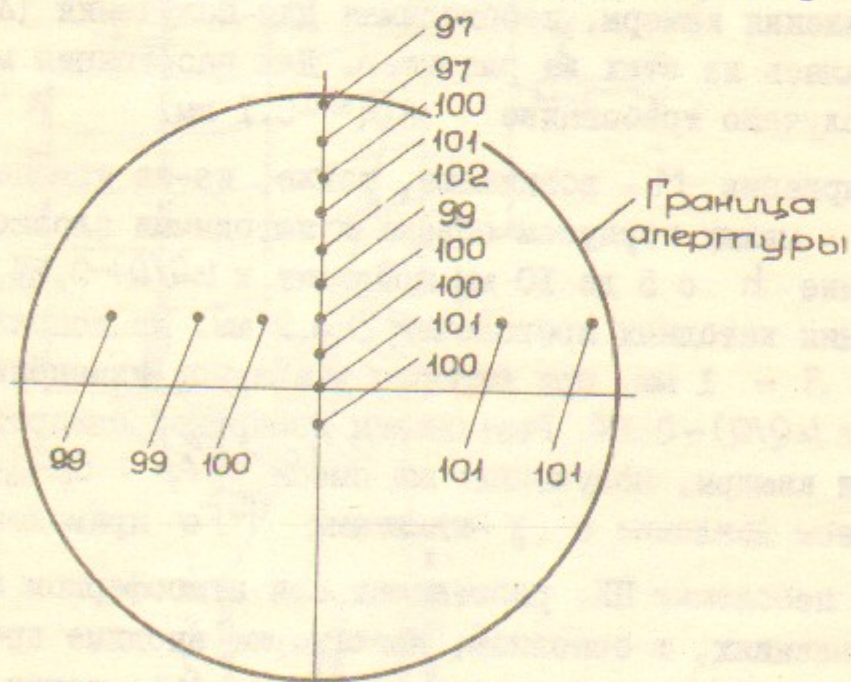


Рис. 11. Однородность коэффициента газового усиления M по площади камеры. Цифрами показана величина M в отн. ед.

### 2.3. Газовая смесь

Условия работы ПК приводят к следующим требованиям, предъявляемым к газовой смеси:

- а) отсутствие полимеризации при  $10^{12} + 10^{13}$  срабатываний камеры (длина анодных проволочек 200 см);
- б) малая диффузия газа сквозь лавсановую пленку и возможность откачки его криопанелями при температуре жидкого азота;
- в) высокий молекулярный вес;
- г) обычные требования в ПК — малое поглощение ионизации, большой коэффициент газового усиления в пропорциональном режиме.

Мы выбрали  $CO_2$ , как наиболее удовлетворяющий этим требованиям.

Давление газа выбрано 0,1 атм с учетом следующих обстоятельств. Газ в камере, наряду с материалом входного окна, определяет количество вещества на пути частиц от мишени до камеры и С<sub>ц</sub>, С<sub>ч</sub> и, следовательно, порог регистрации  $\alpha$ -частиц и точность измерения их энергии, когда она мала. Детектор должен регистрировать как  $\alpha$ -частицы, так и протоны. Ионизирующие способности их отличаются в 16 раз при равной энергии. Поэтому на величину давления имеется ограничение, ниже которого возникает трудности с выделением сигналов с  $\Delta E$  камеры (от проходящих через нее протонов) из помех от систем накопителя. Кроме того, как уже упоминалось, при снижении давления газа в камере возрастают флуктуации коэффициента газового усиления.

### 2.4. Параметры ПК

Временное и амплитудное распределения импульсов с  $\Delta E$  камеры при прохождении протонов с энергией 6 МэВ показано на рис. 12. Амплитудное разрешение порядка  $\sim 20\%$ , также как для  $\alpha$ -частиц  $^{239}Pu$ . Временное распределение позволяет использовать строб 100 нс при эффективности больше 99%.

Зависимость амплитуды сигнала от напряжения на камере при давлении  $CO_2$  0,1 атм для  $\alpha$ -частиц  $^{239}Pu$  и  $\gamma$ -квантов  $^{55}Fe$  изображены на рис. 13. Видно, что при напряжении 1450 В (использованном в эксперименте) отклонение газового усиления от пропорциональности составляет не более 10% для  $\alpha$ -частиц.



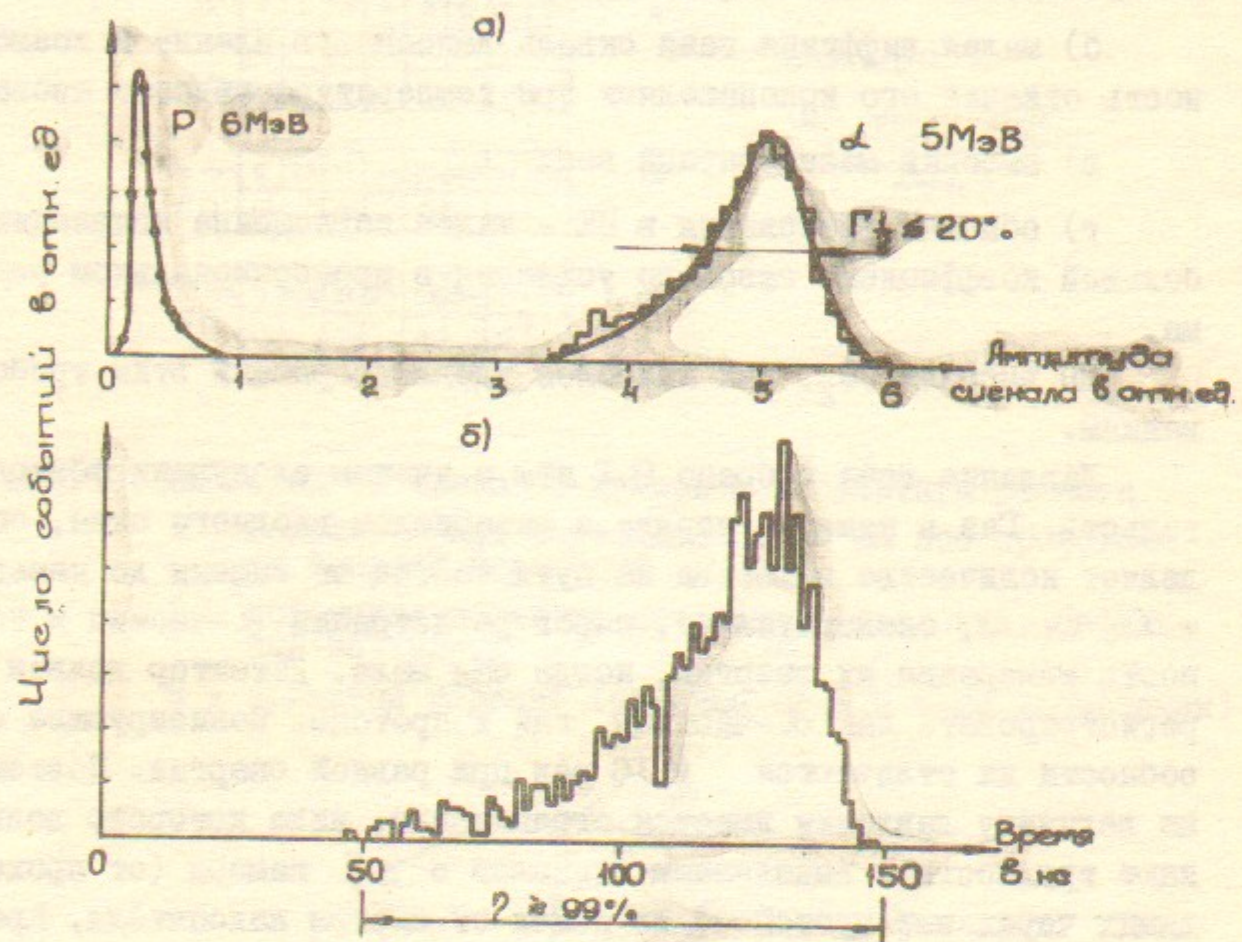


Рис.12. Амплитудное и временное разрешение  $\Delta E$  камеры. Стрелками отмечено положение строба по времени, в который попадает более 99% событий

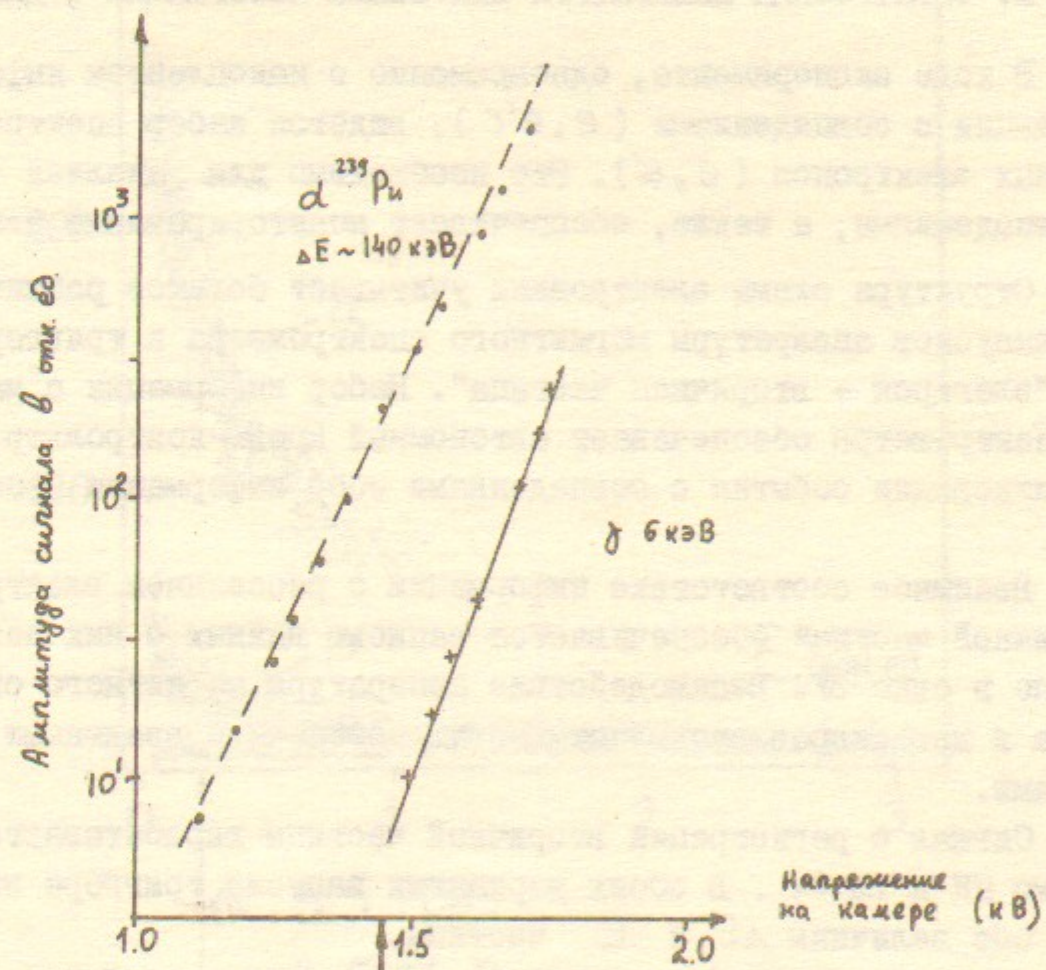


Рис.13. Зависимость амплитуды с  $\Delta E$  камеры от напряжения при регистрации  $\alpha$ -частиц  $^{239}\text{Pu}$  и  $\gamma$ -квантов  $^{55}\text{Fe}$ . Стрелкой отмечено рабочее напряжение



Порог дискриминатора, вырабатывающего сигнал о срабатывании ПК настраивали на уровень  $\sim 10$  мВ, что соответствует величине сигнала от протонов с энергией 10 МэВ. Поскольку порог регистрации  $\text{Сц. Сч.}$  равен  $\sim 1$  МэВ для протонов, то имеется большое перекрытие диапазонов чувствительности ПК и  $\text{Сц. Сч.}$ .

Работу ПК в эксперименте демонстрирует рис. 14 – распределение событий по  $\Delta E - E$  (реакция  $^{16}\text{O}(e, e')$ ). Видно хорошее разделение  $\alpha$ -частиц и протонов.

### III. ЭЛЕКТРОННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ СЪЕМА ИНФОРМАЦИИ С ДЕТЕКТОРА

В ходе эксперимента, одновременно с накоплением информации о реакции с совпадениями  $(e, e')$ , ведется набор спектра рассеянных электронов  $(e, e')$ . Это необходимо для анализа данных с совпадениями, а также, обеспечивает мониторинг измерений.

Структура схемы электроники учитывает большое различие частот запусков аппаратуры магнитного спектрометра и триггера событий "электрон + вторичная частица". Набор информации с магнитного спектрометра обеспечивает автономный крейт-контроллер, а при возникновении события с совпадениями сбор информации производит ЭВМ.

Взаимное соответствие информации о рассеянном электроне и вторичной частице обеспечивается записью данных о них последовательно в одно ЗУ. Взаимодействие аппаратуры магнитного спектрометра и детекторов вторичных частиц обеспечено взаимными блокировками.

Сигнал о регистрации вторичной частицы вырабатывается независимо ПК и  $\text{Сц. Сч.}$ . В обоих вариантах запуска триггера измеряются обе величины  $\Delta E$  и  $E$  частицы.

В схеме применены программно-перестраиваемые блоки, что позволило реализовать, кроме основного режима эксперимента, еще несколько проверочных. Это тестирование электроники с измерением многих параметров ВП, ЗП, дискриминаторов; проверка ПК и  $\text{Сц. Сч.}$   $\alpha$ -частицами  $^{239}\text{Pu}$ ; калибровка коэффициента усиления ФЗУ с помощью светодиода.

#### 3.1. Блок-схема

Упрощенная блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис. 15. Аппаратура размещена вблизи экспериментального промежут-

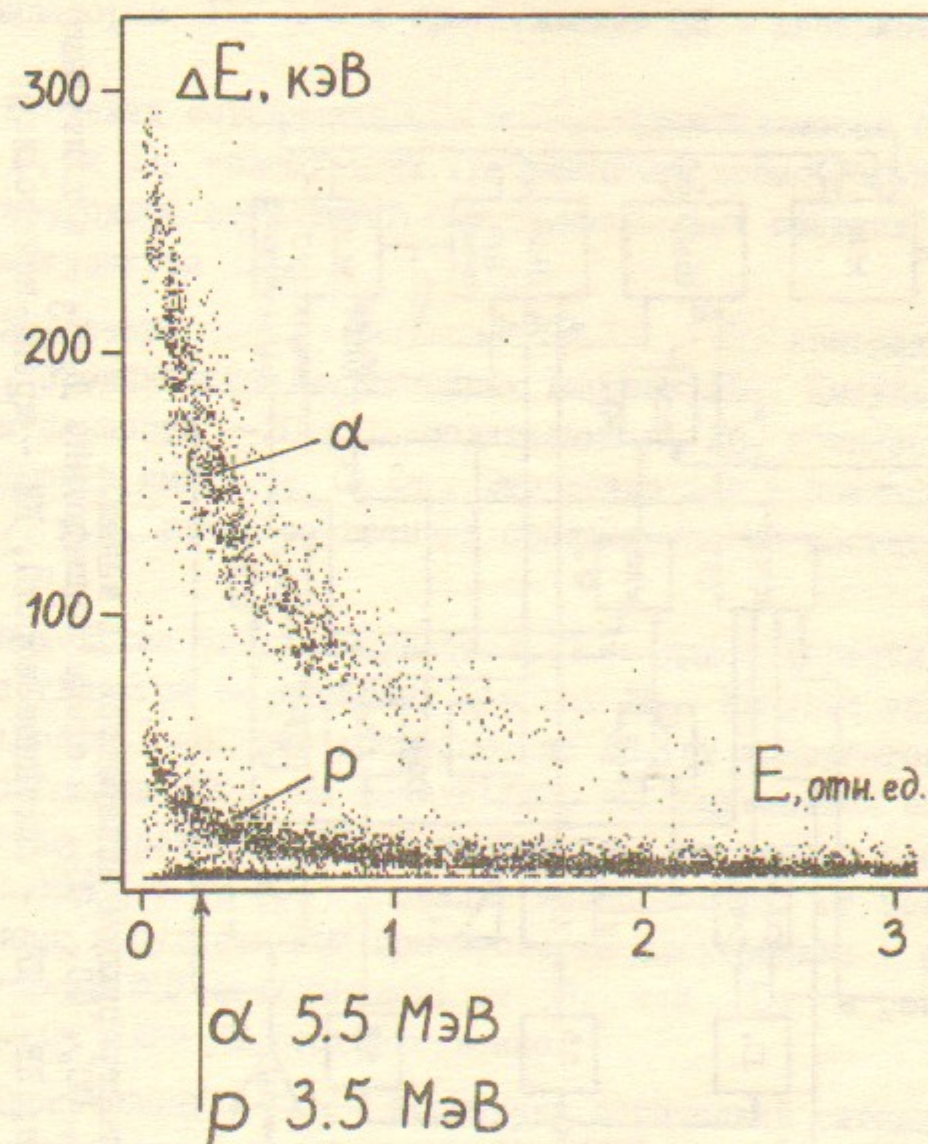


Рис. 14. Распределение событий из реакции  $^{16}\text{O}(e, e')$  по  $\Delta E$  и  $E$ .



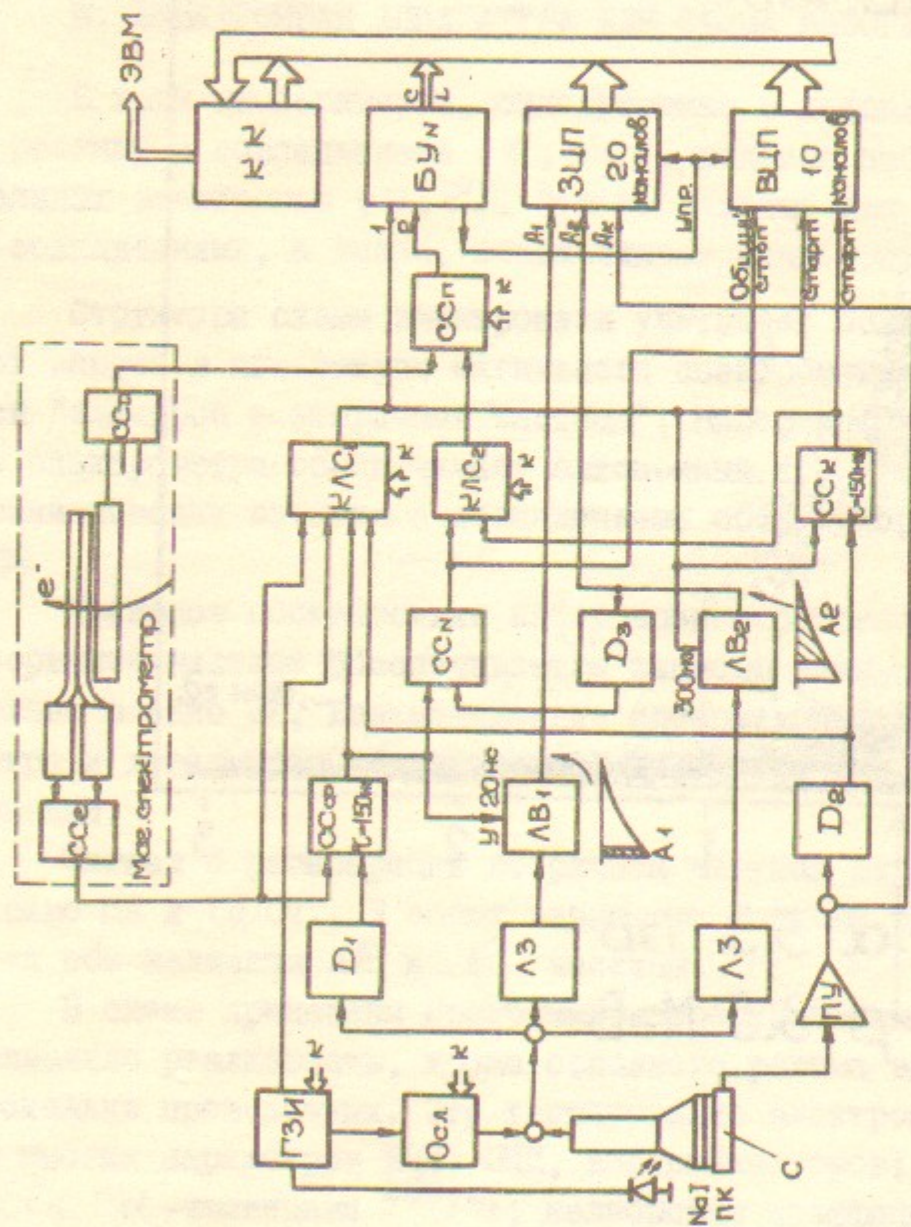


Рис. 15. Блок-схема регистрирующей аппаратуры (I канал).  
 $CC_e, CC_f, CC_k, CC_n, CC_p$  - схемы совпадений;  $D_1, D_2, D_3$  - амплитудные  
 дискриминаторы;  $ЛВ_1, ЛВ_2$  - линейные ворота;  $КК$  - крест-контроллер;  
 ЗЦП, ВЛП - зарядо-цифровые и время-цифровые преобразователи;  $КЛС_1, КЛС_2$  - ком-  
 мутаторы логических сигналов; ГЗИ - генератор задержанных импульсов;  
 ОСЛ - ослабитель амплитуды импульсов;  $\square \leftarrow K$  - программно-перестраиваемые блоки

ка накопителя ВЭШ-2, и в пультовой регистрации. Блоки, осу-  
 ществляющие обмен информацией с ЭВМ, выполнены в стандарте  
 КАМАК. Они расположены в двух крейтах (по одному в пультовой  
 и вблизи промежутка).

Отметим основные элементы логики работы схемы:

- Логический сигнал о срабатывании  $CC_c$  формируется  
 дискриминатором  $D_1$ , а о срабатывании ПК - дискриминатором  
 $D_2$ .

- В схемах совпадений  $CC_f$  и  $CC_k$  осуществляется отбор за-  
 пусков  $D_1$  и  $D_2$  совпадающих (разрешающее время 150 нс) со сра-  
 быванием схемы совпадений сцинтилляционных счетчиков магнит-  
 ного спектрометра  $CC_e$ .

- Выделение части импульса  $CC_c$  для измерения пара-  
 метра  $A_1$  производится на линейных воротах  $ЛВ_1$ . Импульс управ-  
 ления (длительность  $\sim 20$  нс), подаваемый на  $ЛВ_1$  привязан по вре-  
 мени к фронту импульса  $CC_c$ . Это важно для правильного выде-  
 ления  $A_1$ , т.к. диапазон времени пролета частиц достаточно ши-  
 рок (30 нс).

- Выделение части импульса  $CC_c$  для измерения параметра  
 $A_2$  осуществляется на линейных воротах  $ЛВ_2$ . Импульс управления  
 (длительность 400 нс) поступает на  $ЛВ_2$  от коммутатора логи-  
 ческих сигналов  $КЛС_1$ . На выходе  $КЛС_1$  вырабатывается сигнал за-  
 пуска блока управления  $БУН$ . В зависимости от режима работы этот  
 сигнал поступает от  $CC_e$  в режиме эксперимента; от генератора  
 задержанных импульсов ГЗИ при проверке электроники и синхрон-  
 ной калибровки ФЭУ светодиодом; от  $D_1$  или  $D_2$  в режимах про-  
 верки  $CC_c$  или ПК соответственно.

- Дискриминатор  $D_3$  формирует логический сигнал о боль-  
 шом энерговыделении в кристалле  $NaI(Tl)$ . На его вход подается  
 импульс с выхода  $ЛВ_2$ .

- На схеме совпадения  $CC_n$  осуществляются совпадения (в  
 пределах 150 нс) срабатываний  $D_1$  и  $D_3$ .

- На входы коммутатора  $КЛС_2$  поступает сигнал от  $CC_n$  и  $CC_k$   
 всех пяти каналов регистрации. В режиме эксперимента  $КЛС_2$  рабо-  
 тает как многоходовая схема "ИЛИ", в других режимах  $КЛС_2$  про-  
 пускает сигналы от  $CC_n$  или от  $CC_k$  тестируемого канала.



- На схему совпадения  $CC_n$  (разрешающее время 1 мкс) подается сигнал с выхода  $KJС_2$  и импульс от схемы совпадения координатных детекторов магнитного спектрометра  $CC_D$ . Выходной сигнал поступает на вход "подтверждение"  $БУ_N$ .

В связи с большой нагрузкой части детекторов (до 1 мГц) возникают значительные просчеты. Для их контроля использованы интенсиметры с временем усреднения 0,1 с, числа с которых считываются в каждом событии.

### 3.2. Взаимодействие с аппаратурой магнитного спектрометра и ЭВМ

Синхронизация работы электронной аппаратуры магнитного спектрометра, детекторов вторичных частиц и программ ЭВМ в режиме эксперимента изображена на рис.16. Возможны следующие варианты срабатывания схем совпадений  $CC_e$ ,  $CC_D$  и  $CC_n$ :

1.  $CC_e \overline{CC_D} \overline{CC_n}$ . В этом случае  $БУ_N$  и  $БУ_D$  через  $\tau \approx 700$  мкс после срабатывания  $CC_e$  вырабатывают сигнал "С" (Сброс), снимают блокировки и схема приходит в начальное состояние.

2.  $CC_e CC_D \overline{CC_n}$ . Теперь  $БУ$  вырабатывает сигнал  $L$  (запрос на обслуживание), автономный контроллер в крейте  $D$  переписывает информацию из измерителей магнитного спектрометра в буферное  $ЗУ$  емкостью 4К слов.  $БУ_N$ , по-прежнему, дает сигнал "С" в крейте  $N$ . По отсутствию сигнала  $Q$  от  $ЗУ$  контроллер обнаруживает заполнение  $ЗУ$  и посылает прерывание в ЭВМ. Управляющая программа, ориентированная на крейт  $D$ , переписывает содержимое  $ЗУ$  в файл на магнитном барабане. После этого набор информации возобновляется. Информация о событиях, дополненная текущими параметрами системы (из результатов калибровок), переписывается на магнитную ленту.

3.  $CC_e CC_D CC_n$ .  $БУ_N$ , получив сигнал "подтверждение" от  $CC_n$  блокирует  $БУ_D$  до окончания обслуживания ЭВМ крейта  $N$ . Через 700 мкс после прихода импульса от  $CC_n$ ,  $БУ_N$  вырабатывает сигнал  $L$  и контроллер в крейте  $N$  посылает прерывание в ЭВМ. Управляющая программа считывает информацию из всех измерителей крейта  $N$  (34 регистра), проводит синхронную калибровку ФЭУ и заносит всю полезную информацию в  $ЗУ$  в крейте  $D$

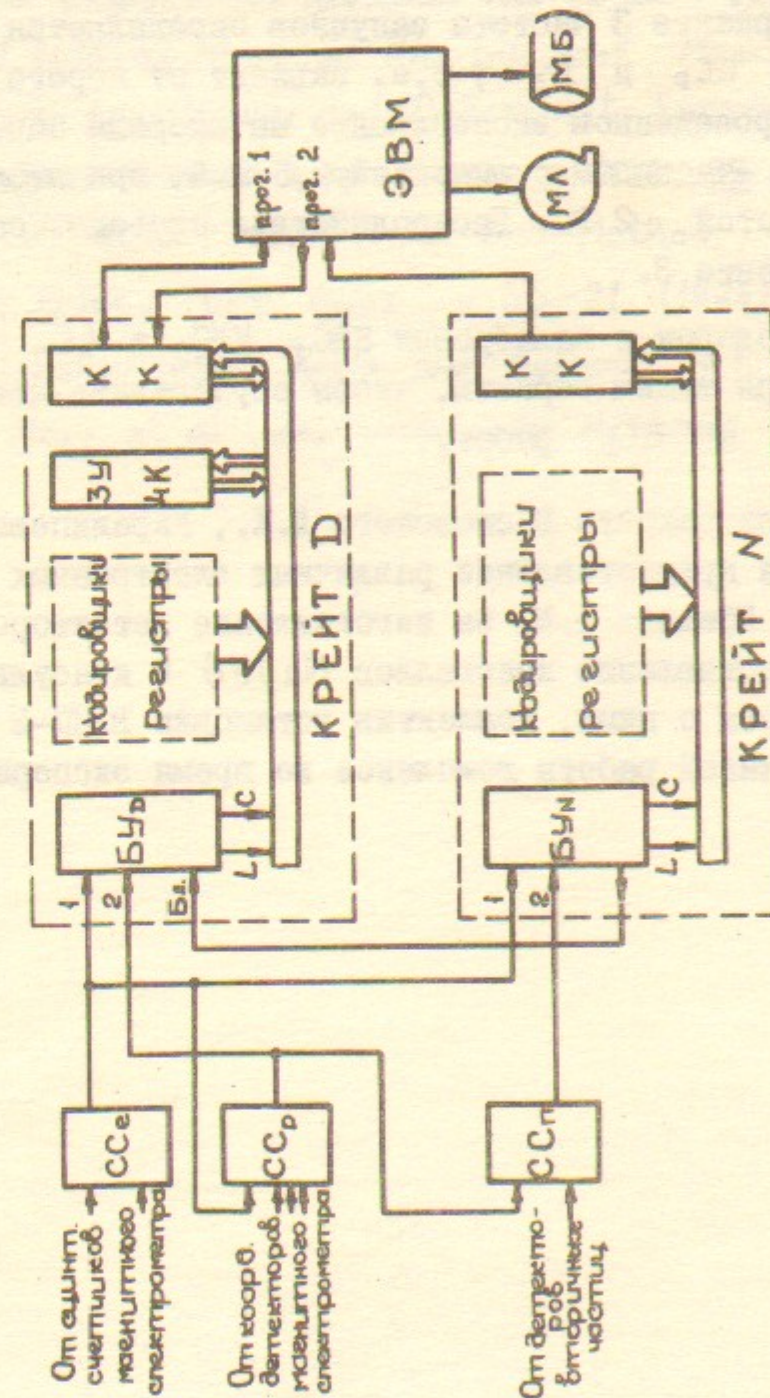


Рис.16. Схема взаимодействия аппаратуры регистрации вторичных частиц (крейт  $N$ ), электроники магнитного спектрометра электронов (крейт  $D$ ) и программ в ЭВМ



. После этого БУ<sub>М</sub> приводится в начальное состояние, блокировка БУ<sub>Д</sub> снимается и БУ<sub>Д</sub> вырабатывает сигнал L. Далее работа идет как в варианте 2.

Частота запусков СС<sub>е</sub> составляет 30+100 Гц, а СС<sub>Д</sub> до 70 Гц, т.е. быстродействие 1,5 кГц в вариантах 1, 2 является достаточным. В варианте 3 частота запусков определяется случайными совпадениями СС<sub>Д</sub> и D<sub>3</sub>, т.е. зависит от порога срабатывания С<sub>ц.Сч.</sub>. В проведенном эксперименте мы выбрали порог, соответствующий α-частицам с энергией 2,5 МэВ, при этом БУ<sub>М</sub> срабатывал с частотой ~2 Гц. Быстродействие системы составляет ~15 Гц в варианте 3.

В режимах проверок и калибровок КЛС<sub>1</sub>, КЛС<sub>2</sub> и СС<sub>п</sub> программно перестраивается таким образом, чтобы осуществить независимую от сигналов СС<sub>е</sub> и СС<sub>Д</sub> работу.

Мы хотим поблагодарить Весновского Д.К., Украинцева Ю.Г. и Орешкова А.Д. за предоставление различных электронных блоков, Семенычева В.А. и Ефимова А.М. за изготовление детекторов, Минакова М.Д. за предоставление кристаллов NaJ(Tl) и консультации по технологии работы с ними, коллектив установки ВЭШ-2 за обеспечение устойчивой работы комплекса во время эксперимента.

## Л и т е р а т у р а

1. С.Г.Попов. Доклад на V семинаре "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", Москва, 20-23 июня, 1981, Препринт ИЯФ 81-122, 1981.
2. J.R. Calarco, Proc. of the Int. Conf., Mainz, Germany, June 5-9, 1979, ed. H. Arenhovel and D. Drechsel, Springer-Verlag, 1979, p 114.
3. Б.Б.Войцеховский и др. Письма в ЖЭТФ, 35 (1982) 299.
4. M. Birk et al, Nucl. Instr. and Methods, v.108 (1973), 611.
5. C.E. Cohn, IEEE Trans., v. NS-21 (1974) 146
6. A. Breskin, Nucl. Instr. and Methods, v. 103 (1982) 11
7. C. Mori et al, Nucl. Instr. and Methods, v. 196 (1982) 49



Б.Б.Войцеховский, А.В.Евстигнеев, Б.А.Лазаренко,  
Д.М.Николенко, С.Г.Попов, И.А.Рачек

СИСТЕМА С БОЛЬШИМ ТЕЛЕСНЫМ УГЛОМ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ  
ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО  
ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕР

Препринт  
№ 83-17

Работа поступила - 11 января 1983 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 24.1-1983 г. МН 03033  
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,9 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 17.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90