

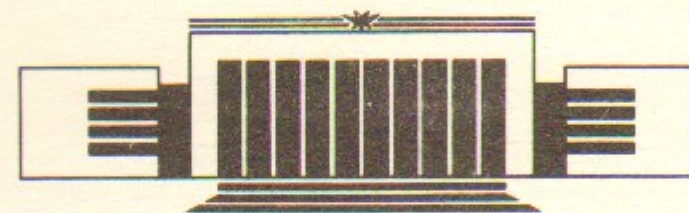


15  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.Б. Войцеховский, Л.Г. Исаева, Б.А. Лазаренко,  
Д.М. Николенко, С.Г. Попов, И.А. Рачек,  
Ю.Г. Украинцев, Е.П. Центалович

**СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ  
ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗУЧЕНИЮ  
( $e, e'd$ ) РЕАКЦИИ**

**ПРЕПРИНТ 88-120**



НОВОСИБИРСК

В.Б. Бойко, Л.Т. Иванова, В.А. Давыдов,  
Д.М. Николаев, С.Т. Попов, Н.А. Рязань,  
Ю.Т. Уваров, Е.Н. Цыганов

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ  
ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗУЧЕНИЮ  
(e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>) РЕАКЦИИ

ПРЕПРИТ 88-120

НОВОСИБИРСК

© Институт ядерной физики СО АН СССР

$$A(q^2) = \frac{1}{2} G_E + \frac{1}{2} G_Q + G_M$$

и  $B(q^2)$  — комбинация зарядового монополярного  $G_E$ , квадрупольного  $G_Q$  и магнитного  $G_M$  сечений. В настоящей работе описаны экспериментальные методы измерения сечения рассеяния на неполяризованных дейтронах в области больших переданных импульсов. В эксперименте используется метод сверхтонкой внутренней мишени в накопителе [4]. Этот метод имеет ряд существенных преимуществ по сравнению со стандартной постановкой экспериментов на ускорителях с выведенным пучком. В нашей постановке мишень представляет собой газовую струю, и не возникает проблемы радиационной стойкости мишени, трудноразрешимой при работе с криогенными мишенями. Фоновые условия намного лучше, чем при стандартной постановке экспериментов, что позволяет вести эксперимент на совпадении. Регистрация дейтронов отдачи дает возможность выделять процесс упругого рассеяния без измерения энергии рассеянных электронов, и в этом случае можно использовать достаточно простые системы регистрации с большим телесным углом.

### ВВЕДЕНИЕ

В 1984 — 1985 гг. на накопителе ВЭПП-2 проводились эксперименты по измерению квадрупольного формфактора дейтрона [1—3]. В настоящее время эксперименты продолжаются на ВЭПП-3, где можно продвинуться в область больших переданных импульсов. В экспериментах используется метод сверхтонкой внутренней мишени в накопителе [4]. Этот метод имеет ряд существенных преимуществ по сравнению со стандартной постановкой экспериментов на ускорителях с выведенным пучком. В нашей постановке мишень представляет собой газовую струю, и не возникает проблемы радиационной стойкости мишени, трудноразрешимой при работе с криогенными мишенями. Фоновые условия намного лучше, чем при стандартной постановке экспериментов, что позволяет вести эксперимент на совпадении. Регистрация дейтронов отдачи дает возможность выделять процесс упругого рассеяния без измерения энергии рассеянных электронов, и в этом случае можно использовать достаточно простые системы регистрации с большим телесным углом.

Сечение рассеяния электронов на неполяризованных дейтронах имеет вид

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \left[ A(q^2) + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} B(q^2) \right],$$

где  $d\sigma_M/d\Omega$  — моттовское сечение;  $A(q^2)$  и  $B(q^2)$  — комбинации зарядового монополярного  $G_E$ , квадрупольного  $G_Q$  и магнитного  $G_M$

формфакторов дейтрона:

$$A(q^2) = G_E^2 + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2 + \frac{2}{3} \eta G_M^2,$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta(1 + \eta) G_M^2, \quad \eta = \frac{q^2}{4M_d^2}.$$

Эксперименты с неполяризованными дейтронами позволяют измерить  $A(q^2)$  и  $B(q^2)$ , но для отдельного измерения  $G_E$  и  $G_Q$  требуется поляризационный эксперимент.

Известны два варианта такого эксперимента: рассеяние электронов на поляризованных дейтронах и рассеяние на неполяризованных дейтронах с последующим измерением поляризации дейтронов отдачи [5]. В обсуждаемом эксперименте реализован первый вариант.

Сечение упругого рассеяния электронов на тензорно-поляризованных дейтронах равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + F_{20} \tilde{\tau}_{20} + 2F_{21} \operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{21}) + 2F_{22} \operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{22})], \quad (1)$$

где  $d\sigma_0/d\Omega$  — сечение рассеяния на неполяризованных дейтронах;  $F_{20}$ ,  $F_{21}$ ,  $F_{22}$  — компоненты анализирующей способности реакции;  $\tilde{\tau}_{20}$ ,  $\tilde{\tau}_{21}$ ,  $\tilde{\tau}_{22}$  — параметры поляризации мишени:

$$\tilde{\tau}_{20} = t_{20} P_2(\vec{n} \cdot \vec{h}) = \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} P_2(\vec{n} \cdot \vec{h}) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 3n_0) P_2(\vec{n} \cdot \vec{h}),$$

$$\operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{21}) = -\frac{\sqrt{3}}{2} P_{zz} (\vec{n} \cdot \vec{h}) \cdot (\vec{\tau} \cdot [\vec{n} \times \vec{h}]),$$

$$\operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{22}) = \frac{1}{2\sqrt{3}} P_{zz} P_2(\vec{n} \cdot \vec{h}) + \frac{1}{\sqrt{3}} P_{zz} P_2(\vec{\tau} \cdot \vec{h}),$$

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}.$$

Здесь  $P_2$  — второй полином Лежандра;  $P_{zz}$  — степень тензорной поляризации мишени;  $n_0$  — заселенность магнитного подуровня с проекцией спина дейтрона  $m_z = 0$ ;  $\vec{h}$  — единичный вектор по направлению поляризации мишени,  $\vec{\tau} = \frac{\vec{P} \times \vec{P}'}{|\vec{P} \times \vec{P}'|}$  — единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния.

Основной вклад в сечение при  $q \ll 3f^{-1}$  дает член  $F_{20} \tilde{\tau}_{20}$ .

$$F_{20} = -\frac{\sqrt{2}}{3} \eta \frac{4G_Q \left( G_E + \frac{\eta}{3} G_Q \right) + \left[ \frac{1}{2} + (1 + \eta) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] G_M^2}{A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}.$$

Измеряя сечение при различных значениях величины  $\tilde{\tau}_{20}$  и используя данные о сечении рассеяния на неполяризованных дейтронах, можно вычислить  $G_E$  и  $G_Q$  дейтрона. При этом можно варьировать величину  $P_{zz}$  или угол  $\gamma$  между  $\vec{n}$  и  $\vec{h}$ . Поскольку в формулу входит второй полином Лежандра, наиболее целесообразно сравнивать сечения при углах  $\gamma = 0^\circ$  и  $\gamma = 90^\circ$ . Члены  $F_{21} \operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{21})$  и  $F_{22} \operatorname{Re}(\tilde{\tau}_{22})$  в формуле (1) дают вклад в сечение, не превышающий 25%. Этот вклад легко учесть, так как  $F_{21}$  и  $F_{22}$ , так же, как  $F_{20}$ , являются комбинацией зарядового и квадрупольного, а также магнитного (известного из неполяризационных экспериментов) формфакторов:

$$F_{21} = \frac{2}{\sqrt{3}} \eta^{3/2} \frac{\sqrt{1 + (1 + \eta) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}} G_Q G_M}{A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}},$$

$$F_{22} = \frac{\eta}{2\sqrt{3}} \frac{G_M^2}{A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}.$$

#### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Пучок электронов в накопителе ВЭПП-3 [6] пересекает тонкую ( $\sim 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup>) струйную мишень, состоящую из тензорно-поляризованных атомов дейтерия [7]. Регистрируются рассеянные электроны и дейтроны отдачи. Начальная энергия электронов 2 ГэВ. Рассеянные электроны регистрируются в угле  $\theta = 10 \div 20^\circ$ ,  $\varphi = \pm 20^\circ$ . При среднем токе  $I = 50$  мА скорость счета (событий/сутки):

$\theta_e$	$q^2$ (f <sup>-2</sup> )	$N$
10—13°	3.7	90
13—16°	5.9	4
16—20°	8.9	.25

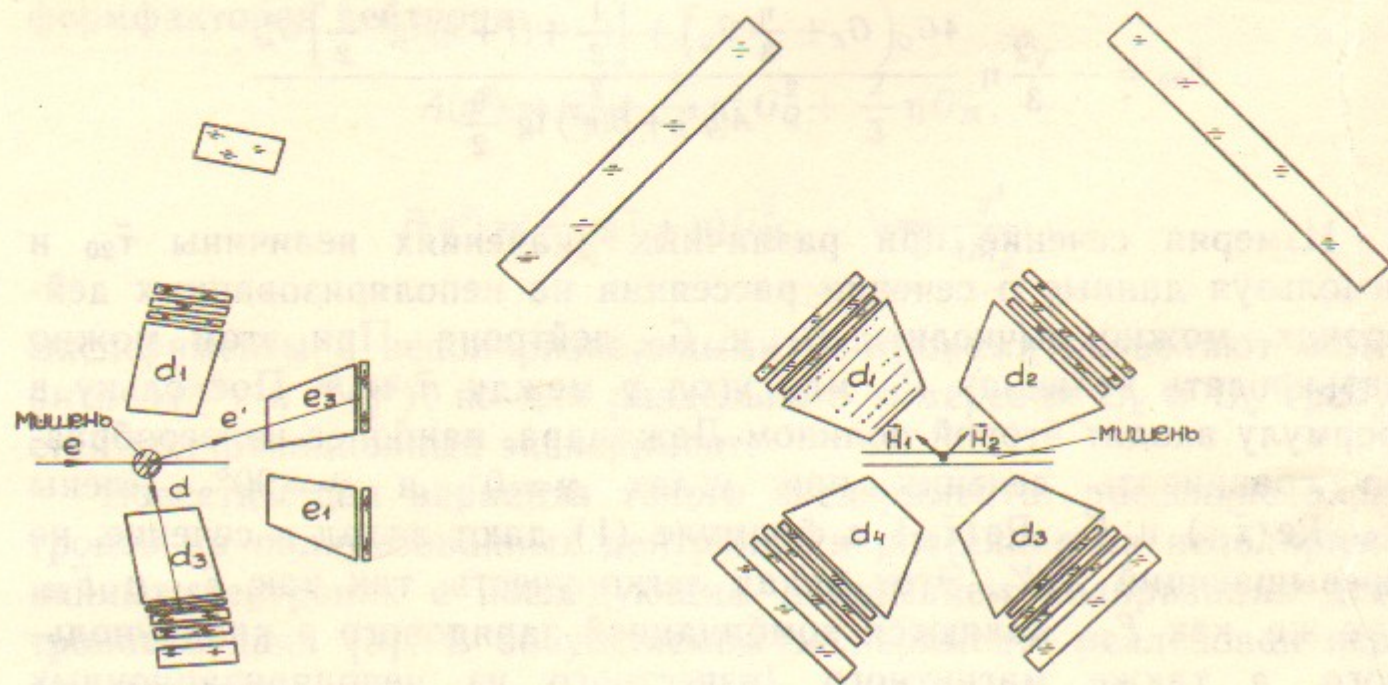


Рис. 1. Схема эксперимента:  
 $d_1 \div d_4$  — система регистрации дейтронов,  $e_1 \div e_2$  — электронов.

В установке используются 4 идентичные системы регистрации, расположенные по полярному углу  $\varphi$  с шагом  $90^\circ$ , две из которых детектируют события с углом  $\gamma$  между направлением переданного импульса и направлением поляризации дейтронов, близким к  $0^\circ$  (или  $180^\circ$ ), а две другие — с углом  $\gamma$ , близким к  $90^\circ$  (или  $270^\circ$ ).

Если обозначить скорость счета первой пары систем  $D_1$ , а второй —  $D_2$ , то величина асимметрии  $\alpha = \frac{D_1 - D_2}{D_1 + D_2}$  определяет величину

квадрупольного формфактора дейтрона (в первом приближении — прямо пропорциональная зависимость). Направление поляризации дейтронов определяется управляющим магнитным полем, которое создается системой магнитов, расположенных вокруг точки пересечения пучка электронов с мишенью (рис. 2). Катушки 1 и 3 включены постоянно и создают вертикальную компоненту магнитного поля. Катушки 2 и 4, создающие горизонтальную компоненту, коммутируются так, что поле меняет направление на противоположное. При этом суммарный вектор магнитного поля направлен перпендикулярно пучку электронов или вдоль переданного импульса для событий, детектируемых первой парой систем ( $\vec{H}_1$ ) или второй ( $\vec{H}_2$ ). Для компенсации влияния катушек на пучок электронов до и после точки пересечения установлены дополнительные катушки, запитанные последовательно с управляющими, так что интег-

рал поля в обоих случаях равен нулю. При переключении поля асимметрия меняет свой знак на противоположный. Знак тензорной поляризации дейтронов  $P_{zz}$  зависит от типа ВЧ-перехода, опустошающего состояния с определенными проекциями момента (при одном ВЧ-переходе  $n_0=0$ ,  $P_{zz}=1$  при другом —  $n_0=2/3$ ,  $P_{zz}=-1$ ). При изменении типа ВЧ-перехода  $P_{zz}$  меняет знак, что также приводит к смене знака асимметрии.

Во время проведения эксперимента направление управляющего магнитного поля и тип ВЧ-перехода периодически меняются, что позволяет ликвидировать в первом приближении возможные систематические ошибки, связанные с различиями в системах регистрации.

Обозначим скорость счета первой пары систем при одном из направлений магнитного поля и  $P_{zz} > 0$  как  $D_{1+}^1$ , где верхний индекс обозначает номер системы, нижний — направление магнитного поля, знаковый — знак  $P_{zz}$ . Тогда асимметрия, усредненная по двум различным направлениям поля и двум значениям  $P_{zz}$  определяется как

$$\alpha = \frac{1}{4} \left( \frac{D_{1+}^1 - D_{1-}^2}{D_{1+}^1 + D_{1-}^2} + \frac{D_{2-}^1 - D_{2+}^2}{D_{2-}^1 + D_{2+}^2} - \frac{D_{1-}^1 - D_{1+}^2}{D_{1-}^1 + D_{1+}^2} - \frac{D_{2+}^1 - D_{2-}^2}{D_{2+}^1 + D_{2-}^2} \right)$$

При таком определении асимметрии в систематическую ошибку практически не дают вклада такие эффекты, как различие интегралов светимости, набранных при различных направлениях поля или значениях  $P_{zz}$ , изменение фоновых условий при переключении направления магнитного поля и т. п., а эффекты, связанные с неидентичностью систем регистрации, слабо проявляются (неидентичность систем на уровне 20% приводит к ошибке в определении асимметрии около 1%).

Параллельно с экспериментом по изучению упругого ( $e, d$ )-рассеяния проводятся

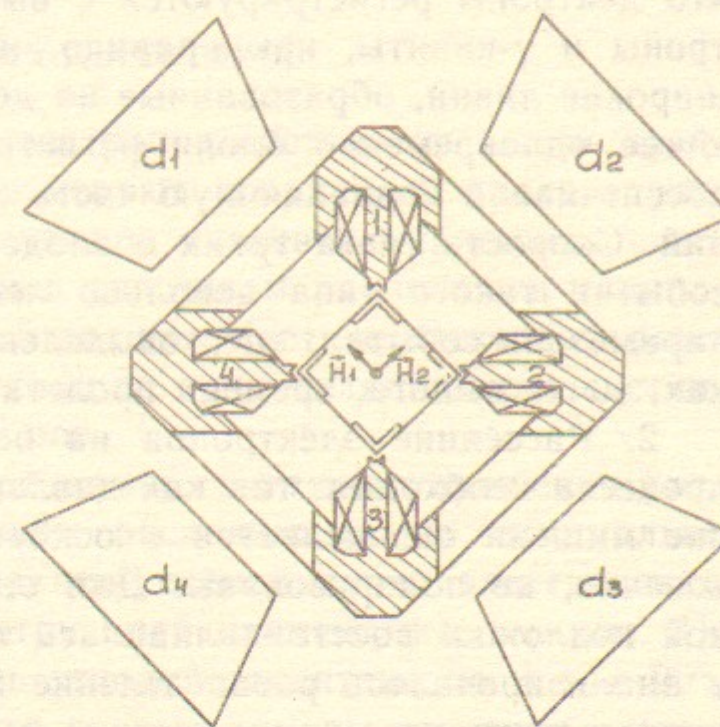


Рис. 2. Система магнитов для управления направлением поляризации.

измерения по другим каналам реакции (электро- и фотодезинтеграция дейтрона). Здесь мы не будем касаться вопросов, связанных с этими измерениями.

Ниже описана аппаратура, использованная в системах регистрации. В работе использованы результаты пробного захода, проведенного на ВЭПП-3 в декабре 1986 года на неполяризованной мишени.

#### МЕТОДЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ПРОЦЕССА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Каждая система регистрации состоит из блока регистрации электронов и блока регистрации дейтронов. В событии записывается информация о координатах пролета частиц в обоих детекторах, энерговыделении в сцинтилляционных счетчиках, времени пролета, а также направление управляющего магнитного поля и значение  $P_{zz}$ . По этой информации проводится отделение фонов, и для событий упругого ( $e, d$ )-рассеяния определяется переданный импульс и угол  $\gamma$  между направлением поляризации дейтрона и направлением переданного импульса.

Можно выделить три типа фоновых событий.

1. Основную загрузку детекторов дают вышедшие с орбиты электроны. Для подавления этого фона порог срабатывания аппаратуры, регистрирующей дейтроны отдачи, устанавливается таким, что дейтроны регистрируются с высокой эффективностью, а электроны и  $\gamma$ -кванты, как правило, не дают запуска. Тем не менее широкие ливни, образованные на деталях накопителя и захватывающие одновременно блоки регистрации электронов и дейтронов, обеспечивали подавляющую часть срабатываний триггера совпадений. Скорость счета таких совпадений около 0.1 Гц/мА. Фоновые события такого типа довольно легко отделяются после анализа параметров события: энерговыделения в сцинтилляционных счетчиках, точки вылета, времени пролета и т. д.

2. Рассеяние электронов на остаточном вакууме. Учет этого процесса необходим, так как давление остаточного вакуума в районе мишени определяется в основном дейтерием, но ядра здесь, конечно, не поляризованы. Для оценки величины неполяризованной подложки восстанавливалась точка вылета дейтронов отдачи и анализировалось распределение дейтронов по координате вдоль пучка электронов.

3. Физический фон, обусловленный, в основном, электродезинтеграцией дейтрона; при этом вместо дейтрона отдачи на совпаде-

нии с электроном регистрируется выбитый протон. Этот тип фоновых событий наиболее труден для отделения, поскольку сечение электродезинтеграции при больших переданных импульсах намного больше, чем сечение упругого рассеяния (при  $q^2 = 10f^{-2}$   $\sigma_{ed \rightarrow ed} / \sigma_{ed \rightarrow epn} \approx 10^{-2}$ ). Выделение упругого процесса производится следующими методами:

а). По кинематике.

При упругом рассеянии электронов на дейтроне однозначно (с точностью до радиационных поправок) связаны угол рассеяния электрона, энергия и угол дейтрона. Отклонение от этой зависимости свидетельствует о том, что событие фоновое.

б). По  $\Delta E - E$ .

Измеряются потери частиц в нескольких сцинтилляционных счетчиках, расположенных друг за другом, что позволяет отделять дейтроны от протонов.

в). По времени пролета.

Сопоставление времени пролета частицы от точки взаимодействия до дейтронного детектора с ее энергией позволяет разделить дейтроны и протоны. Этот метод работает хорошо только при малых энергиях частиц. С ростом энергии времена пролета дейтронов и протонов сближаются и временное разрешение детекторов становится недостаточным для разделения.

#### КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРОВ

Каждый блок регистрации электронов состоит из шести дрейфовых камер, три из которых измеряют координату пролета частиц вдоль угла  $\theta$ , а три — вдоль угла  $\phi$ , и сцинтилляционного счетчика (рис. 3). Между камерами и счетчиком расположен свинцовый конвертор толщиной около 5 рад.ед. Жесткие электроны рождают в нем ливень, при этом сигнал со сцинтилляционного счетчика увеличивается примерно в 10 раз.

С целью уменьшения размера камер, а также улучшения разрешения по точке вылета, камеры расположены на минимально возможном расстоянии от места пересечения пучка электронов и мишени (оно определялось конструкцией промежутка, см. рис. 3). Однако теперь требование иметь угловой аксептанс по  $\theta$   $10-20^\circ$ , по  $\phi$   $\pm 20^\circ$  приводит к тому, что первые камеры соседних систем пересекутся углами. Возможным выходом из ситуации было бы создание трапециевидных камер, но это привело бы к заметному усложнению конструкции. Был выбран другой вариант: камеры

были установлены перпендикулярно оси начального пучка электронов (при этом средний угол пролета электронов через камеры составил  $15^\circ$ ), и две противоположные системы были отодвинуты на толщину камеры (рис. 3).

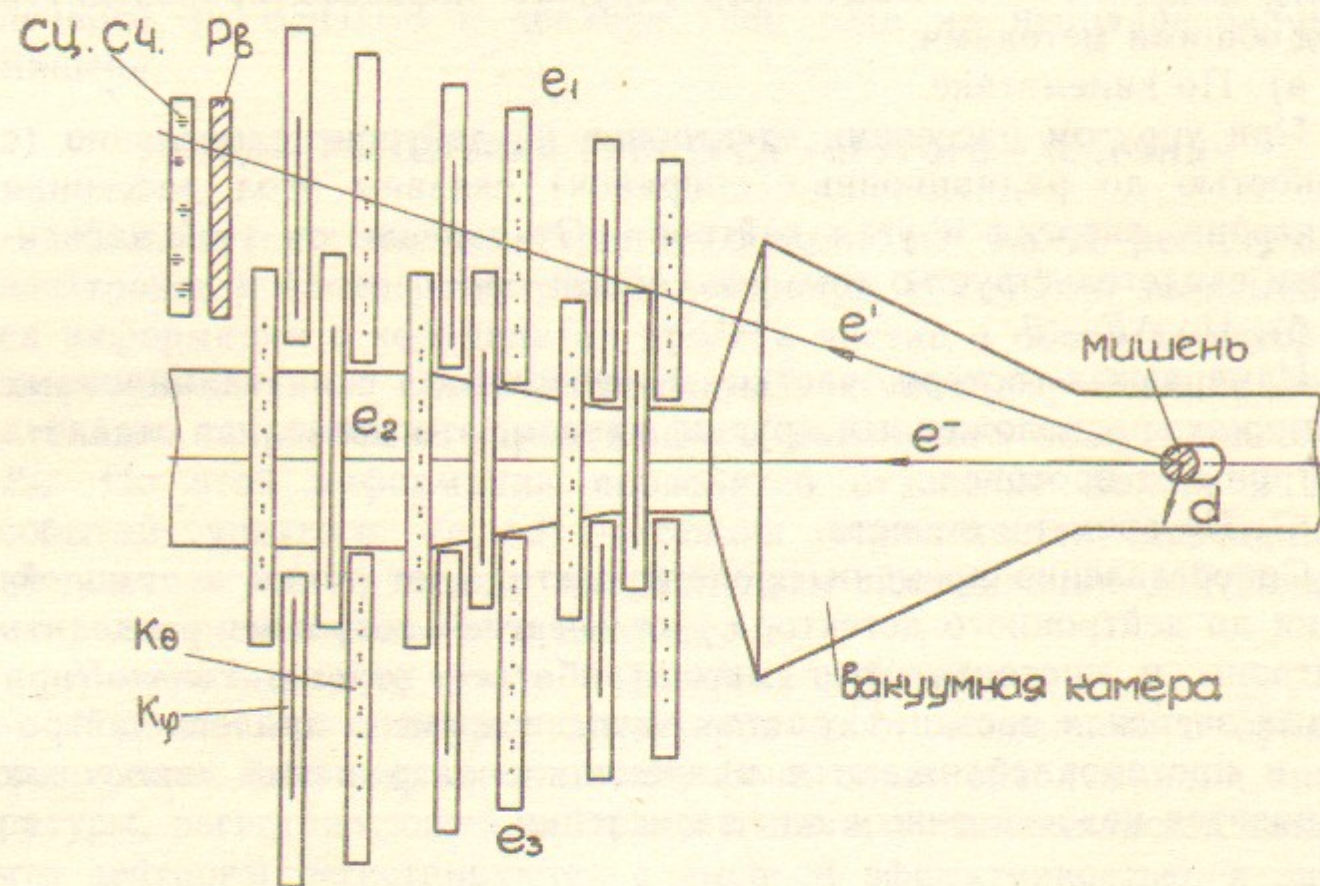


Рис. 3. Система регистрации электронов:  
 $e_1, e_2, e_3$  — блоки регистрации; сц. сч. — сцинтилляционные счетчики;  $K_a, K_f$  — дрейфовые камеры; Pb — свинцовый конвертор.

В дейтронном блоке (рис. 1) также имеется шесть дрейфовых камер. За камерами расположены три сцинтилляционных счетчика из пластмассы на основе полистирола толщиной 4, 10 и 10 мм. Далее расположен толстый сцинтилляционный счетчик для измерения энергии быстрых протонов и дейтронов, прошедших сквозь три первых счетчика. В двух системах регистрации толстый счетчик выполнен из кристаллов NaI(Tl) (общая толщина 150 мм), в двух других — из пластмассы на основе полистирола (толщина 200 мм). Толстые счетчики были задействованы для регистрации нейтронов и жестких протонов при изучении неупругих каналов, а их использование в эксперименте по упругому рассеянию существенно облегчило отделение дейтронов большой энергии от протонов.

## ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Электродная схема дрейфовых камер для дейтронных и электронных блоков одинакова и приведена на рис. 4. Размер дрейфовой ячейки 13 мм, что соответствует полному времени дрейфа

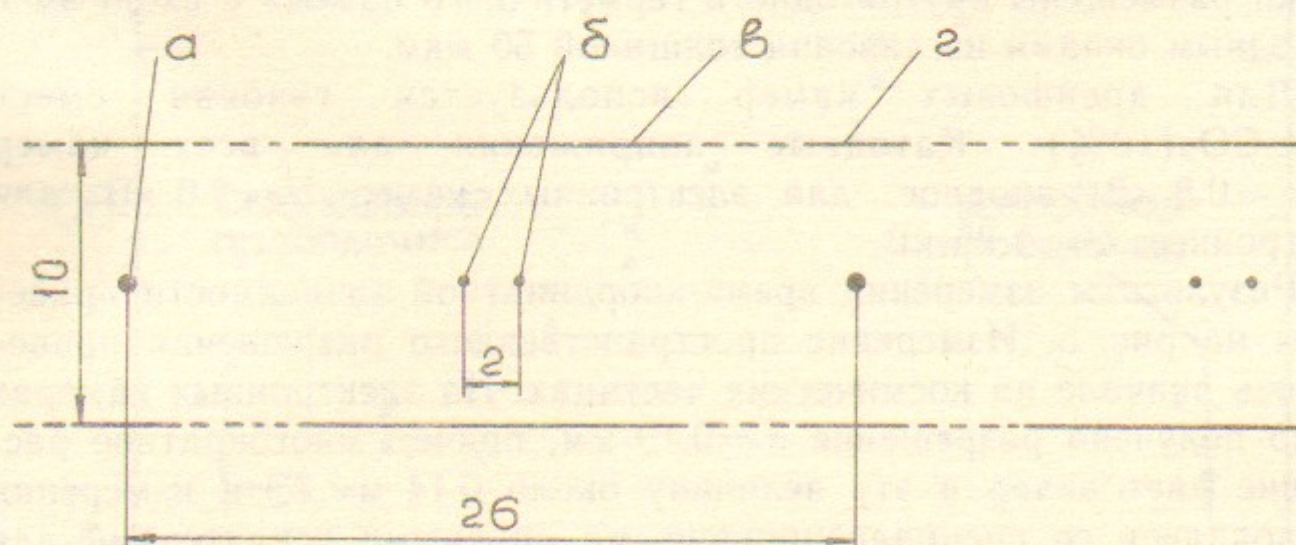


Рис. 4. Электродная схема камер:  
 $a$  — катодные проволочки;  $б$  — сигнальные;  $в$  — заземленные плоские электроды;  $г$  — плоские электроды под потенциалом катодов.

250 нс. Для разрешения неопределенности право-лево сигнальные проволочки  $\varnothing 28$  мкм натягиваются парами, на расстоянии 2 мм между собой. При более близком расстоянии импульс с одной из проволочек наводит сигнал противоположной полярности на другую. Это приводит к уменьшению эффективности в области между проволочками для треков, в которых дрейфующие электроны попадают на обе проволочки. При расстоянии 2 мм этот эффект пренебрежим, а пространственное разрешение остается допустимым.

На катодные проволочки  $\varnothing 200$  мкм, стоящие в той же плоскости, подается отрицательный потенциал. Верхняя и нижняя плоскости образованы металлизированными полосками. На полоски, проходящие над катодными проволочками средней плоскости, подается отрицательный потенциал, остальные заземлены.

Катодные плоскости электронных камер выполнены из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0.5 мм. Требуемый рисунок электродов наносился печатным способом на внутреннюю поверхность. Электронные камеры выполнены герметично, с индивидуальным продувом газовой смеси через каждую.

С дейтронными камерами такой вариант неприемлем, так как

большое количество вещества испортит координатное разрешение за счет многократного рассеяния.

Катодные плоскости дейтронных камер выполнены из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, рисунок электродов выжигался в алюминиевом покрытии. Все камеры каждого дейтронного блока размещены внутри одного герметичного объема с входным и выходным окнами из лавсана толщиной 50 мкм.

Для дрейфовых камер используется газовая смесь  $Ar + CO_2(10\%)$ . Катодные напряжения для всех камер  $U = -0.8$  кВ, анодное: для электронных камер  $U = 2.0$  кВ, для дейтронных  $U = 1.85$  кВ.

Результаты измерения время-координатной зависимости приведены на рис. 5. Измерение пространственного разрешения проводилось вначале на космических частицах. На электронных камерах было получено разрешение  $\sigma = 0.19$  мм, причем многократное рассеяние дает вклад в эту величину около 0.14 мм. Эти измерения проводились со специализированными анодными усилителями для дрейфовых камер и время-цифровыми преобразователями с шагом 0.5 нс. Из-за большого числа измерительных каналов (всего около 500 проволочек) использовать такую аппаратуру в экспериментах на ВЭПП-3 не представлялось возможным. Мы использовали комплекты усилителей-формирователей К243АГ1 [7]. Для измерения времени дрейфа были разработаны ВЦП прямого кодирования с шагом 20 нс (блок КАМАКа 1М, 16 каналов в блоке). При использовании этих ВЦП и усилителей пространственное разрешение ухудшается до 0.6—0.7 мм. Аналогичные результаты были получены на событиях эксперимента.

В рабочей области напряжений эффективность срабатываний камер не менее 99% (рис. 6) Однако в некоторой части событий (около 6%) срабатывало одновременно несколько проволочек, и определить координату пролета частицы было невозможно. Это связано в основном со взаимной наводкой усилителей. Таким образом, реальная эффективность камер порядка 94%.

#### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Три сцинтилляционных счетчика из пластмассы на основе полистирола и толстый счетчик должны обеспечить измерение энергии частиц и отделение протонов от дейтронов в широком диапазоне энергий. Энергия дейтронов может меняться от 28 до 130 МэВ. Энергия протонов от порога до 300 МэВ.

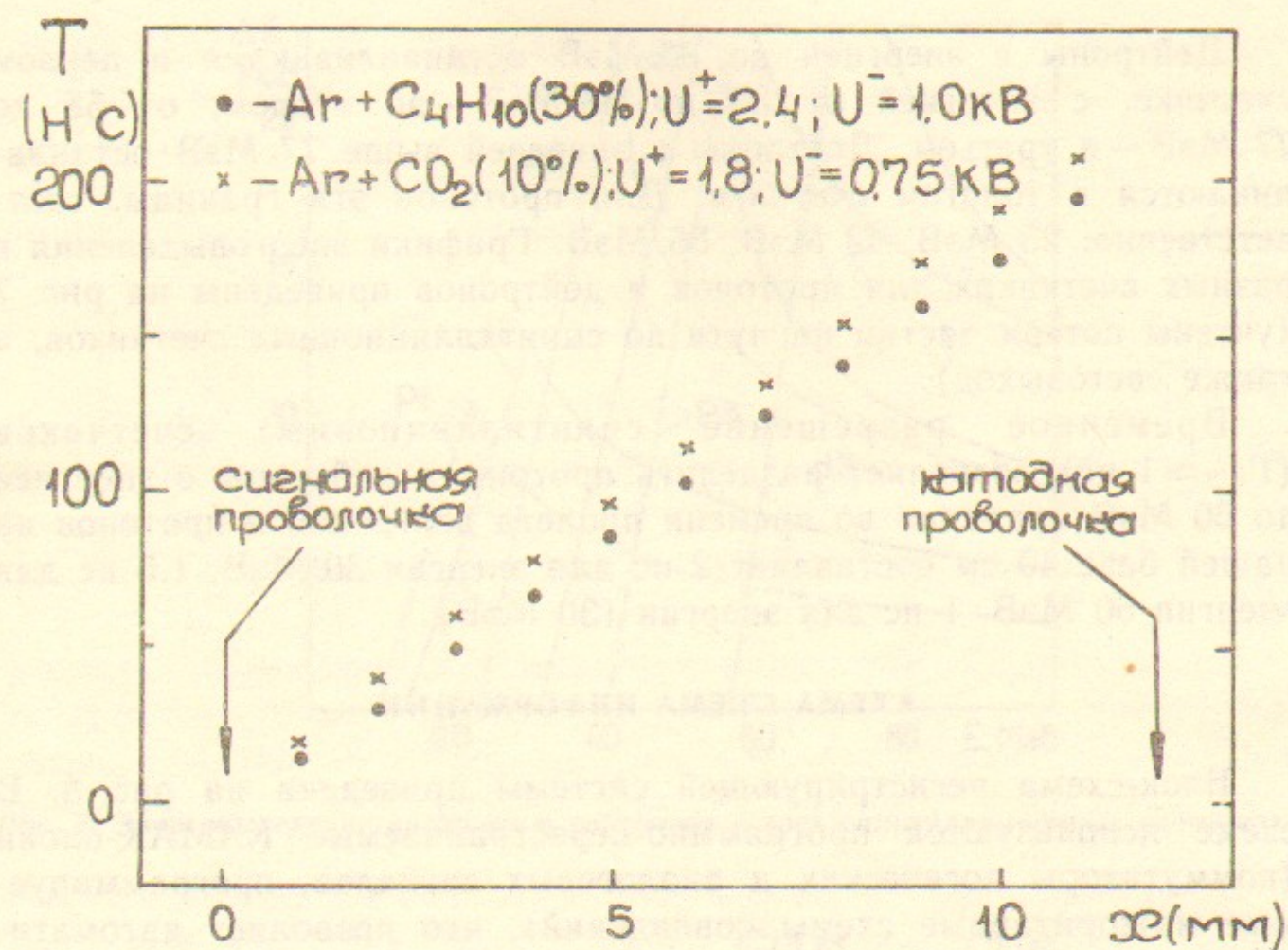


Рис. 5. Время-координатная характеристика дрейфовой ячейки.

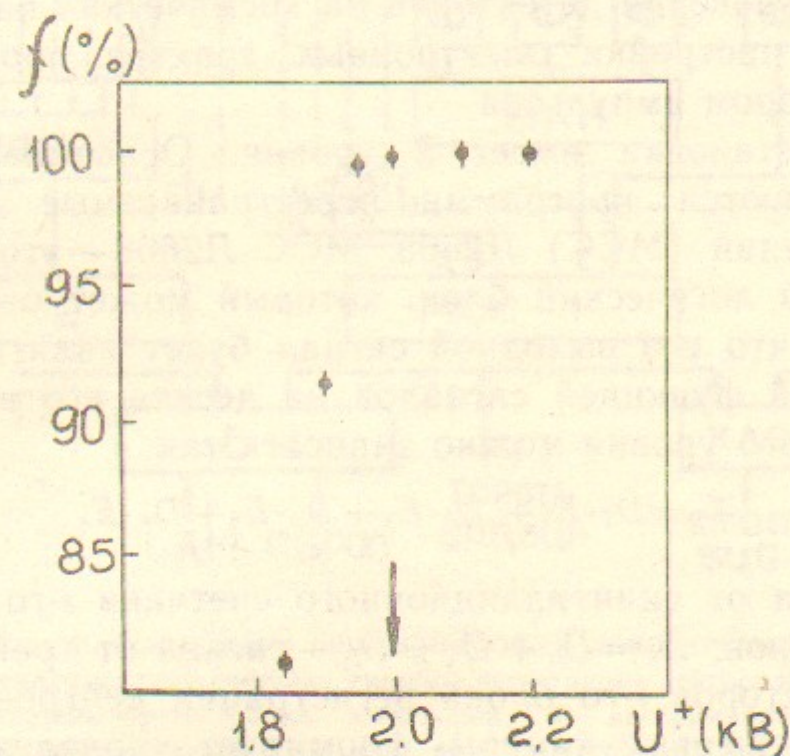


Рис. 6. Эффективность дрейфовой камеры для электронов в зависимости от анодного напряжения.  $U^- = -800$  В; стрелкой показана рабочая точка.

Дейтроны с энергией до 33 МэВ останавливаются в первом счетчике, с энергией от 33 до 58 МэВ — во втором, от 58 до 77 МэВ — в третьем. Дейтроны с энергией выше 77 МэВ останавливаются в толстом счетчике. Для протонов эти границы, соответственно: 25 МэВ, 43 МэВ, 56 МэВ. Графики энерговыделения в разных счетчиках для протонов и дейтронов приведены на рис. 7 (учтены потери частиц на пути до сцинтилляционных счетчиков, а также световыход).

Временное разрешение сцинтилляционных счетчиков ( $\Gamma_{1/2} \approx 1$  нс) позволяет разделять протоны и дейтроны с энергией до 60 МэВ (разница во времени пролета дейтронов и протонов на нашей базе 40 см составляет 2 нс для энергии 30 МэВ, 1.5 нс для энергии 60 МэВ, 1 нс для энергии 130 МэВ).

#### СХЕМА СЪЕМА ИНФОРМАЦИИ

Блок-схема регистрирующей системы приведена на рис. 8. В схеме используются программно-перестраиваемые КАМАК-блоки (коммутаторы логических и аналоговых сигналов, программируемые мажоритарные схемы совпадений), что позволяет автоматически перестраивать регистрирующую систему для работы в различных режимах:

- режим эксперимента;
- режим проверки детекторов на космических частицах;
- режим настройки электронных трактов программируемым генератором импульсов.

Триггер установки имеет 2 уровня. Основными элементами триггера являются программно-перестраиваемые мажоритарные схемы совпадений (МСС) Л2608. МСС Л2608 — это, по существу, универсальный логический блок, который может быть запрограммирован так, что его выходной сигнал будет являться произвольной логической функцией сигналов на десяти его входах. Логику триггера первого уровня можно записать так:

$$T_1 = D_1 \cdot E_1 + D_2 \cdot E_2 + D_3 \cdot E_3 + D_4 \cdot E_4,$$

где  $E_i$  — сигнал от сцинтилляционного счетчика  $i$ -го блока регистрации электронов;  $D_i = D_{i1} + D_{i2} + D_{i3}$  — сигнал от тройки сцинтилляционных детекторов  $i$ -го блока регистрации дейтронов. Сигнал  $T_1$  стробирует дрейфовые камеры, формирует управление на ЗЦП и импульс СТОП на ВЦП.

Время дрейфа измеряется ВЦП прямого кодирования с ценой

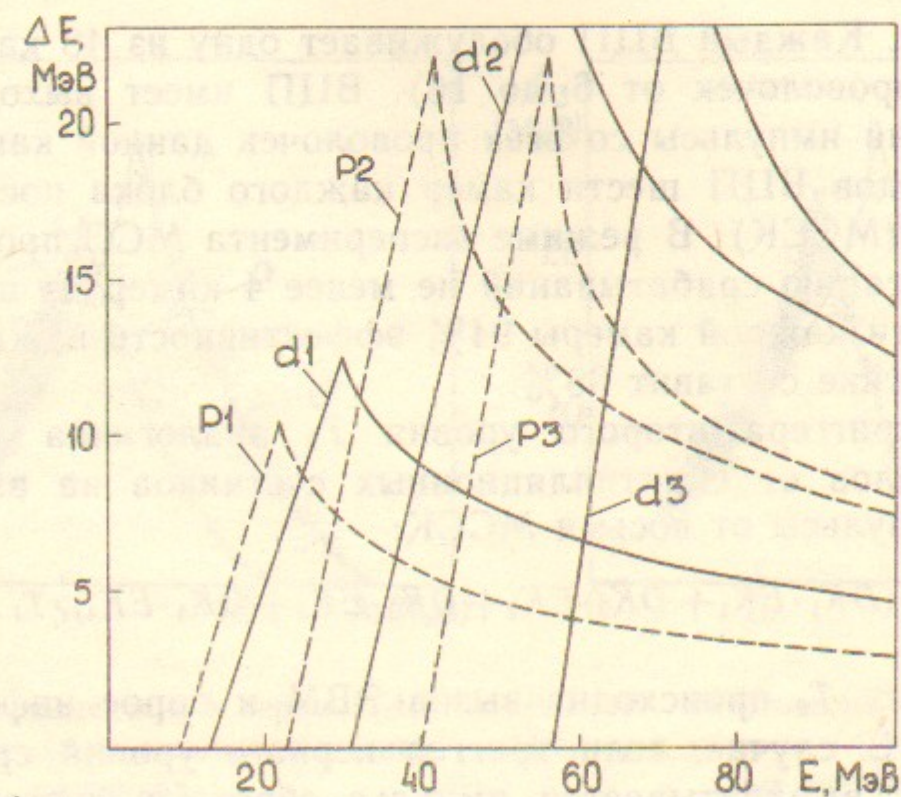


Рис. 7. Энерговыделение протонов и дейтронов в трех сцинтилляционных счетчиках.

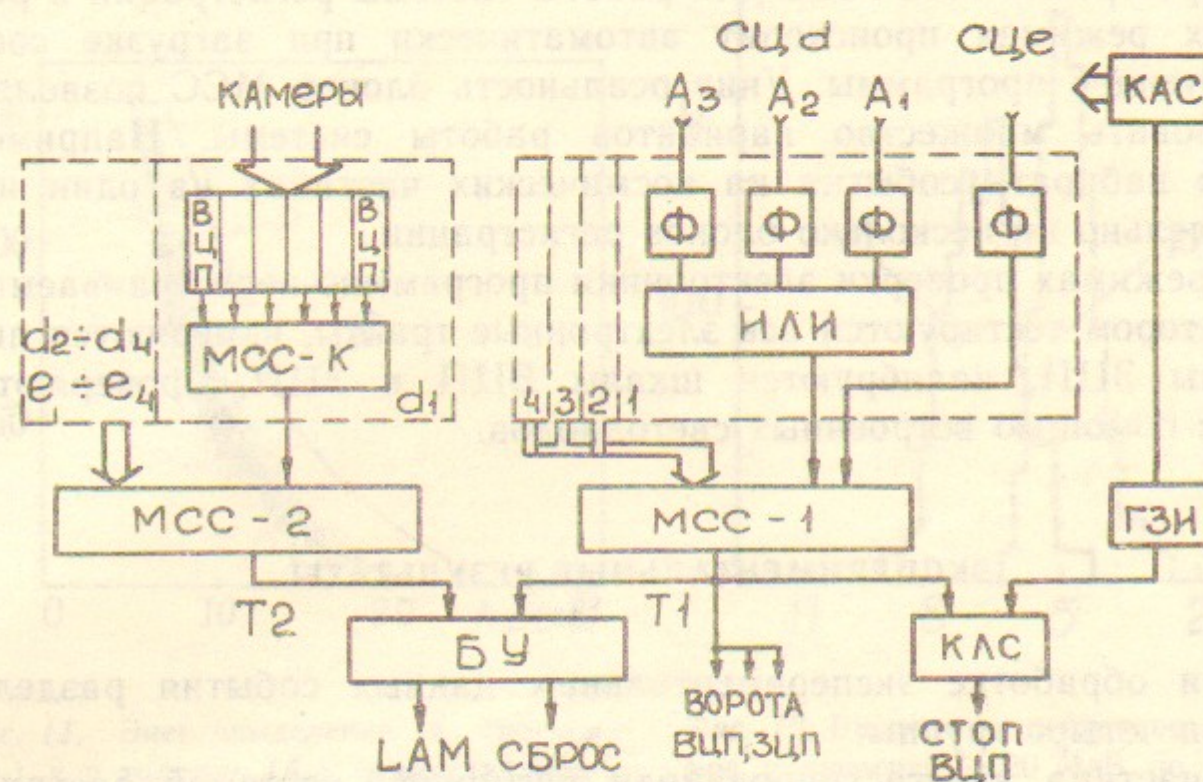


Рис. 8. Блок-схема регистрирующей аппаратуры:

$A_1, A_2, A_3$  — три сцинтилляционных счетчика системы регистрации дейтронов;  $СЦе$  — сцинтилляционный счетчик системы регистрации электронов;  $\Phi$  — дискриминаторы-формирователи;  $БУ$  — блок управления, формирующий ЛАМ или сброс регистров;  $ГЗИ$  — генератор задержанных импульсов, используемый при калибровке;  $КАС$  и  $КЛС$  — коммутаторы аналоговых и логических сигналов.



канала 20 нс. Каждый ВЦП обслуживает одну из 48 камер системы (число проволочек от 6 до 16). ВЦП имеет выход «ИЛИ», объединяющий импульсы со всех проволочек данной камеры. Сигналы с выходов ВЦП шести камер каждого блока поступают на входы МСС (МССК). В режиме эксперимента МСС программируются на фиксацию срабатываний не менее 4 камер из шести. При эффективности каждой камеры 94% эффективность каждого блока при такой логике составит 98%.

Логика триггера второго уровня  $T_2$  аналогична  $T_1$ , только вместо сигналов от сцинтилляционных счетчиков на вход МСС2 подаются импульсы от восьми МССК:

$$T_2 = (DK_1 \cdot EK_1 + DK_2 \cdot EK_2 + DK_3 \cdot EK_3 + DK_4 \cdot EK_4) \cdot T_1.$$

По сигналу  $T_2$  происходит вызов ЭВМ и опрос информационных блоков. В случае, если триггер первого уровня сработал, а второго — нет, вырабатывается импульс сброса и система приводится в исходное состояние. Мертвое время системы в этом случае примерно 20 мкс.

Перестройка всех МСС для работы системы регистрации в различных режимах происходит автоматически при загрузке соответствующей программы. Универсальность блоков МСС позволяет реализовать множество вариантов работы системы. Например, можно набирать события на космических частицах на один или параллельно на несколько блоков регистрации.

В режимах проверки электроники программно-перестраиваемым генератором тестируются все электронные тракты, измеряются пьедесталы ЗЦП, калибруются шкалы ВЦП и ЗЦП, проверяются ФЭУ с помощью встроенных светодиодов.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При обработке экспериментальных данных события разделялись на четыре группы:

- 1) частица, зарегистрированная дейтронной системой, застряла в первом сцинтилляционном счетчике;
- 2) во втором;
- 3) в третьем;
- 4) в толстом счетчике.

Для событий из второй, третьей и четвертой групп важнейшим

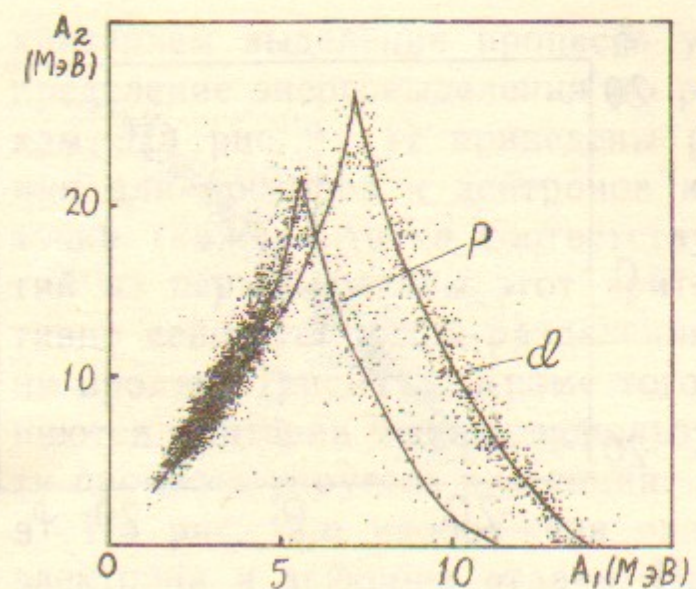


Рис. 9. Энерговыделение в первом ( $A_1$ ) и во втором ( $A_2$ ) сцинтилляционных счетчиках.

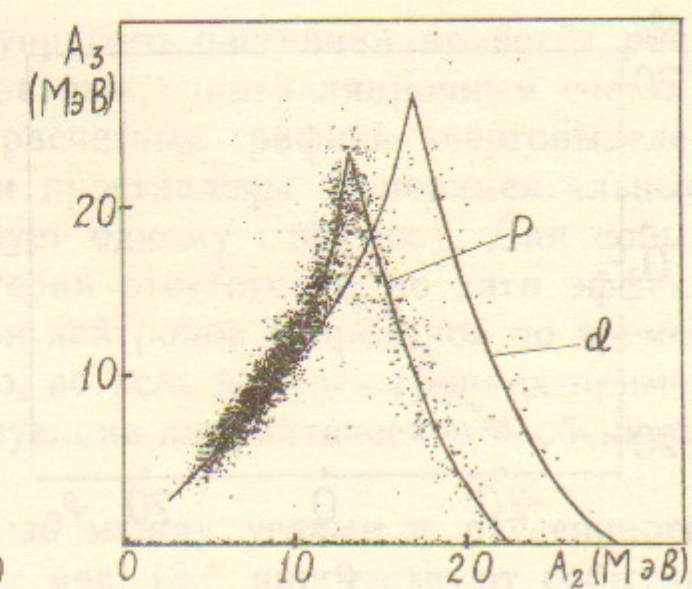


Рис. 10. Энерговыделение во втором ( $A_2$ ) и в третьем ( $A_3$ ) сцинтилляционных счетчиках.

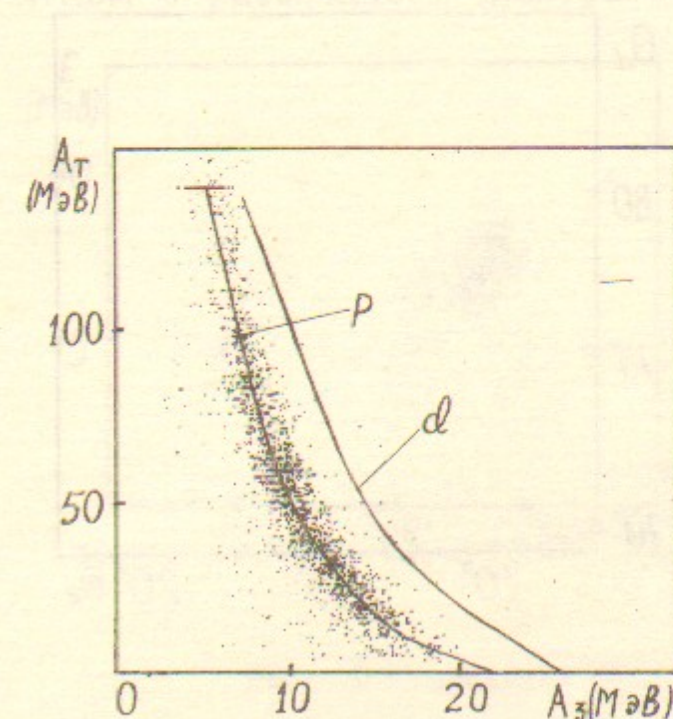


Рис. 11. Энерговыделение в третьем ( $A_3$ ) и в толстом ( $A_T$ ) сцинтилляционных счетчиках.

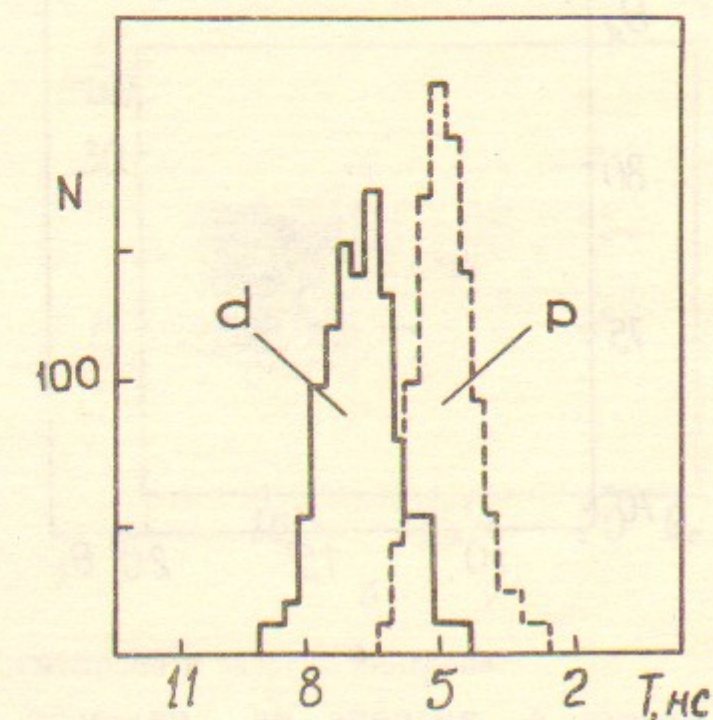


Рис. 12. Разделение дейтронов и протонов с энергией  $\approx 20$  МэВ по времени пролета.

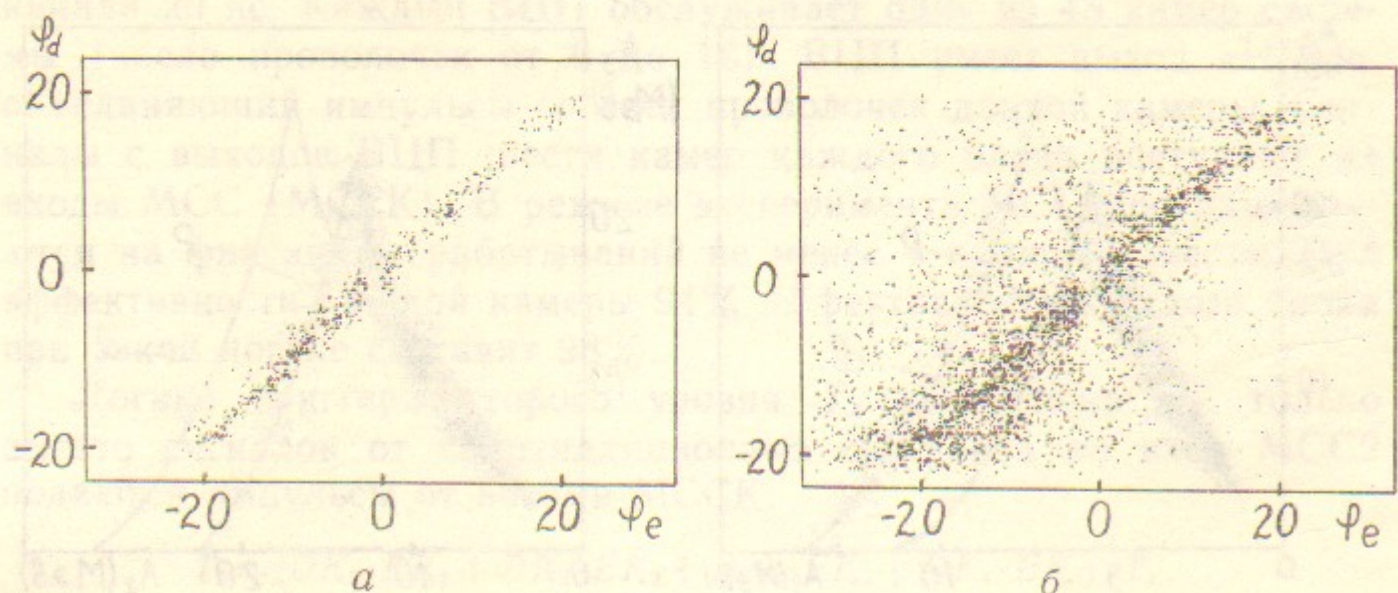


Рис. 13. Корреляция углов  $\varphi$  рассеянного электрона и дейтрона отдачи: а—события упругого рассеяния; б—события упругого рассеяния и электродезинтеграции дейтрона.

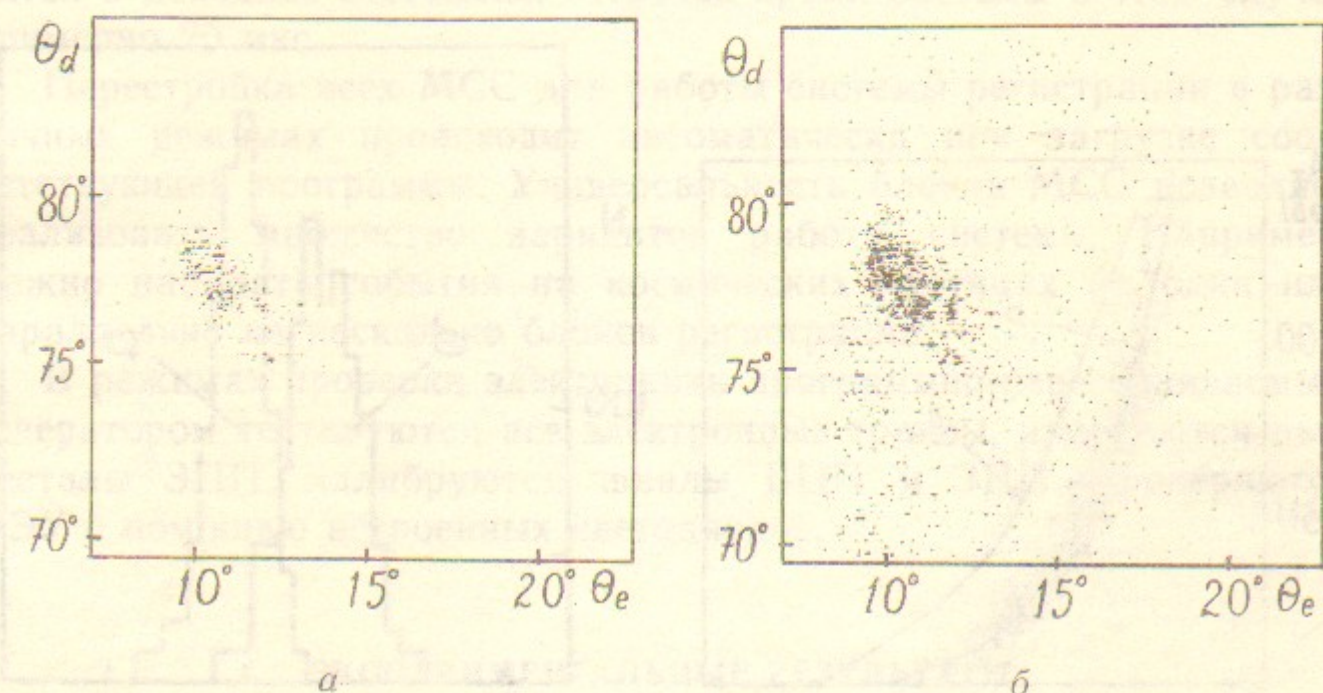


Рис. 14. Корреляция углов  $\theta$ .

критерием выделения процесса упругого рассеяния является распределение энерговыведения по разным сцинтилляционным счетчикам. На рис. 9—11 приведены расчетные графики энерговыведения для протонов и дейтронов и проставлены экспериментальные точки (каждая точка соответствует одному событию). Для событий из первой группы этот критерий отсутствует, но зато эффективно действует метод разделения дейтронов и протонов по времени пролета (рис. 12). Кроме того, во всех четырех группах применяются критерии отбора, использующие кинематические особенности процесса упругого рассеяния.

На рис. 13,а изображена связь между углами  $\varphi$  рассеянного электрона и дейтрона отдачи. На рис. 13,б присутствуют события как упругого рассеяния, так и электродезинтеграции с регистрацией протона.

На рис. 14 аналогично представлена связь между углами  $\theta$  (взяты события из второй группы). На рис. 15—связь между углом  $\theta$  рассеянного электрона и энергией дейтрона или протона

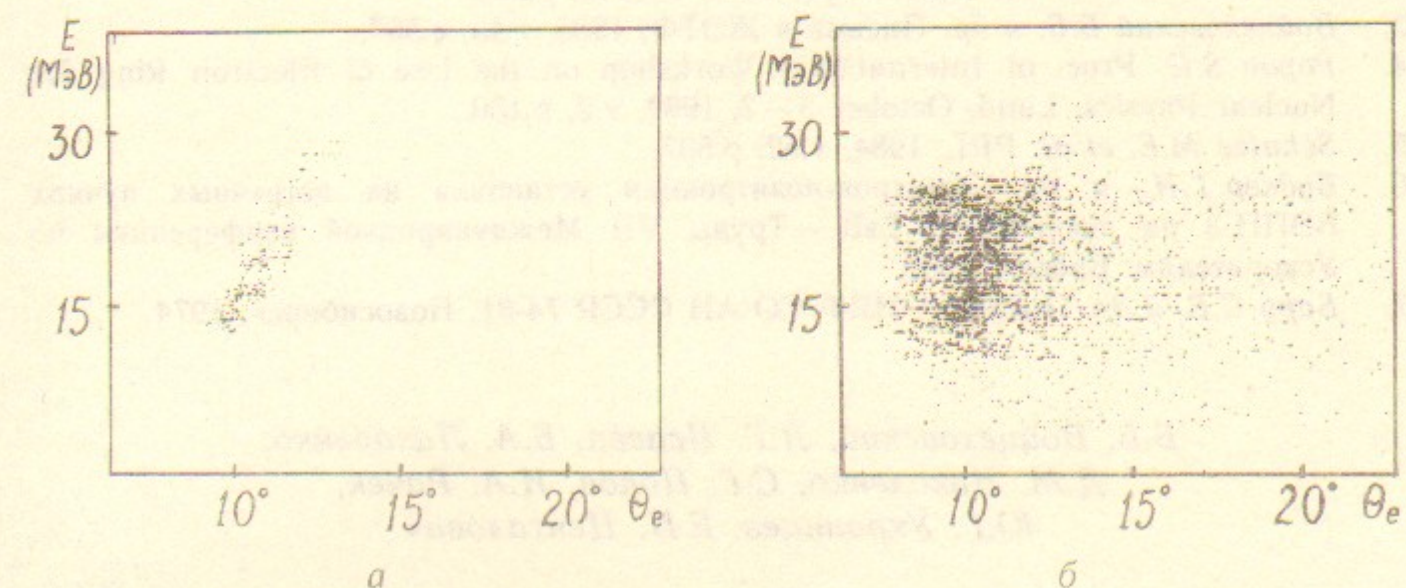


Рис. 15. Корреляция угла  $\theta$  электрона и энергии дейтрона.

(более точно, по оси ординат отложена не энергия, а сумма амплитуд со всех сцинтилляционных счетчиков, отличающаяся, вообще говоря, от энергии, так как световыход сцинтиллятора зависит от сорта и энергии регистрируемых частиц).

Продemonстрируем на примере событий из второй группы качество выделения процесса упругого рассеяния. В исходной информации события упругого рассеяния составляют около 15%. Остальные 85% событий, как правило, — электродезинтеграция дейтрона. Применение критерия распределения энерговыведения между первым и вторым сцинтилляционными счетчиками позволя-

ет удалить 95% протонов. При этом теряется менее 1% дейтронов. Критерий связи углов  $\theta$  позволяет удалить 80% фоновых событий (потери событий упругого рассеяния менее 3%), углов  $\varphi$  — 70% (1.5%), угла  $\theta$  электрона и энергии дейтрона (протона) — 65% (1.5%). При совместном применении всех критериев удаляется 99.9% фоновых событий, при этом теряется менее 7% событий упругого рассеяния, а соотношение эффект/фон не менее 100.

В заключение мы пользуемся возможностью выразить благодарность сотрудникам лаборатории, принимавшим участие в подготовке и проведении работы, персоналу комплекса ВЭПП-3 и сотрудникам конструкторского бюро П.И. Батурину, Э.М. Трахтенбергу, А.П. Усову, участвовавшим в конструировании экспериментальной установки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Dmitriev V.F. et al.* Phys. Lett. 1985, v.157B, p.143.
2. *Nikolenko D.M. et al.* Nucl. Phys. 1985, v.A446, p.393.
3. *Войцеховский Б.Б. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, с.567.
4. *Popov S.G.* Proc. of International Workshop on the Use of Electron Ring for Nuclear Physics, Lund, October 5—7, 1982, v.2, p.150.
5. *Schulze M.E. et al.* PRL, 1984, v.52, p.597.
6. *Будкер Г.И. и др.* Электрон-позитронная установка на встречных пучках ВЭПП-3 на энергию 3.5 ГэВ.—Труды VII Международной конференции по Ускорителям. Ереван, 1969.
7. *Бару С.Е. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 74-81. Новосибирск, 1974.

*Б.Б. Войцеховский, Л.Г. Исаева, Б.А. Лазаренко,  
Д.М. Николенко, С.Г. Попов, И.А. Рачек,  
Ю.Г. Украинцев, Е.П. Центалович*

#### Система регистрации эксперимента по изучению ( $e, e'd$ ) реакции

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 3 августа 1988 г.  
Подписано в печать 2.09. 1988 г. МН 08463  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,9 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.  
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 120

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*