

## **РАЗРАБОТКА ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ ПРОТОНА ОТДАЧИ ВПЕРЕД ДЛЯ УСТАНОВКИ «ЭНЕРГИЯ + ТРАНСМУТАЦИЯ». КАЛИБРОВКА С ЭНЕРГИЕЙ НЕЙТРОНОВ 14,1 МэВ**

*С. В. Афанасьев, А. В. Вишнеvский<sup>1</sup>, Д. А. Вишнеvский,  
А. В. Рогачев, С. И. Тютюнников*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В рамках работ по теме «Энергия и трансмутация» ведется разработка детектора нейтронов на диапазон энергий 10–100 МэВ, вылетающих из мишени, облучаемой пучком заряженных частиц. Действие детектора основано на регистрации времени пролета и полной кинетической энергии протона отдачи [1], выбиваемого из «тонкого» пластического сцинтиллятора вперед в «узком» угловом диапазоне, в условиях «высокой» интенсивности фона  $\gamma$ -квантов, рассеянных нейтронов и заряженных частиц. С другой стороны, детектор должен обеспечивать полный диапазон измерения энергии нейтронов без каких-либо дополнительных перестроек режимов работы. Приведены первые результаты измерений с генератором нейтронов с энергией 14,1 МэВ.

Within the framework of actions on the theme “Energy and Transmutation” the neutron detector for the energy range 10–100 MeV is being developed. Detection of neutrons is based on registration of time of flight and full kinetic energy of proton that is recoiled from thin plastic scintillator in forward direction in narrow angular range. It is created in order to work with high intensity background of charged particles, gamma rays and dissipated neutrons. On the other hand, the detector should provide a full range of neutron energy measurement without any additional mode changes. The first results of calibration with neutron source of 14.1 MeV are presented.

PACS: 29.40.Mc; 29.30.Hs

### **КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА**

На рис. 1 приведена общая схема организации детектора. Счетчик С1 запрещает регистрацию заряженных частиц, попадающих в детектор. Протон отдачи, выбитый из счетчика С2 и достигший, как минимум, счетчика С3, обеспечит выработку триггера для начала оцифровки сигналов со всех каналов регистрации. При максимальной энергии протона (из указанного диапазона измерения) он останавливается в счетчике С4. Энергия протона определяется как сумма энерговыделения в счетчиках С2, С3 и С4.

Аналоговый сигнал с каждого ФЭУ разветвляется на два. Один из них используется для выработки триггера, а другой оцифровывается 1024 раза с шагом по времени 200 пс. В системе использован 32-канальный оцифровщик CAEN типа VX1742 и контроллер

---

<sup>1</sup>E-mail: alex.vishnevskiy@mail.ru

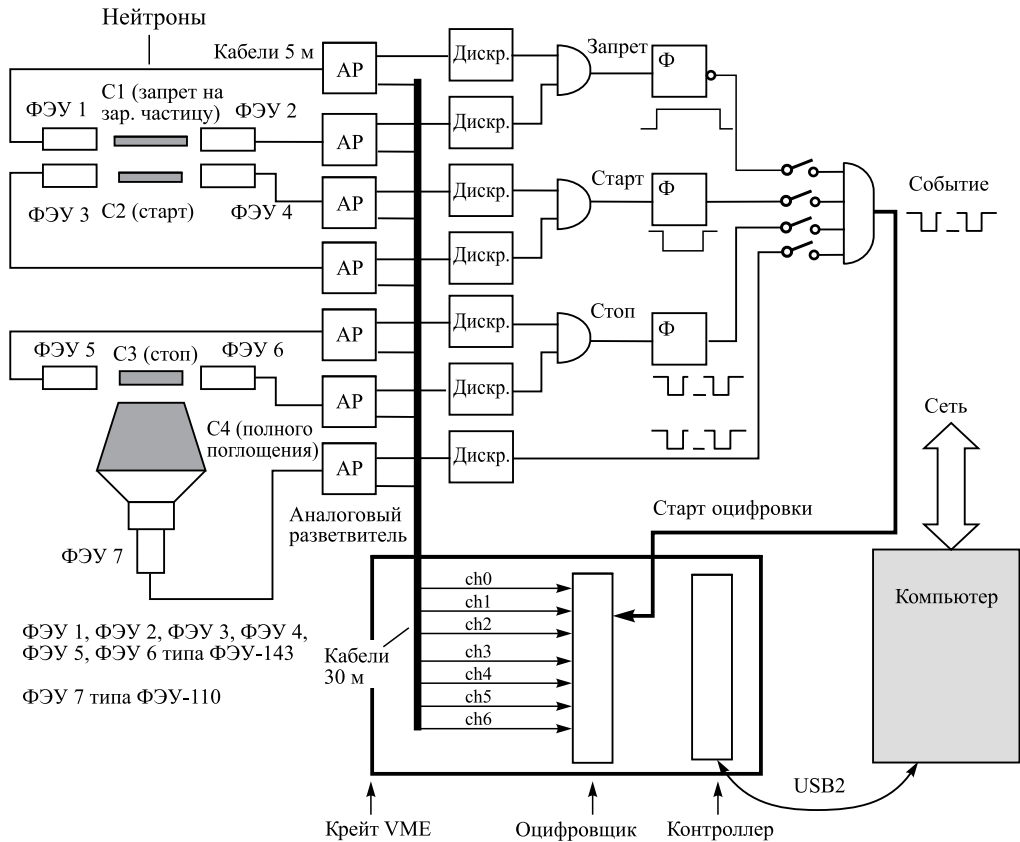


Рис. 1. Общая схема организации детектора

САЕН типа V1718 с интерфейсом VME-USB2.0. Все величины, связанные с привязкой сигналов по времени, светосбором и т. п., получаются в офф-лайн режиме с помощью математической обработки оцифрованных сигналов.

Первые результаты тестирования получены с генератором нейтронов с энергией 14,1 МэВ. В связи с этим были задействованы счетчики С2 и С3 и четыре канала оцифровки для сигналов с четырех ФЭУ: ch0–ch3. Пролетная база между счетчиками может меняться в пределах от 170 до 600 мм. В наших измерениях она была 250 мм. Все дальнейшее описание будет соответствовать этому набору аппаратуры.

Счетчик С2 изготовлен на основе пластического сцинтиллятора. Его толщина 5 мм и диаметр рабочей области 120 мм. У счетчика С3 соответственно 10 и 120 мм. Каждый счетчик просматривается двумя ФЭУ-143. Сигнал со счетчика вырабатывался при совпадении сигналов с обоих ФЭУ. Выбранная концепция высоковольтных делителей приспособлена для нагрузок «высокой» интенсивности [2]. Усиление на всех ФЭУ выровнено подачей индивидуальной величины высокого напряжения для каждого.

Счетчик выполнен как узел, содержащий сцинтилляционную шайбу в оптической коробке, и два ФЭУ-143, смотрящих в нее. Компонировка оптической коробки счетчика

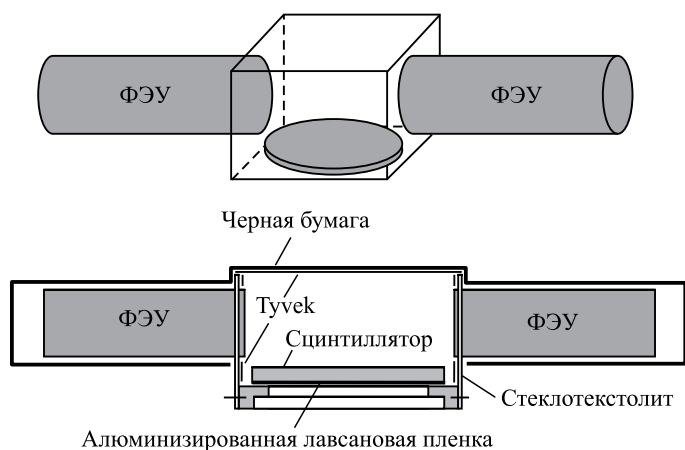


Рис. 2. Компоновка оптической коробки счетчика



Рис. 3. Общий вид детектора в оптическом ящике и отдельные узлы детектора

показана на рис. 2. Такая компоновка должна обеспечить однородный светосбор со всех точек сцинтиляционной пластины. В данной конструкции не использованы световоды из плекса, являющиеся радиаторами черенковского света. Использование мате-

риала Туvek (бумага на основе полиэтиленовых волокон) на внутренней поверхности оптической коробки обеспечивает изотропное отражение света и, в итоге, уменьшает зависимость величины сигнала от места высвечивания в сцинтилляторе.

На рис. 3 показан общий вид детектора в оптическом ящике и отдельные узлы детектора.

### ИЗМЕРЕНИЯ С ГЕНЕРАТОРОМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14,1 МэВ

В качестве источника нейтронов использован портативный нейтронный генератор ИНГ-27 со встроенным 9-элементным кремниевым пиксельным  $\alpha$ -детектором. Генератор разработан во Всероссийском научно-исследовательском институте автоматики (ВНИИА, Москва) [3].  $\alpha$ -детектор разработан и создан в Объединенном институте ядерных исследований [4]. Нейтроны с энергией 14,1 МэВ образуются в реакции падающих дейтронов на тритиевую мишень с испусканием нейтрона и  $\alpha$ -частицы:  $d + t = \alpha + n$ . Планарный кремниевый  $\alpha$ -детектор представляет собой матрицу  $3 \times 3$  из пикселей, каждый из которых имеет размер  $10 \times 10$  мм, расположенную на расстоянии 62 мм от мишени. Регистрация  $\alpha$ -частицы в пределах пикселя означает, что в соответствующий сектор в противоположном направлении вылетел нейтрон. Максимальный поток нейтронов в телесный угол  $4\pi$ :  $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Режим работы — непрерывный. На рис. 4 показано взаимное расположение детектора и генератора нейтронов при измерениях.

На рис. 5 и 6 приведены гистограммы распределения событий по величине светосбора в счетчиках С2 и С3 при регистрации космических частиц. Триггер для записи события вырабатывался при совпадении сигналов со счетчиков С2 и С3. Измерения с космическими частицами представляют интерес для определения некоторых параметров детектора (временное разрешение для измерения времени пролета, привязка к шкале времени), для задания масштаба энерговыделения в счетчиках и для выравнивания чувствительности каналов регистрации. На рис. 7 показана гистограмма распределения со-

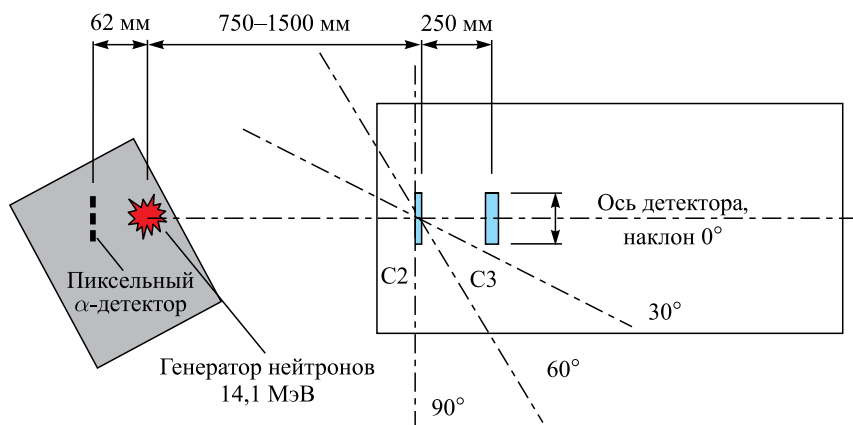


Рис. 4. Относительное положение генератора нейтронов и детектора нейтронов для измерения спектров сигналов со счетчиков, времени пролета между счетчиками, эффективности регистрации и угловой зависимости параметров детектора от угла наклона его оси относительно направления на источник нейтронов

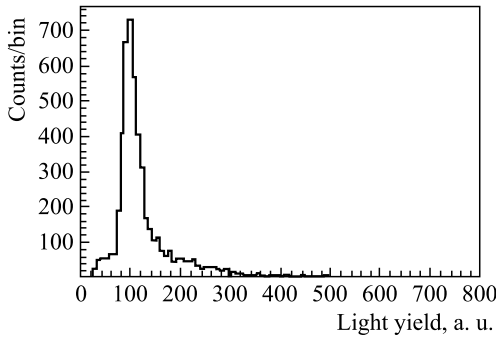


Рис. 5. Распределение событий по величине светосбора в счетчике С2 при регистрации космических частиц

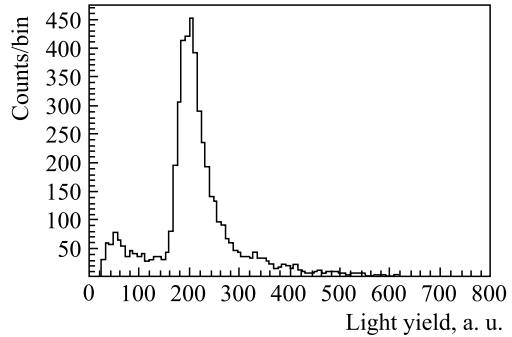


Рис. 6. Распределение событий по величине светосбора в счетчике С3 при регистрации космических частиц

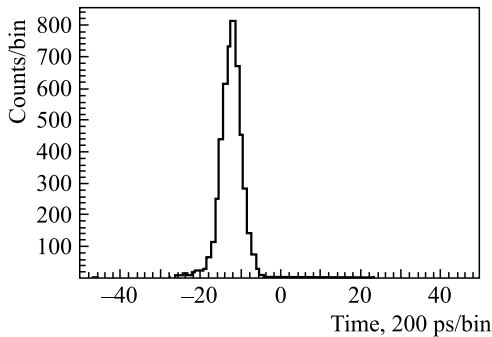


Рис. 7. Распределение событий по времени пролета между счетчиками С2 и С3 при регистрации космических частиц

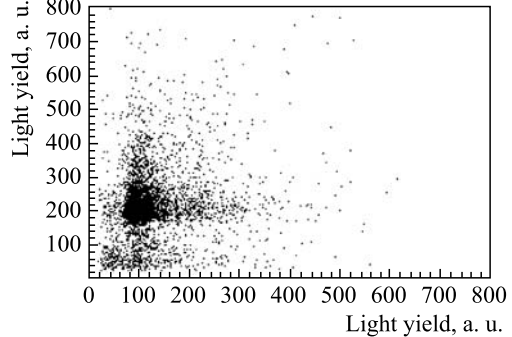


Рис. 8. Двумерное распределение по величине светосбора между счетчиками С2 и С3 (горизонталь и вертикаль) в событиях регистрации космических частиц

бытий по времени пролета при регистрации космических частиц. Каждому событию с регистрацией космической частицы можно сопоставить точку на двумерном плоте. Горизонтальная ось соответствует величине светосбора в счетчике С2, а вертикальная — в счетчике С3. На рис.8 показан такой двумерный плот с распределением соответствующих точек для большой совокупности событий. Отношение величин светосбора в счетчиках (1:2) соответствует отношению их толщин 5 и 10 мм.

При облучении детектора от источника нейтронов необходимо было выделить события с упругим процессом выбивания протона отдачи (ядро атома водорода в составе пластического сцинтиллятора) в счетчике С2, пролетом его до счетчика С3 и полным поглощением там его кинетической энергии. Для выделения таких событий использовалось совпадение сигналов со счетчиков С2 и С3 в узком временном интервале, соответствующем максимальному времени пролета протона между счетчиками. Пролетная база 250 мм. На рис.9 приведено распределение зарегистрированных событий по времени пролета. Правый пик распределения соответствует событиям с пролетом между счетчиками протона отдачи. Левый пик соответствует фоновым событиям с пролетом между

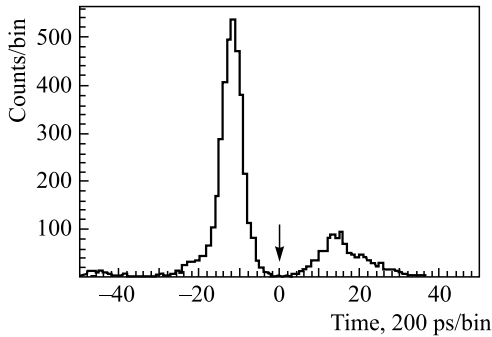


Рис. 9. Распределение событий по времени пролета при облучении от генератора нейтронов

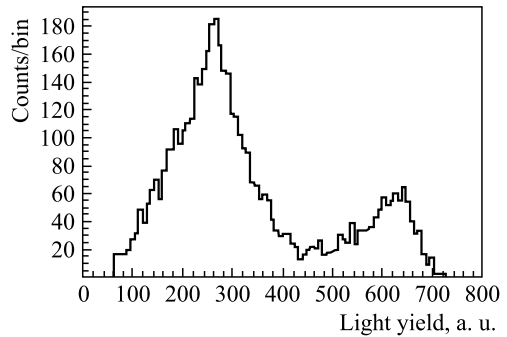


Рис. 10. Распределение событий по величине суммарного светосбора в счетчиках С2 и С3 при облучении от генератора нейтронов 14,1 МэВ

счетчиками  $\gamma$ -кванта. Такие события вызваны взаимодействием нейтрона с ядром атома углерода и не дают однозначной информации об энергии нейтрона.

Величина кинетической энергии протона отдачи в каждом событии должна соответствовать величине суммарного светосбора в счетчиках С2 и С3. На рис. 10 приведено распределение зарегистрированных событий по величине суммарного светосбора в счетчиках С2 и С3. Правый пик соответствует событиям с пролетом между счетчиками протона отдачи, а левый —  $\gamma$ -квантов. Если к этим событиям применить условие отбора по пролету со скоростью света (левый пик на рис. 9), то от распределения на рис. 10 останется только левый пик, и показан он на рис. 11. А если применить условие отбора по пролету со скоростью протона отдачи (правый пик распределения на рис. 9), то от распределения на рис. 10 останется только правый пик, и показан он на рис. 12.

Следует отметить, что пик в распределении величины светосбора при регистрации космических частиц (см. рис. 6) соответствует энерговыделению 2 МэВ для пробега 1 см минимально ионизирующей частицы в пластическом сцинтиляторе. Простое масштабирование этих данных к энерговыделению 14,1 МэВ и сопоставление со спектром на рис. 12 показывает, что реальная величина светосбора в случае регистрации протона отдачи существенно меньше. Это происходит по двум причинам:

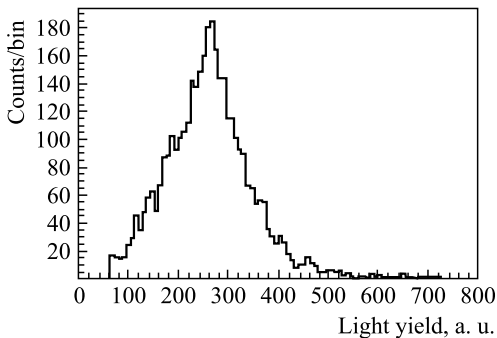


Рис. 11. Распределение по величине суммарного светосбора для событий из левого пика распределения по времени пролета

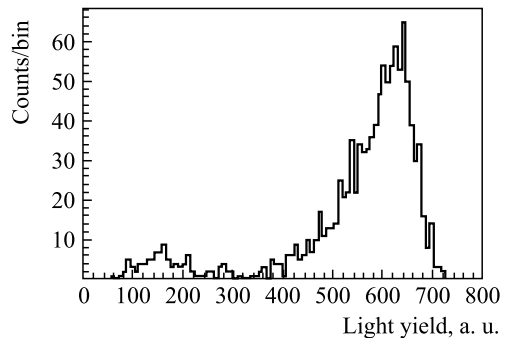


Рис. 12. Распределение по величине суммарного светосбора для событий из правого пика распределения по времени пролета

1. В данном диапазоне энергий протона отдачи заметными становятся энергопотери в воздухе при пролете между счетчиками С2 и С3 и при пересечении светоотражающих лавсановых пленок и крышек в составе световых коробов.

2. В данном диапазоне энергий протона световыход на единицу оставленной в пластическом сцинтиляторе энергии ниже, чем для минимально ионизирующей частицы [1, 5, 6], так как световыход пластического сцинтиллятора на единицу энергии ионизации заметно падает при увеличении плотности ионизации. (Плотность ионизации, производимая протоном с энергией в районе 5–10 МэВ, во много раз больше той, которую производит минимально ионизирующая частица.)

В нашем детекторе протон выбивается в разных случаях на разной глубине в пластическом сцинтиляторе счетчика С2. Соответственно, до вылета из пластика он оставляет там в разных случаях разное количество энергии. При этом, если не брать в расчет потери в воздухе между счетчиками, оставшаяся часть энергии до полной остановки протона должна быть получена счетчиком С3. Суммарную величину светосбора в счетчиках С2 и С3 в каждом событии с протоном отдачи, а также распределение светосбора между ними отразим точкой на двумерном поле на рис. 13. Горизонтальная ось соответствует величине светосбора со счетчика С2, а вертикальная — со счетчика С3. В идеальном случае все точки должны располагаться вдоль наклонной прямой, соответствующей некоторой постоянной величине энергии. При этом максимальное значение в счетчике С2 должно быть равно максимальному значению в счетчике С3. На гистограмме мы видим некоторое приближение к идеальному распределению. Этот факт служит еще одним подтверждением тому, что отобранные события соответствуют протону отдачи.

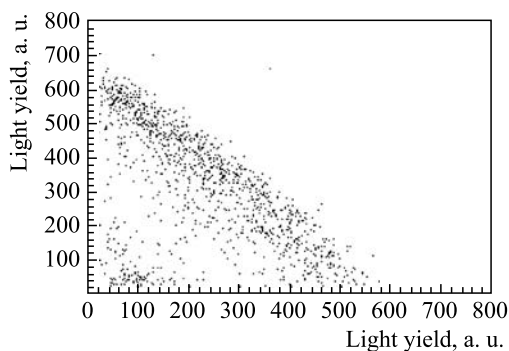


Рис. 13. Распределение по величине светосбора в счетчиках С1 (по горизонтали) и С2 (по вертикали) в событиях из правого пика распределения по времени пролета

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14,1 МэВ

Функция самого детектора сводится к выделению событий, в которых совпали сигналы со счетчиков С2 и С3, и оцифровке сигналов со всех ФЭУ. Все дальнейшие процедуры, связанные с анализом формы сигналов, применением критериев отбора и, в итоге, с выделением событий с протоном отдачи, производятся цифровым способом. Из приведенного выше мы видим, что детектор регистрирует большую долю фоновых событий, не отражающих непосредственно энергию нейтронов, породивших их. Полная же энергия зарегистрированного протона отдачи соответствует энергии нейтрона. В связи с этим под эффективностью  $\varepsilon_p$  в нашем случае будем понимать отношение числа зарегистрированных и выделенных в процессе обработки протонов отдачи к числу нейтронов, попавших в детектор.

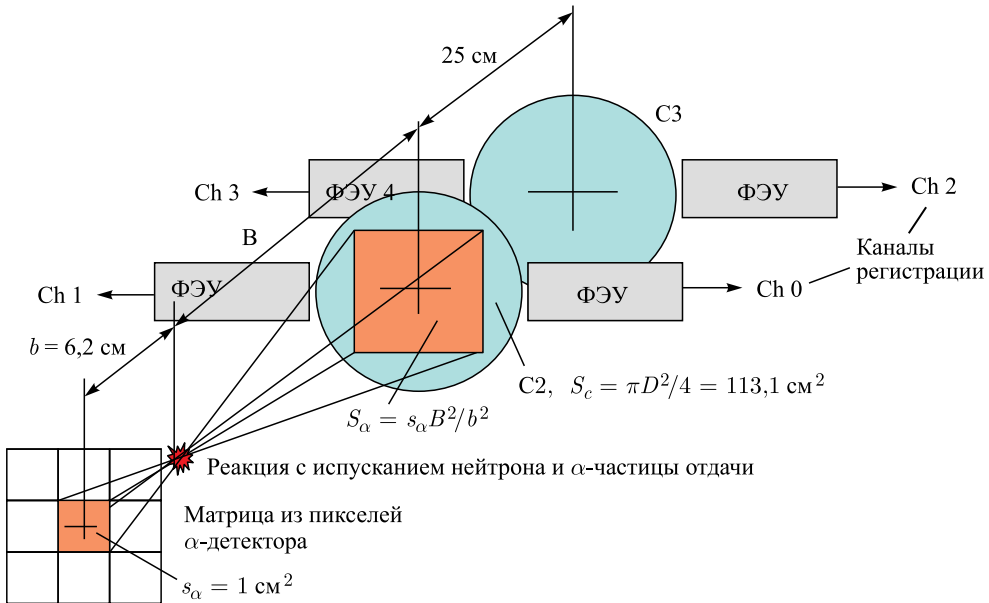


Рис. 14. Геометрия системы генератора нейтронов — детектор нейтронов для расчета эффективности детектора

Потоки  $\alpha$ -частиц отдачи, вылетающих из места реакции в генераторе нейтронов в направлении, противоположном выходу нейтрона, регистрировались пиксельным детектором (рис. 14). Если через пиксель  $\alpha$ -детектора прошло  $N_\alpha$   $\alpha$ -частиц, то считаем, что столько же нейтронов должно пройти через его проекцию на дистанции  $B$  от места реакции. Количество нейтронов  $N_c$ , прошедших через счетчик  $C2$ , будет во столько раз больше, во сколько раз его площадь больше проекции пикселя на этой же дистанции. Итак:  $N_c = N_\alpha S_c b^2 / s_\alpha B^2$ .

Таким образом, считаем количество  $\alpha$ -отсчетов за определенный промежуток времени ( $N_\alpha$ ) и количество триггеров ( $N_{тр}$ ) за этот же промежуток времени. Из всех триггеров только часть соответствует протонам отдачи. В общем случае эту долю мы получаем из обработки зарегистрированных нами калибровочных событий. Так, для энергии 14,1 МэВ доля событий с протоном отдачи (из правого пика на рис. 10) составляет  $D_p = 0,255$ .

Итак  $\varepsilon_p = N_{тр} D_p / N_c = N_{тр} D_p s_\alpha B^2 / N_\alpha S_c b^2$ .

В табл. 1 приведены значения эффективности регистрации  $\varepsilon_p$  для расстояний  $D$  от генератора нейтронов до счетчика  $C2$ : 0,75, 1,0 и 1,5 м.

Приведенные измерения носят оценочный характер, связанный с ограниченной статистикой и пренебрежением расходимостью пучка нейтронов.

Таблица 1

Параметр	$B, \text{ м}$		
	0,75	1,0	1,5
$\varepsilon_p$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$



### ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ

Кинематика выбивания протона отдачи нейтроном и геометрия детектора дают эффект зависимости свойств детектора от угла наклона его оси к направлению на источник нейтронов. В табл. 2 приведены значения отношения потока триггеров нейтронного детектора к потоку отсчетов одного центрального пикселя  $\alpha$ -детектора ( $N_{\text{тр}}/N_{\alpha}$ ) для значений углов наклона оси детектора 0, 30, 60 и 90° и для дистанции 1,5 м между источником нейтронов и центром счетчика С2. Из таблицы видно, что с увеличением угла наклона относительная интенсивность триггеров «значительно» падает. На рис. 9 и 10 были показаны распределения событий по времени пролета и по полной энергии в счетчиках при угле наклона 0°. На рис. 15–18 показаны аналогичные распределения для

Таблица 2

Параметр	Угол наклона оси, °			
	0	30	60	90
$N_{\text{тр}}/N_{\alpha}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$0,59 \cdot 10^{-4}$	$0,52 \cdot 10^{-4}$

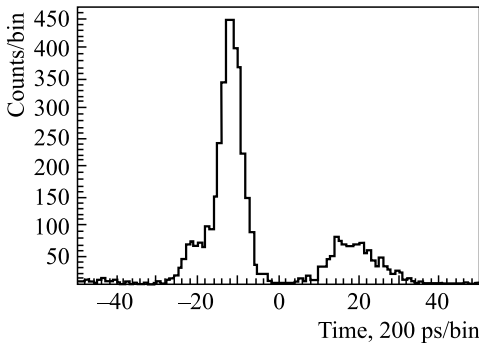


Рис. 15. Распределение событий по времени пролета при облучении от генератора нейтронов. Угол наклона оси детектора 30°

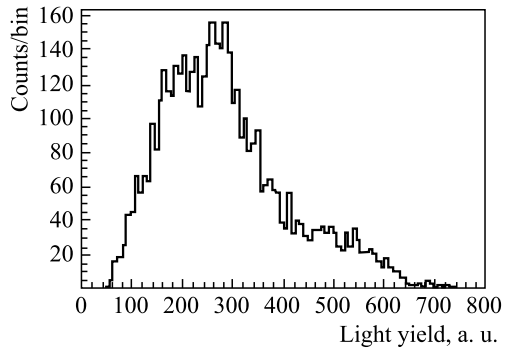


Рис. 16. Распределение событий по величине суммарного светосбора в счетчиках С2 и С3. Угол наклона оси детектора 30°

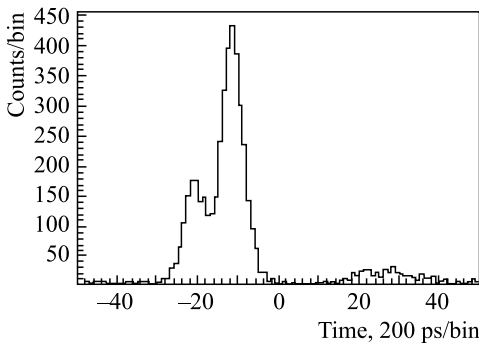


Рис. 17. Распределение событий по времени пролета при облучении от генератора нейтронов. Угол наклона оси детектора 60°

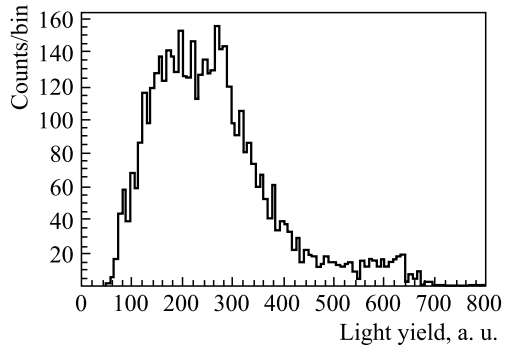


Рис. 18. Распределение событий по величине суммарного светосбора в счетчиках С2 и С3. Угол наклона оси детектора 60°

наклона оси детектора 30 и 60°. Из распределений видно, что при увеличении угла наклона пик, соответствующий протону отдачи, сдвигается в сторону большего времени пролета, т. е. спектр энергии протонов сдвигается в сторону меньших значений и мощность пика уменьшается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан комплекс, состоящий из сцинтилляционного телескопа, электроники выработки триггера, системы оцифровки сигналов и программ обработки, предназначенный для регистрации спектров нейтронов по протонам отдачи вперед. Приведены первые результаты измерений спектров нейтронов от генератора нейтронов с энергией 14,1 МэВ. Временное разрешение порядка  $\sigma_t = 500$  пс, полученное при измерении времени пролета на базе 0,25 м между двумя сцинтилляционными счетчиками, позволяет «уверенно» отделять по времени пролета события с выбиванием протона отдачи в переднем счетчике, попаданием его во второй счетчик и регистрацией его полной энергии от событий с пролетом  $\gamma$ -кванта между счетчиками. Энергия протона отдачи измеряется по суммарному светосбору в сцинтилляционных счетчиках до полной его остановки. Прибор позволяет увеличить пролетную базу до 0,6 м, что должно приблизить верхний предел регистрируемой энергии протонов отдачи к 100 МэВ.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарности: А. И. Голохвастову за полезные обсуждения и советы по выбору концепции высоковольтного питания для ФЭУ; Н. И. Замятину за обсуждение методики измерений с генератором нейтронов; ООО «Нейтронные технологии» за предоставление спектрометрического комплекса на основе импульсного нейтронного генератора для целей проведения экспериментов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. *Авраменко С. А. и др.* Времяпролетная система для точного измерения импульса пучков релятивистских заряженных частиц. Сообщ. ОИЯИ P1-96-281. Дубна, 1996.
3. *Bogolyubov E. P. et al.* // Proc. of the Intern. Sci. and Techn. Conf., Moscow, Oct. 18–22, 2004. P. 299.
4. *Bystritsky V. M. et al.* Study of Nuclear Physics Methods for Identification of Hidden Materials in JINR // Ibid. P. 283.
5. *Smith D. L., Polk R. G., Miller T. G.* Measurement of the Response of Several Organic Scintillators to Electrons, Protons and Deuterons // Nucl. Instr. Meth. 1968. V. 64. P. 157–166.
6. *Harvey J. A., Hill N. W.* Scintillation Detectors for Neutron Physics Research // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 162. P. 507–529.

Получено 1 июля 2016 г.