



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2004-9  
ОЭФ

Г.И. Бритвич, В.Г. Васильченко, Ю.В. Гилицкий, А.П. Чубенко,  
А.Е. Кушниренко, Э.А. Мамиджанян\*, В.П. Павлюченко\*,  
В.А. Пикалов, В.А. Ромахин\*, А.П. Солдатов, О.В. Суманеев,  
С.К. Черниченко, И.В. Шеин, А.Л. Щепетов\*

**ПРОТОТИП ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ  
БОРСОДЕРЖАЩЕГО ПЛАСТИЧЕСКОГО  
СЦИНТИЛЛЯТОРА**

Направлено в *ПТЭ* и *NIM*

---

\*Физический институт им. П.Н.Лебедева, г.Москва, Россия

Протвино 2004

### Аннотация

Бритвич Г.И., Васильченко В.Г., Гилицкий Ю.В. и др. Прототип детектора нейтронов на основе борсодержащего пластического сцинтиллятора: Препринт ИФВЭ 2004–9. – Протвино, 2004. – 22 с., 13 рис., библиогр.: 33.

Описаны конструктивные особенности и результаты исследования характеристик прототипа детектора нейтронов на основе выпускаемого в ИФВЭ борсодержащего литьевого сцинтиллятора СЦ-331. Использование борсодержащего пластического сцинтиллятора в детекторе нейтронов обеспечивает ему работоспособность в условиях высоких загрузок с относительно низким уровнем фоновых событий. Созданные детекторы могут быть использованы для измерений потоков нейтронов в широких атмосферных ливнях.

(E-mail адреса для корреспонденций:  
*vasilchenko@mx.ihep.su and chubenko@sci.lebedev.ru*)

### Abstract

Britvich G.I., Vasilchenko V.G., Gilickyi Yu.V. et al. A Prototype of the Neutron Detector Based on a Boron Containing Plastic Scintillator: IHEP Preprint 2004–9. – Protvino, 2004. – p. 22, figs. 13, refs.: 33.

Characteristics of construction elements and investigation results of a prototype of the neutron detector based in IHEP manufactured the boron containing a molded scintillator SC-331 are presented. The usage of boron containing plastic scintillator provided the neutron detector with a good working ability in high loading conditions and relatively low level registered background events. The constructed detector can be used for neutron fluxes measurements in extensive air showers.

(E-mail addresses for correspondence:  
*vasilchenko@mx.ihep.su and chubenko@sci.lebedev.ru*)

## Введение

В настоящее время нейтронные измерения широко используются в экспериментах с космическими лучами. Так, в мире существует целая сеть из 120 нейтронных станций [1] для исследования вариаций интенсивности космического излучения, которые определяют наши знания по целому направлению астрофизики космических лучей: солнечно-земные связи, влияние галактического излучения и солнечных вспышек на состояние магнитосферы Земли и солнечной системы в целом (“космической погоды”) и др. [2]. Станции расположены по всему земному шару на различных широтах и ведут непрерывные измерения интенсивности потока адронов (в основном нейтронов) на различных глубинах атмосферы с помощью нейтронных мониторов, самым распространенным типом которых является супермонитор НМ-64 [3].

В исследованиях свойств широких атмосферных ливней (ШАЛ) от первичных частиц с энергией выше 100 ТэВ для определения полного числа ядерно-активных частиц (адронов) ранее применялись детекторы, основанные на том же принципе работы, что и нейтронный монитор [4]. Стандартные нейтронные мониторы в последние годы тоже включаются в состав ливневых установок [5,6] и помимо мониторинга интенсивности выполняют функцию детекторов адронной компоненты ШАЛ.

Исследования на установке ШАЛ с нейтронным супермонитором 18НМ-64 на Тяньшанской высокогорной станции ФИАН (3340 м выше уровня моря) привели к открытию эффекта аномального запаздывания нейтронных сигналов в стволах широких атмосферных ливней [7,8]. Суть этого эффекта состоит в следующем. Монитор 18НМ-64 как детектор адронов реально регистрирует испарительные нейтроны от ядерных расщеплений, производимых высокоэнергичными адронами (с энергией выше 100 МэВ) в свинцовом генераторе в процессе их диффузии через монитор (после замедления до тепловых энергий). Процесс диффузии приводит к тому, что регистрируемые нейтронные сигналы имеют временное распределение с характерным временем затухания около 360–400 мкс (для супермонитора НМ64).

При наблюдении адронов в стволах ШАЛ от первичных частиц с энергиями ниже 3 ПэВ эта картина полностью воспроизводится. Однако при энергиях выше 3 ПэВ у небольшой части событий (около 2–3% от общего числа ливней) проявляется эффект “затягивания” во временных распределениях нейтронных сигналов, а при энергиях выше 10 ПэВ доля таких ШАЛ быстро возрастает и составляет уже более 20–30%.

На **рис. 1** приведено временное распределение интенсивности счета сигналов  $\Delta M_{exp}/\Delta t$ , зарегистрированных секцией Тянь-Шанского монитора 18НМ-64 для события ШАЛ с энергией около 20 ПэВ борными счетчиками СНМ-15. Там же приведена диффузионная кривая  $M_{corr} \cdot F(t)$ , нормированная к экспериментально наблюдаемой интенсивности на момент времени 3 мс и хорошо описывающая временные распределения от нейтронов в стволах ШАЛ с энергией меньше 1–2 ПэВ. Видно, что в данном событии экспериментальное распределение имеет аномально “затянутый” вид, а отклонения от ожидаемой диффузионной кривой достигают двух-трех порядков по величине в интервале времен от 10 до 500 мкс.

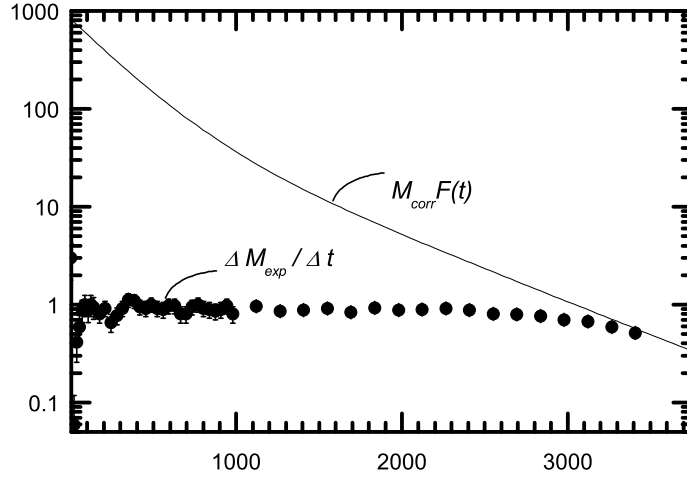


Рис. 1. Временное распределение интенсивности счета сигналов  $\Delta M_{exp}/\Delta t$ , зарегистрированных секцией Тянь-Шанского монитора для события ШАЛ с энергией около 20 ПэВ (●) группой из шести борных счетчиков; непрерывная линия  $M_{corr} \cdot F(t)$  — ожидаемая диффузионная кривая.

Такое временное поведение интенсивности можно было бы объяснить, если предположить, что на всем промежутке до 3 мс после прохождения ливня в этом событии продолжают происходить процессы генерации адронов в мониторе. Попытка объяснить этот эффект методическими причинами [9] как результат просчетов импульсов в каналах регистрации приводит к противоречиям с существующими представлениями о процессе развития ШАЛ в атмосфере, так как требует предположения о существовании механизма генерации множества адронов в стволах ШАЛ, число которых на два–три порядка превышает ожидаемое значение [10]. Следует отметить, что этот эффект имеет пороговый характер от энергии первичных частиц: он наблюдается только в области энергий выше 3 ПэВ, т.е. там, где в первичном спектре имеется характерный излом, причина появления которого до сих пор неясна.

С другой стороны, для этой же области энергий в высокогорных и стратосферных экспериментах с космическими лучами наблюдается целый ряд аномальных событий и явлений (например, события с “гало” [13], «Кентавры» [11] и «Антикентавры» [12], эффект компланарного разлета вторичных частиц в рентген-эмульсионных камерах [14] и др.) Таким образом, эффект “затягивания” временных распределений нейтронов становится в один ряд с целой совокупностью аномальных процессов, что обуславливает необходимость его тщательного исследования в области энергий выше 10 ПэВ.

Пригодным для этих целей является недостроенный бетонный калориметр с эффективной площадью  $1600 \text{ м}^2$ , который существует на Арагацкой станции [15]. На его базе предлагается создать широкомасштабную нейтронную установку, большая эффективная площадь которой позволит регистрировать в год до 2000 событий, когда стволы ШАЛ от частиц с энергиями выше 10 ПэВ проходят через установку и десятки таких событий с энергиями выше 100 ПэВ.

До настоящего времени в нейтронных мониторах применяются дорогие газонаполненные счетчики. Опыт показывает, что такие счетчики являются медленными (фронты нарастания их выходных импульсов составляют около 1 мкс). В результате, возникают ограничения на максимальную достоверно регистрируемую загрузку счетчика, которая не может превышать значений  $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Более того, после прохождения через газовые счетчики стволов ШАЛ их мертвые времена могут значительно увеличиться и тем самым привести к дополнительным искажениям регистрируемой счетчиком интенсивности нейтронов. Это обстоятельство особенно важно при исследовании стволов ШАЛ с первичной энергией выше 10 ПэВ. Действительно, оценки показывают, что для исследования нейтронов в стволах ШАЛ с энергией 100 ПэВ и выше необходимы счетчики, способные работать в условиях загрузок до  $2 - 3 \cdot 10^6$  нейтронов в секунду.

Однако такие события, когда стволы высокоэнергетичных ШАЛ проходят непосредственно через экспериментальную установку, относительно редки. Подавляющее большинство исследуемых ШАЛ развивается в стороне, в результате чего детекторы установки регистрируют только их периферии. Поэтому необходимы также детекторы нейтронов с большой эффективной площадью, способные регистрировать периферийные потоки нейтронов низкой интенсивности вплоть до  $1 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Для исследований вариаций интенсивности космического излучения требуется эффективно регистрировать потоки с интенсивностями  $10^{-3} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и даже ниже.

Проблема регистрации нейтронов космического излучения, таким образом, сводится к двум различным задачам, одна из которых требует создания быстрого детектора нейтронов с относительно небольшой эффективной рабочей площадью, способного работать в условиях высоких загрузок в стволах ШАЛ, а другая — разработки относительно дешевого детектора нейтронов с максимально большой эффективной рабочей площадью для регистрации низкоинтенсивных потоков нейтронов.

## 1. Конструктивные особенности детектора

### 1.1. Выбор активной среды

В зависимости от энергии нейтронов для их регистрации используются разные методы. Так, регистрация нейтронов с энергиями  $E_n > 10 \text{ МэВ}$  осуществляется с использованием их взаимодействий с ядрами углерода (в углеродсодержащих соединениях). Регистрация нейтронов с энергиями от  $0.1 < E_n < 10 \text{ МэВ}$  происходит путем их рассеяния в водородосодержащих средах с последующей регистрацией протонов отдачи. Регистрация нейтронов с  $E_n < 0.1 \text{ МэВ}$  производится или путем их замедления до  $E_n \simeq 0.5 \text{ кэВ}$  с последующей регистрацией продуктов реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$  или путем их более сильного замедления до тепловых энергий.

Для регистрации замедленных нейтронов можно использовать в качестве активной среды  ${}^6\text{Li}$  или  ${}^{10}\text{B}$  содержащие пластические сцинтилляторы [17,18]. В борсодержащих пластических сцинтилляторах происходит регистрация продуктов реакции  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ .

Заметим, что в 6% случаев эта реакция идет по каналу образования  $\alpha$ -частиц с энергией 1.78 МэВ и прямого перехода  ${}^7\text{Li}$  на свой основной уровень. В 94% случаев эта реакция идет по каналу образования  $\alpha$ -частиц с энергией 1.47 МэВ и возбужденного состояния  ${}^7\text{Li}^*$  с последующим быстрым его переходом в основное состояние  ${}^7\text{Li}$  и излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 0.478 МэВ.

В отличие от лития использование соединений на основе дешевого природного бора в пластических сцинтилляторах выгодно тем, что в природном боре содержится достаточно много, 19.9% [19], необходимого для регистрации замедленных нейтронов изотопа  ${}^{10}\text{B}$ , что позволяет обойтись без дорогостоящей процедуры его обогащения. Сечения реакции нейтронов  $\sigma$  с энергией 1 эВ на  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{B}$  составляют 149 и 609 барн соответственно [20] и с энергией изменяются как  $\sigma \sim 1/\sqrt{E_n}$ . Видно, что использование  ${}^{10}\text{B}$  для регистрации нейтронов в 4 раза эффективнее использования  ${}^6\text{Li}$ , однако энерговыделение в реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$  составляет 4.8 МэВ, и эта реакция не сопровождается излучением  $\gamma$ -квантов.

В данной работе использовался выпускаемый в ИФВЭ борсодержащий полистирольный (ПС) литьевой сцинтиллятор СЦ-331, который имеет световыход 56–60% от антрацена, максимум люминесценции света находится около  $\lambda_{max} = 420$  нм, времена высвечивания составляют около 2 нс, и он содержит в себе 2–3% по весу природного бора [18]. Известно, что при возбуждении сцинтилляций  $\alpha$ -частицами световыход сцинтилляторов, как правило, заметно меньше, чем при его возбуждении  $\beta$ -частицами с аналогичной энергией [21]. Измерения показали, что световыход сцинтиллятора СЦ-331 от продуктов реакции  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^6\text{Li}$  оказался эквивалентен световыходу от  $\beta$ -частицы с энергией около 110–130 кэВ [18].

В отличие от пропорциональных борсодержащих счетчиков, борсодержащие пластические сцинтилляторы не имеют указанных выше недостатков. Действительно, времена высвечивания таких сцинтилляторов составляют около нескольких наносекунд, и в этой области энерговыделения ШАЛ нет проблем с линейностью световыхода, что делает их использование вполне адекватным для решения поставленной выше задачи. Однако применение этих сцинтилляторов в детекторе будет оправданным, если используемые фотоприемники и электроника, в свою очередь, также смогут обеспечить надлежащую работу детектора в описанных выше условиях по загрузкам.

## 1.2. Возможные конструкции детекторов нейтронов

Для решения двух поставленных выше астрофизических задач могут быть изготовлены детекторы нейтронов разных конструкций. Эти детекторы можно разделить на два типа: детекторы нейтронов с замедлителем и тонким сцинтиллятором и детекторы нейтронов с толстым сцинтиллятором, который одновременно служит и замедлителем. Очевидно, что характеристики детекторов этих типов будут заметно отличаться друг от друга. Прежде чем приступить к детальной проработке прототипа, необходимо определиться с оптимальной для решаемой задачи конструкцией детектора. Для этого требуется предварительное измерение некоторых характеристик на макетах возможных конструкций детекторов нейтронов.

### 1.2.1. Конструкции детекторов нейтронов с тонким сцинтиллятором

На рис. 2а показана простая конструкция детектора нейтронов с тонким сцинтиллятором толщиной  $d = 5$  мм и размерами равными рабочей площади фотокатода  $S$  ФЭУ. С помощью оптического клея борсодержащий сцинтиллятор приклеивался на световод-миксер

света на основе полиметилметакрилата (ПММА), который также служил отражателем нейтронов. Другая сторона световода с помощью кремнеорганического (силиконового) клея приклеивалась к входному окну ФЭУ. Для замедления быстрых нейтронов использовался полиэтилен (ПЭ) толщиной около  $T_3 = 5$  см. Для увеличения светосбора на ФЭУ, сцинтиллятор и световод были обернуты отражающей бумагой Тувек.

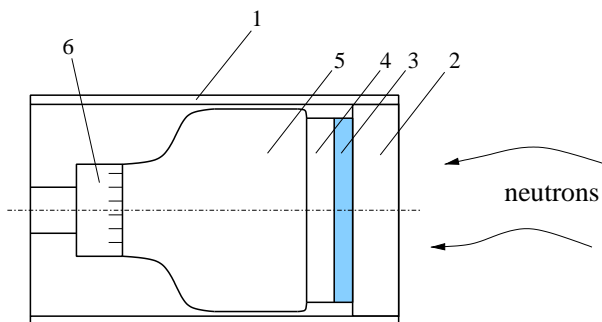


Рис. 2а.

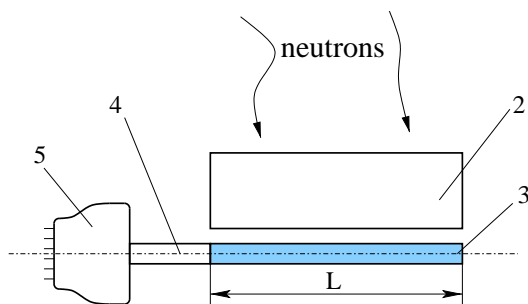


Рис. 2б.

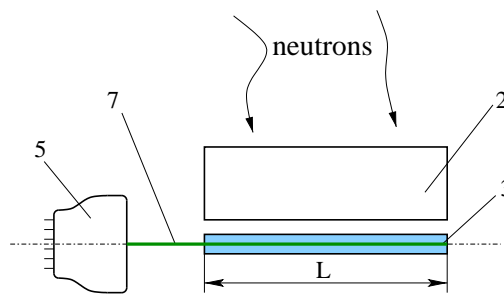


Рис. 2в.

Рис. 2. Конструкции детекторов нейтронов, использующих замедлитель и тонкие сцинтилляторы: а) детектор с небольшой эффективной рабочей площадью для работы в условиях высоких загрузок; б) детектор с повышенной эффективной рабочей площадью; в) детектор с высокой эффективной рабочей площадью, использующий спектросмещающее волокно или световод сместитель спектра.

1 — полиэтиленовый корпус, 2 — полиэтиленовый замедлитель, 3 — тонкий сцинтиллятор, 4 — световод-смеситель света, который одновременно служит отражателем нейтронов, 5 — ФЭУ, 6 — умножитель напряжения для ФЭУ и электроника, 7 — спектросмещающее волокно (или световод сместитель спектра).

Результаты измерений амплитудного спектра с сцинтиллятора при регистрации замедленных нейтронов показан на **рис. 3а**. Для уменьшения вклада от фоновых  $\gamma$ -квантов перед детектором устанавливался экран из свинца (Pb) толщиной 5 см. Полученный спектр амплитуд позволил определить среднее ее значение, которое находится в  $A = 221$  канале, отношение среднеквадратичного отклонения амплитуд  $\Delta A$  в пике от нейтронов к  $A$ , которое составляет  $\delta = \Delta A / A = 0.09$ .

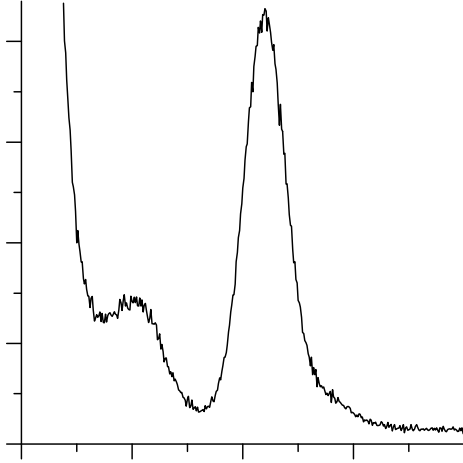


Рис. 3а.

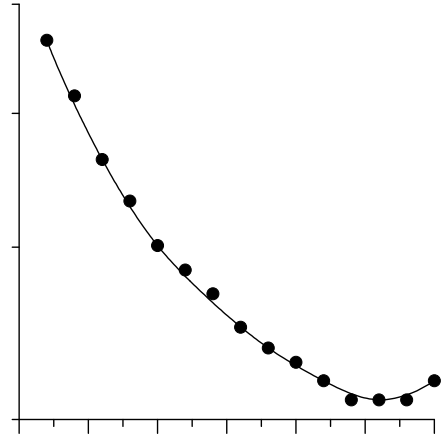


Рис. 3б.

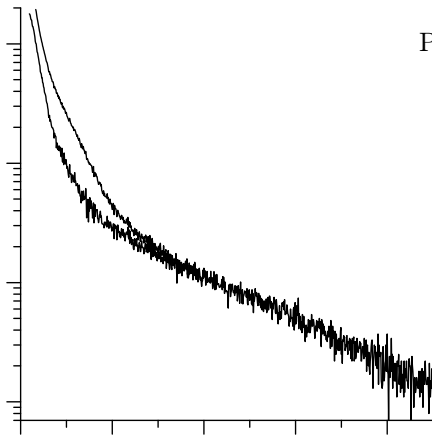


Рис. 3в.

Рис. 3. Некоторые характеристики детекторов нейтронов. (а) Спектр амплитуд от реакции взаимодействия замедленных нейтронов в сцинтиляторе детектора конструкции рис. 2а со съемом света на ФЭУ-184Ти. (б) Затухание света в полосковом сцинтиляторе детектора (с сечением  $5 \times 72 \text{ мм}^2$ ) конструкции рис. 2б со съемом света на ФЭУ-110. (в) Спектр амплитуд при взаимодействии замедленных нейтронов в ближней области сцинтилятора детектора конструкции рис. 2в со съемом света на ФЭУ ХР-2232В. 1 — весь спектр и 2 — после вычитания собственных шумов ФЭУ.

Тогда среднее число фотоэлектронов (ф.э.)  $Z$  для пика от нейтронов можно определить по формуле

$$\delta = 1.14/\sqrt{Z}, \quad (1)$$

где 1.14 — некоторый параметр, учитывающий влияние коэффициента вторичной эмиссии используемого ФЭУ-184Ти на ширину амплитудного спектра. Так, для отобранного ФЭУ-184Ти с квантовой чувствительностью около  $Y = 26\%$  на длине волны 410 нм среднее число фотоэлектронов в пике от нейтронов составляет около  $Z = 160$  ф.э. Точность измерений составляла около 10%.



Это детектор с относительно небольшой эффективной рабочей площадью при регистрации нейтронов, определяемой как произведение  $S \cdot F \cdot \eta$ , где  $F$  — вероятность возникновения реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  в сцинтилляторе, вызванной первичным нейтроном;  $\eta$  — эффективность регистрации этой реакции фотоприемником. Благодаря высоким значениям  $Z$  в этой конструкции детектора, относительно легко получить  $\eta = 1$ . Детектор способен регистрировать как нейтроны, так и отдельные частицы, а также он может использоваться как в счетном режиме, так и в режиме измерения амплитуд.

На рис. 2б показана конструкция детектора с протяженным полосковым сцинтиллятором длиной до  $l = 150$  см. Благодаря протяженному сцинтиллятору в этой конструкции детектора, удастся заметно увеличить эффективную рабочую площадь при регистрации нейтронов. Максимальное поперечное сечение сцинтиллятора здесь также не должно превышать размеров рабочей площади фотокатода ФЭУ. С помощью оптического клея торец сцинтиллятора приклеивался к адиабатическому световоду (если это было необходимо), который, в свою очередь, приклеивался к входному окну ФЭУ.

Для увеличения светосбора на ФЭУ сцинтиллятор и световод были обернуты отражающей бумагой Тувек. Сцинтиллятор располагался внутри замедлителя из ПЭ. Этот детектор может использоваться как в счетном, так и частично в режиме измерения амплитуд, если сигналы от ближней и дальних областей в сцинтилляторе не отличаются более чем в два раза. Измерение затухания света рис. 3б показывает, что этим условиям удовлетворяют пластины сцинтиллятора СЦ-331 толщиной  $d = 5$  мм длиной до  $x = 30$ – $35$  см. Средняя длина затухания света в сцинтилляторе составляет около 50 см.

Для эффективной регистрации детектором реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  среднее число фотоэлектронов в пике от нейтронов должно быть  $\geq 5$  ф.э. Однако в реальных задачах регистрация нейтронов часто проводится в условиях интенсивных фонов  $\gamma$ -квантов и других частиц. В условиях интенсивных фонов требование к минимальному числу фотоэлектронов в пике от нейтронов должно быть усилено для сохранения точности измерений потоков, и в каждой конкретной задаче это требование должно формулироваться отдельно. Так, в наших условиях для эффективного выделения пика от нейтронов на фоне  $\gamma$ -квантов от Pu-Be источника, 478 кэВ  $\gamma$ -квантов от реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  и надежной работы детектора в течение длительного времени среднее число фотоэлектронов в пике должно быть  $\geq 20$  ф.э. Этот уровень определяет также минимальное число фотоэлектронов для дальнего конца протяженного сцинтиллятора  $z = 20$  ф.э. Поскольку в этой конструкции детектора допускаются значения  $Z$ , близкие к  $z$ , то в этом детекторе  $\eta < 1$ . В результате, амплитуды выходных сигналов от ближней и дальней областей сцинтиллятора могут отличаться  $Z/z = 8$  раз. Максимальная длина сцинтиллятора в детекторе может составлять до  $l = 150$  см.

На рис. 2в показана конструкция детектора нейтронов с большой эффективной рабочей площадью при регистрации нейтронов с общей длиной сцинтиллятора до  $l = 170$  см. Свет от борсодержащего сцинтиллятора с помощью волоконных световодов сместителей спектра (с.с.) переизлучается в длинноволновую область и передается на фотоприемник. Сборки из с.с. волокон пристыковывались к входному окну фотоприемника (ФЭУ). Максимальное поперечное сечение сборки с.с. волокон не превышало размеров рабочей области фотоприемника. Для оценки максимальных поперечных размеров рабочей поверхности борсодержащего сцинтиллятора можно исходить из опытного факта, что для достижения максимальной величины перехвата света шаг между с.с. волокнами в сцинтилляторе не должен быть больше  $h = 6$ – $10$  мм. Для увеличения световыхода сцинтиллятор вместе с

с.с. волокнами обертывался отражающей бумагой Тувек. Акцептанс с.с. волокон  $\varepsilon$  можно определить по формуле

$$\varepsilon = 1/2[1 - 1/n^2], \quad (2)$$

где  $n = n_c/n_r$ ;  $n_r$  — показатель преломления оболочки;  $n_c$  — показатель преломления ядра. Так, акцептанс с.с. волокон Y-11 (с диаметром 1 мм и  $\lambda_{max} = 476$  нм) с двойной оболочкой составляет около  $\varepsilon = 5.4\%$  [22].

На рис. 3в показан общий амплитудный спектр сигналов (1) с макета детектора для замедленных нейтронов, а также амплитудный спектр сигналов (2) после вычитания собственных шумов ФЭУ детектора. Измерения показали, что на фоне  $\gamma$ -квантов от Pu-Be источника не видно пика от взаимодействия нейтронов с сцинтиллятором, в котором, по нашим оценкам, должно находиться около  $Z = 3.6$  ф.э., среднее значение амплитуд для спектра (2) находится в  $A = 73$  канале, которому соответствует 8.4 ф.э. при средней квантовой эффективности использованного ФЭУ XP-2232В к свету с.с. волокон около  $Y = 11\%$  и длиной затухания света в с.с. волокнах более 350 см [22]. Дальние торцы с.с. волокон имели отражающие покрытия, и источник замедленных нейтронов располагался на ближнем конце с.с. волокон, т.е. около 50 см до ФЭУ. Точность измерений  $Z$  составляла около 30%. Полученное значение  $Z$  существенно меньше минимально требуемого  $z = 20$  ф.э. Характеристики возможного детектора нейтронов на основе конструкции этого типа будут далеки от того, что требуется для осуществления большинства наших целей.

Однако замена ФЭУ в конструкции детектора нейтронов рис. 2в на лавинные фотодиоды [23] с квантовой чувствительностью к зеленой области спектра с.с. волокон около  $Y = 90\%$  способна увеличить регистрируемое число фотонов (от взаимодействия нейтронов с сцинтиллятором) до 7.5 раз, т.е. достигнуть значений  $Z = 27$  электрон-дырочных пар (э.д.п.). В счетном режиме от дальних областей сцинтиллятора минимально требуемое число э.д.п. можно установить на уровне  $z = 20$  э.д.п. В результате, амплитуды выходных сигналов от ближней и дальней областей с.с. волокон в детекторе в этом случае могут достигнуть значений  $Z/z = 1.35$ . Это может позволить получить общую длину чувствительной к нейтронам области детектора до  $l = 170$  см и использовать для съема света один фотоприемник. Поскольку в этой конструкции допускаются небольшие значения для  $Z$ , то  $\eta < 1$ . Детектор предназначен для работы в счетном режиме.

Вместо с.с. волокон свет борсодержающего сцинтиллятора можно переизлучать с помощью полоскового световода сместителя спектра (с.с.с.) на основе ПММА (или ПС) в длинноволновую область спектра и передавать на фотоприемник. Максимальное поперечное сечение с.с.с. не должно превышать размеров рабочей области фотокатода ФЭУ. Длина затухания света в с.с.с. может достигать значений до 150 см. Для эффективной работы детектора необходимо использовать фотоприемники, которые имеют высокую квантовую чувствительность к длинноволновой (зеленой) области свечения с.с.с. Очевидно, что максимальная площадь борсодержающего сцинтиллятора не может превышать рабочей поверхности с.с.с. Для с.с.с. прямоугольной формы акцептанс (на одну грань) определяется по формуле [24]

$$\varepsilon = 1/2[1 - \sqrt{n^2 - 1}/n], \quad (3)$$

при определении  $n$  в формуле (3)  $n_r$  следует считать показателем преломления окружающей среды, т.е.  $n_r = 1$ . Так, для небольших с.с.с. на основе ПММА с адиабатическим световодом предельное значение акцептанса может достичь значений  $\varepsilon = 12-25\%$  (в зависимости от типа контакта с фотоприемником) [24].

Измерения показали, что на фоне  $\gamma$ -квантов от Pu-Be источника здесь также не видно пика от взаимодействия нейтронов с сцинтиллятором. Среднее число фотоэлектронов от взаимодействия нейтрона с борсодержащим сцинтиллятором, находящимся на ближнем конце с.с.с. (50 см до ФЭУ), по нашим оценкам, составляло около  $Z = 3.5$  ф.э. для средней квантовой чувствительности использованного ФЭУ, к спектру люминесценции с.с.с. (с  $\lambda_{max} = 490$  нм)  $Y = 10\%$ . Дальний торец длинного использованного с.с.с. не имел отражающего покрытия, поэтому реальное значение  $\varepsilon$ , по нашим оценкам, составляло около  $\varepsilon = 6\%$ . Точность измерений  $Z$  составляла около 30%. Полученное значение  $Z$  существенно меньше минимально требуемого  $z = 20$  ф.э. Характеристики возможного детектора нейтронов на основе конструкции этого типа пока далеки от того, что требуется для осуществления большинства наших целей.

Заметим, что на основе ПС легко могут быть изготовлены борсодержащие сцинтилляторы с максимумом люминесценции  $\lambda_{max} < 420$  нм. Так, опытные образцы таких ПС сцинтилляторов с  $\lambda_{max} = 380$  нм показали световыход около 50–52% от антрацена и времена высвечивания около 2 нс. В этом случае для переизлучения света такого сцинтиллятора могут быть использованы с.с. или с.с.с., высвечивающие в голубой области спектра (с  $\lambda_{max} = 420$ –440 нм), в которой квантовая чувствительность обычных ФЭУ максимальна и достигает значений  $Y = 26\%$  и  $Z = 20$ –40 ф.э. Ожидаемые значения  $Z$  несколько выше минимально требуемого  $z = 20$  ф.э. Это указывает на ограниченные возможности применения конструкции этого типа в детекторах нейтронов.

### 1.2.2. Конструкция детектора нейтронов с толстым сцинтиллятором

На рис. 4 показана простая конструкция детектора быстрых нейтронов с размерами сцинтиллятора равными рабочей области фотокатода ФЭУ-110. С помощью кремнеорганического клея сцинтиллятор приклеивался к входному окну ФЭУ. В отличие от аналогичного детектора для регистрации замедленных нейтронов рис. 2а, толщина используемого здесь сцинтиллятора составляет  $d = 75$  мм и вокруг сцинтиллятора отсутствует замедлитель. В объеме сцинтиллятора происходит замедление быстрых нейтронов путем образования каскадов из протонов отдачи различных энергий. Сцинтилляция, вызванная каждым протоном отдачи, регистрируются ФЭУ. Для сокращения времени замедления быстрого нейтрона в сцинтиллятор может быть введен 0.2–0.3% бора. Для увеличения светосбора сцинтиллятор был обернут отражающей бумагой Tyvek.

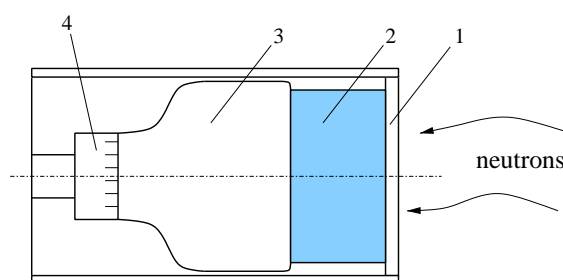


Рис. 4. Конструкция детектора нейтронов с толстым сцинтиллятором. 1 — корпус; 2 — толстый сцинтиллятор; 3 — ФЭУ; 4 — умножитель напряжения для ФЭУ и регистрирующая электроника.

Амплитудный спектр на протон отдачи (1) из сцинтиллятора СЦ-331, возникающий при замедлении быстрых нейтронов от Pu-Be источника, показан на **рис. 5**. На фоне сигналов от протонов отдачи виден слабый пик от реакции замедленных (в сцинтилляторе) нейтронов с бором. Для сравнения на рис. 5 показан амплитудный спектр этого детектора от исходно замедленных нейтронов (2). Измерения показали, что в пике амплитуд от нейтронов среднее ее значение находится в  $A = 124$  канале,  $\delta = 0.2$  и  $Z = 32$  ф.э. В этой конструкции детектора будет затруднительно добиться больших значения  $Z$  для пика от нейтронов. Конструкция детектора обеспечивает однородность выходного сигнала по фотокатоду ФЭУ. Это универсальный детектор, способный регистрировать как быстрые нейтроны, так и отдельные частицы, в том числе и  $\gamma$ -кванты.

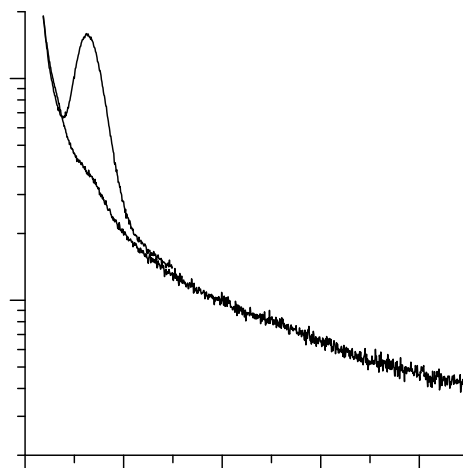


Рис. 5. Спектр амплитуд от реакции взаимодействия нейтронов с толстым сцинтиллятором с размерами  $\varnothing 6.3 \times 7.5$  см со съемом света на ФЭУ-110. 1 — для быстрых и 2 — для замедленных нейтронов.

Эффективная регистрация по протонам отдачи относительных значений потоков быстрых нейтронов ШАЛ с помощью такого детектора не вызывает особых затруднений. Это означает, что, в принципе, в этом детекторе может быть достигнут уровень  $\eta = 1$ . Однако для определения абсолютного числа провзаимодействовавших в сцинтилляторе быстрых нейтронов и давших в общем случае каскады сцинтилляционных вспышек от протонов отдачи (выше порога регистрации) требуется прецизионная калибровка детектора.

Отдельной задачей является установление соотношения между числом зарегистрированных сцинтилляционных вспышек от протонов отдачи и общим числом прошедших через сцинтиллятор быстрых нейтронов. Для этого требуется, например, калибровочный источник быстрых нейтронов с известной интенсивностью и энергетическим спектром, близким к исследуемому, который для многих реальных задач будет затруднительно найти. В этом случае в детекторе реальный уровень может быть  $\eta < 1$ .

Заметим, что элементы конструкции рис. 4 и принципы применения этого детектора во многом аналогичны детектору замедленных нейтронов рис. 2а. Видно, что для создания детекторов быстрых нейтронов большой эффективной площадью можно использовать конструкции рис. 2б–2в, в которых толщина сцинтиллятора должна составлять  $d = 50\text{--}200$  мм. Большая толщина сцинтиллятора заметно повышает эффективность ре-

гистрации  $\gamma$ -квантов, которые часто сопровождают потоки нейтронов от других (кроме ШАЛ) источников. В этом случае для отделения от фона сопровождающих  $\gamma$ -квантов можно использовать задержанные совпадения сигналов от протонов отдачи с сигналами от реакции замедленных нейтронов с бором сцинтиллятора [16].

Приведенные выше предварительные результаты измерений характеристик макетов показывают, что для создания быстрого детектора нейтронов, предназначенного для решения астрофизических задач в стволах ШАЛ высоких энергий, наиболее адекватно будет использовать простую конструкцию детектора рис. 2а. Относительно высокие значения числа ф.э., зарегистрированных ФЭУ от реакции в этой конструкции, позволят надежно выделить события от нейтронов с помощью быстрой и простой пороговой электроники, а полученные при измерении ШАЛ результаты можно будет легко интерпретировать. Детальная проработка элементов конструкции прототипа детектора нейтронов представлена ниже.

### 1.3. Выбор фотоприемника

В общем случае в прототипе детектора нейтронов могут быть использованы различные ФЭУ, которые имеют подходящую рабочую область своих фотокатодов, например ФЭУ-85, ФЭУ-84, ФЭУ-110, ФЭУ-139, ФЭУ-184 Ти и др. Однако низкий уровень выхода света от реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  в ПС сцинтилляторе требует для ее регистрации использования фотоприемников с квантовой эффективностью  $Y > 10\%$ , для достижения которой практически для всех указанных типов ФЭУ требуется отбор. Заметим, что лавинные фотодиоды [23] с  $Y = 80\text{--}90\%$  лучше подходят для этих целей, чем ФЭУ. Важно также, чтобы неоднородность квантовой чувствительности по рабочей области используемых ФЭУ не превышала 20–30%. В противном случае нужно использовать световоды-миксеры света для увеличения области засветки на фотокатоде.

Поскольку все остальные элементы применения этих ФЭУ в прототипе детектора во многом аналогичны друг другу, рассмотрение будем проводить на примере использования в детекторе ФЭУ-110.

### 1.4. Выбор схемы питания ФЭУ

Для создания стабильной схемы питания ФЭУ, способной работать в условиях высоких нагрузок, широкое распространение получили несколько методов стабилизации потенциалов диодной системы. Так, в лабораторных условиях при использовании пассивных делителей высокого напряжения для стабилизации последних диодов часто используются дополнительные высокоточные источники напряжения. Возможно использование и активных делителей, где для питания последних диодных промежутков используются диоды Зеннера [26] или транзисторы с высоким коэффициентом усиления по току [27].

В последнее время широкое распространение получили схемы питания на основе умножителя напряжения Кокрофт-Валтона (Cockroft-Walton) [28], что связано как с быстрым развитием необходимой элементной базы, так и с определенными достоинствами этой схемы: малая потребляемая мощность при высоких средних диодных токах, низковольтное питание ( $\pm 12\text{ В}$ ), возможность индивидуальной регулировки усиления и т.д.

Блок-схема питания ФЭУ-110 в детекторе показана на **рис. 6**. Схема состоит из диодно-емкостного умножителя напряжения и устройства управления, которое позволяет регулировать напряжение в интервале от 1 до 2 кВ. Стабильность высоковольтного

напряжения питания на ФЭУ составляет  $10^{-3}$ . Умножитель напряжения и электроника регистрации находятся внутри светоизолированного корпуса детектора. На нижней крышке корпуса находятся разъемы для подачи низковольтного напряжения питания ( $\pm 12$  В), по которым осуществляется вывод сформированных сигналов с прототипа детектора.

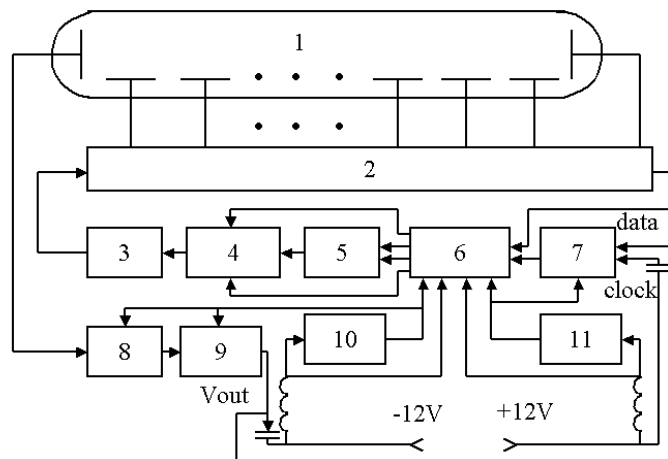


Рис. 6. Блок-схема питания ФЭУ для прототипа детектора нейтронов. 1 — ФЭУ; 2 — диодно-емкостной умножитель напряжения; 3 — повышающий (напряжение) трансформатор; 4 — транзисторные ключи; 5 — задающий генератор; 6 — схема управления; 7 — цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП); 8 — усилитель; 9 — компаратор; 10 — стабилизатор отрицательного напряжения; 11 — стабилизатор положительного напряжения; data — заносимые в ЦАП данные, которые формируют высокое напряжение; clock — тактовая частота, необходимая для занесения данных в ЦАП;  $V_{out}$  — амплитуда выходного импульса с компаратора;  $\pm 12$  В — напряжения питания.

Считается, что ФЭУ работает в линейном режиме, если средний анодный ток ФЭУ  $i$  не превышает 0.1 от тока, текущего через его делитель. Нормированные амплитуды выходных сигналов  $A/A_0$  ( $i = 180$  нА) от помещенного на сцинтиллятор (детектора) источника  $\alpha$ -частиц с интенсивностью  $8 \cdot 10^3$  частиц/с в зависимости от анодного тока  $i$ , величина которого варьировалась подсветкой, для разных схем питания ФЭУ-110 показаны на рис. 7. Так, этот источник  $\alpha$ -частиц создает анодный ток около  $i = 180$  нА при использовании умножительной схемы питания Кокрофт-Валтона. Видно, что схема Кокрофт-Валтона обеспечивает достаточно высокий уровень стабильности выходных сигналов  $A$  и может быть использована при нагрузках анодными токами до  $i = 1$  мА, т.е. эта схема будет способна надежно работать до эквивалентных нагрузок  $5 \cdot 10^8$   $\alpha$ -частиц/с. Для сравнения на рис. 7 показана аналогичная характеристика для пассивного делителя с общим сопротивлением 2 МОм.

Сигналы с анода ФЭУ через быстрый низкошумящий усилитель с коэффициентом усиления 20 поступали на быструю (20 МГц) схему счета событий, которые регистрировались в интервале от 0.5 мкс до 2–3 мс после прохода фронта ШАЛ. Элементы электроники запитывались от напряжения  $\pm 12$  В и были помещены в одном корпусе с умножителем напряжения.

Используемые фотоприемники должны обладать достаточно низким уровнем собственных шумов. К уровню собственных шумов ФЭУ требования значительно повышаются, если при калибровке детектора будут использоваться низкоинтенсивные приземные нейтроны. Для уменьшения уровня собственных шумов от ФЭУ возможна другая схема его питания, когда на анод можно подавать положительное высокое напряжение. В этом случае выходные сигналы с ФЭУ снимаются через разделительную емкость.

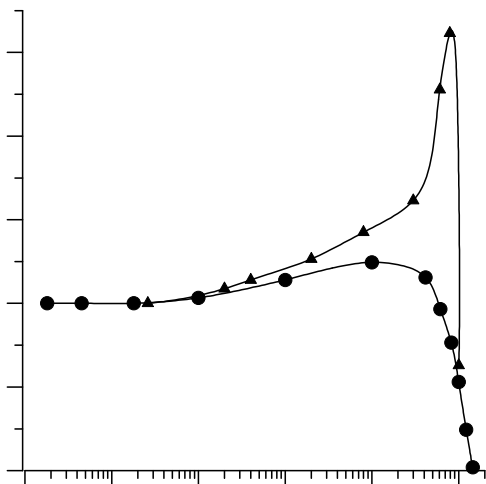


Рис. 7. Зависимости нормированной амплитуды выходного сигнала  $A/A_0$  от величины анодного ФЭУ-110 тока  $i$ . ● — для схемы питания на основе умножителя напряжения Кокрофт-Валтона и ▲ — для пассивного делителя с общим сопротивлением 2 МОм.

## 2. Результаты моделирования на ЭВМ конструкций прототипа детектора нейтронов

Целью моделирования является выявление влияния конструктивных элементов на характеристики прототипа детектора на основе конструкции рис. 2а, что должно оптимизировать работу детектора при регистрации ШАЛ. Определялись зависимости вероятности возникновения реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  (в сцинтилляторе), вызванной первичным нейтроном  $F$ , от характеристик сцинтиллятора, от размеров ПЭ замедлителя, а также влияние дополнительных отражателей. Активная среда детектора задавалась в виде цилиндрического сцинтиллятора СЦ-331 с содержанием природного бора 2% диаметром 70 мм и толщиной  $d = 5$  мм. Перед сцинтиллятором располагался замедлитель из ПЭ, за сцинтиллятором располагался световод из ПММА, являющийся одновременно отражателем нейтронов. Вся эта конструкция размещалась в ПЭ трубе диаметром 110 мм с толщиной стенок 10 мм, которые выполняли роль бокового отражателя нейтронов.

Также были проведены аналогичные расчеты для плоского полубесконечного детектора нейтронов, позволяющие получить верхние оценки для вероятности возникновения реакции в детекторе при заданных характеристиках сцинтиллятора. Расчеты проводились с использованием программ РОЗ-6.5 [29] и КАСКАД-С-2.0 [30], реализующих метод дискретных ординат для расчета переноса излучения в одно- и двухмерной геометрии соответственно.

Сечения взаимодействия нейтронов готовились константной системой CONSYST [31]. Данные по сечению реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  подготовлены с использованием файлов ENDF/B [32]. Расчеты проводились в 299-групповом приближении с учетом (термолизационных) матриц рассеяния.

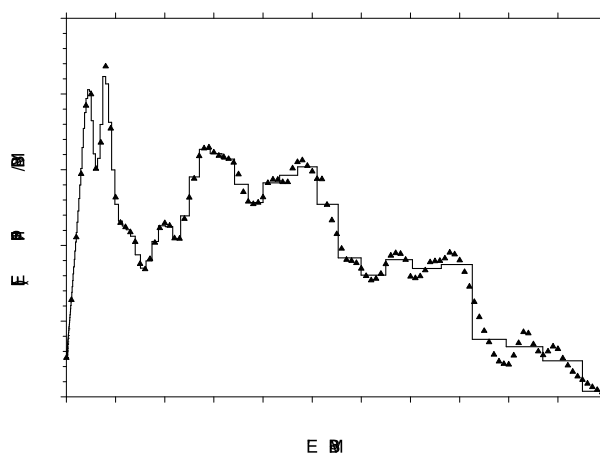


Рис. 8. Энергетический спектр нейтронов Pu–Be источника. Пунктирная кривая — аппроксимация реального спектра, использованная в расчетах.

На переднюю поверхность детектора падал плоский однородный в пространстве перпендикулярно направленный поток быстрых нейтронов. В расчетах в качестве его спектра использовался энергетический спектр Pu–Be источника [33]. Используемый спектр в 299-групповом приближении показан на **рис. 8** в сравнении с исходным. Заметим, что выбор такого спектра определялся как его близостью к реально ожидаемому спектру испарительных нейтронов, так и доступностью Pu–Be источника при проведении тестовых исследований в лабораторных условиях. Для оценки эффективности детектора рассчитывалось количество реакций  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  замедленного нейтрона с природным бором в объеме сцинтиллятора на один падающий нейтрон, которое определяется следующим функционалом  $F$  от поля нейтронов:

$$F = \int_0^{E_{max}} \int_V \Phi(E, \vec{r}) \sigma(E) d^3\vec{r} dE, \quad (4)$$

где  $E$  — энергия нейтрона;  $\Phi(E, \vec{r})$  — пространственно-энергетическая плотность потока нейтронов;  $\sigma(E)$  — сечение реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Интегрирование проводилось во всем диапазоне энергий по всему объему детектора  $V$ .

Результаты расчетов  $F$  в зависимости от толщины замедлителя  $T_3$  (содержание бора в сцинтилляторе показано в виде процентов над кривыми) приведены на **рис. 9а**. Для всех представленных результатов толщина сцинтиллятора составляла  $d = 5$  мм, диаметр 7 см. Расчеты проводились для трех вариантов конструкции детектора **рис. 2а**: замедлитель + сцинтиллятор (штрих-пунктирные линии); замедлитель + сцинтиллятор + световод толщиной 1 см (штриховые линии); замедлитель + сцинтиллятор + световод толщиной 1 см, окруженный слоем ПЭ толщиной 1 см (сплошные линии). Из представленных на **рис. 9а** данных видно, что максимальные значения  $F$  для всех рассматриваемых вариантов детектора достигаются при толщине замедлителя  $4 \leq T_3 \leq 5$  см, при этом различие  $F$  в



указанном диапазоне толщин не превышает 3%. Точками на рис. 9а показаны зависимости  $F$  от толщины замедлителя  $T_3$  для полубесконечного детектора состоящего из замедлителя и сцинтиллятора. Из расчетов видно, что значения  $F$  для этого случая несколько выше предыдущих вариантов и они могут служить оценкой максимально возможной эффективности детектора для выбранных параметров сцинтиллятора.

На рис. 9б. представлены расчеты  $F$  в зависимости от толщины сцинтиллятора  $d$  и содержания бора  $K$ . Толщина сцинтиллятора задавалась 1, 3 и 7 мм. Расчеты проводились аналогично предыдущему для трех вариантов конструкции детектора рис. 2а.

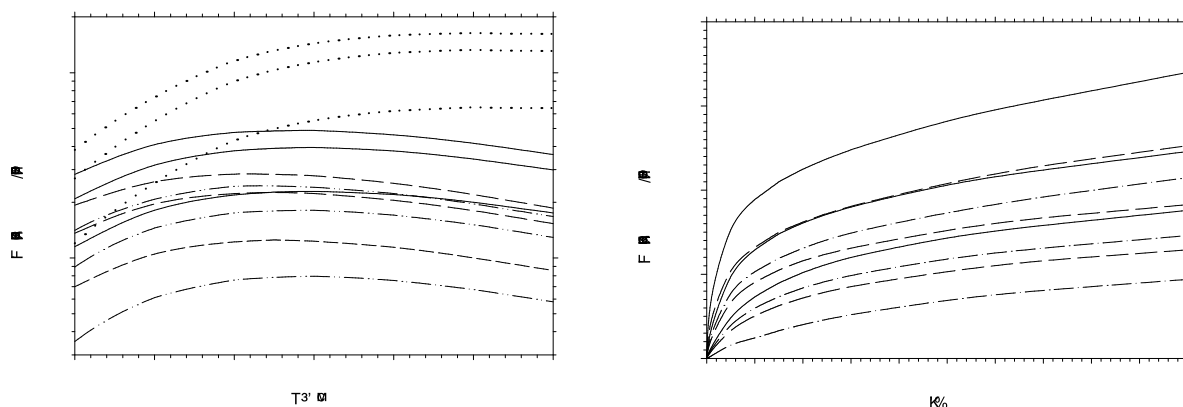


Рис. 9. Результаты расчетов характеристик детектора. (а) зависимости  $F$  от толщины замедлителя  $T_3$  (и концентрации бора (в %) в сцинтилляторе); (б) зависимость  $F$  от концентрации в нем бора  $K$  (и толщины сцинтиллятора (в миллиметрах)).

Из представленных на рис. 9б. данных видно, что рост  $F$  начинает быстро замедляться с увеличением концентрации бора  $K \geq 3\%$ . Это объясняется тем, что с увеличением  $K$  поток замедленных нейтронов в объеме сцинтиллятора быстро падает, и основное количество реакций происходит вблизи поверхности сцинтиллятора.

Аналогичная картина наблюдается и при увеличении толщины сцинтиллятора  $d$ . В то же время использование в конструкции детектора дополнительных бокового отражателя и световода-отражателя нейтронов приводит к значительному (до двух раз) увеличению  $F$  при тех же параметрах сцинтиллятора, что связано с уменьшением утечки нейтронов (до 80 %) через боковую и заднюю поверхности детектора.

Расчеты показывают, что времена появления замедленных нейтронов от момента попадания в замедлитель быстрых нейтронов задержаны, и эта задержка составляет около 0.5 мкс. На основе этих расчетов были выбраны размеры конструктивных элементов прототипа детектора на основе конструкции рис. 2а: оптимальная толщина ПЭ замедлителя ( $\geq 5$  см), толщина световода-отражателя нейтронов на основе ПММА (достаточно взять около 1 см) и концентрация природного бора в сцинтилляторе (минимальная концентрация составляет около 2%).

Заметим, что расчеты проводились только для потоков нейтронов. В реальных условиях эксплуатация детекторов нейтронов будет проводиться в смешанных потоках из нейтронов и  $\gamma$ -квантов, собственных шумов от фотоприемника и др., что требует измерений характеристик детектора в условиях, близких к условиям проведения эксперимента.

### 3. Результаты измерений

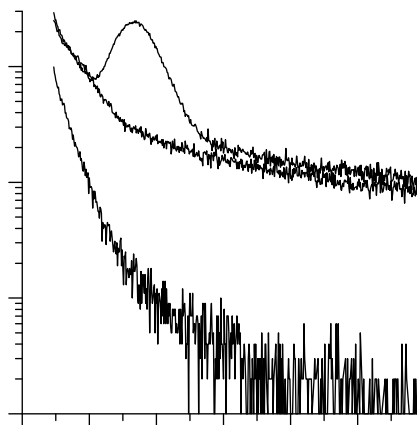
#### 3.1. Измерение характеристик от Pu-Be источника

Аттестация детектора нейтронов была проведена на конструкции близкой к рис. 2а, в которой отсутствовал световод-отражатель нейтронов. Для регистрации света используются серийный ФЭУ-110 с квантовой чувствительностью  $Y = 12\%$  (на длине волны 410 нм) и борсодержащий литьевого сцинтиллятор СЦ-331 толщиной 5 мм, который был непосредственно приклеен к фотокатоду ФЭУ. Характеристики детектора определялись при регистрации (потоков) замедленных нейтронов. Для этого использовался Pu-Be источник [29] с точно определенной интенсивностью  $5.35 \cdot 10^5$  Бк. Источник находился вблизи замедлителя из полиэтилена толщиной 5 см.

На рис. 10 показаны результаты измерений вкладов в амплитудный спектр от реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  от различных элементов конструкции детектора: от борсодержащего сцинтиллятора СЦ-331, от обычного сцинтиллятора СЦ-301 с аналогичными размерами и вклады в амплитудное распределение актов взаимодействий  $\gamma$ -квантов и нейтронов со входным окном ФЭУ + собственный шум ФЭУ (3). Измерения показали, что в пике амплитуд от нейтронов среднее ее значение находится в  $A = 164$  канале,  $\delta = 0.16$  и определенное по формуле (1)  $Z = 50$  ф.э. Разброс амплитуд выходного сигнала по рабочей области фотокатода привел к некоторому увеличению  $\delta$ , т.е. к понижению  $Z$  по сравнению с тем уровнем, который можно было ожидать для  $Y = 12\%$  этого ФЭУ. Все спектры были набраны на одинаковое время 5 мин.

Заметим, что интенсивность фоновых  $\gamma$ -квантов от Pu-Be источника была достаточно высока, поэтому детектор экранировался от них 5 см Pb. Сравнение набранных значений  $N$  для кривых (1) и (2) в области амплитуд  $A \geq 400$  канала показывает, что в этих измерениях 478 кэВ  $\gamma$ -кванты от реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  дают в сцинтилляторе с  $d = 5$  мм дополнительный фон около 23%. Основной вклад в уровень фона под пик от нейтронов рис. 10 вносит кривая (3). Полученные результаты показывают важность процедуры подбора ФЭУ для детектора.

Рис. 10. Формы спектров амплитуд при взаимодействии замедленных нейтронов с элементами конструкции детектора. 1 — спектр от борсодержащего сцинтиллятора СЦ-331, расположенного на ФЭУ-110; 2 — спектр от обычного (без бора) сцинтиллятора СЦ-301 на ФЭУ-110; 3 — спектр от входного окна (и собственных шумов) ФЭУ-110.



На **рис. 11** показаны зависимости числа зарегистрированных (из потока) замедленных нейтронов  $N$  и числа фоновых событий  $N_b$  (которые определялись в интервале  $\pm 3\sigma$  относительно среднего значения для пика от нейтронов) от толщины сцинтиллятора  $d$ . Точность измерений составляла около 3%. Использование борсодержащего ПС сцинтиллятора создает некоторый уровень фоновых событий. Уровень фона определяется взаимодействием фоновых  $\gamma$ -квантов от Pu-Be источника со сцинтиллятором и входным окном ФЭУ, взаимодействиями 478 кэВ  $\gamma$ -квантов от реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  с собственным сцинтиллятором и др. Собственные шумы ФЭУ вносят вклад в области малых амплитуд. Видно, что уровень фона возрастает приблизительно линейно на малых толщинах с увеличением  $d$ .

Зависимость числа зарегистрированных нейтронов  $N$  от его толщины  $d$  достаточно точно определяется выражением

$$N = N_{max}[1 - \exp(-\alpha d)], \quad (5)$$

где  $N_{max}$  — максимально возможное число нейтронов, которое можно зарегистрировать (от используемого источника нейтронов) этим типом сцинтиллятора при условии предельно большой его толщины  $d$ ;  $\alpha$  — некоторая константа (которая линейно зависит от концентрации бора  $K$  в сцинтилляторе). Время набора статистики составляло 5 мин. Точность измерений  $N$  составляла около 3 %.

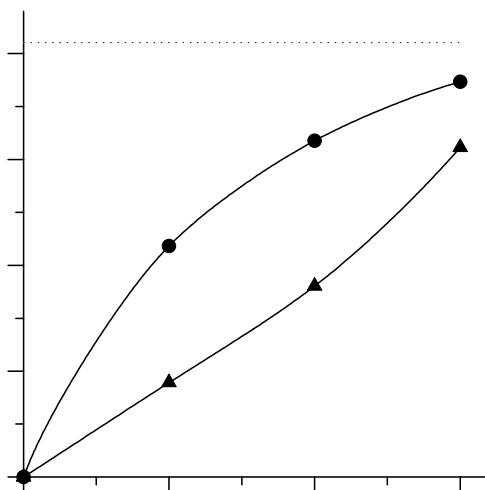


Рис. 11. Зависимости числа зарегистрированных нейтронов  $N$  (●) и числа фоновых событий  $N_b$  (▲) от толщины  $d$  сцинтиллятора СЦ-331. Пунктирная линия — значение  $N_{max}$ , полученное при фитировании экспериментальных результатов формулой (5).

Фитирование экспериментальных результатов уравнением (5) позволяет определить значения  $\alpha$  и  $N_{max}$ , которые составляют  $\alpha = 0.151$  и  $N_{max} = 2.06 \cdot 10^5$  (число соб.) соответственно, а также  $N/N_{max} = 0.53$  для  $d = 5$  мм и  $K = 3\%$ . Заметим, что в реальной

конструкции детектора рис. 2а (со световодом-отражателем нейтронов) значения  $N/N_{max}$  будут выше 0.53, так как благодаря световоду-отражателю нейтронов поток замедленных нейтронов многократно проходит через борсодержащий сцинтиллятор.

Измерения показывают, что для обеспечения минимального вклада фоновых событий  $N_b$  в результаты измерений (т.е. минимум отношения  $N_b/N$ ) толщину сцинтиллятора следует выбирать из интервала  $d \leq 3$  мм. Однако при уменьшении рабочей толщины  $d$  сцинтиллятора важно сохранять в детекторе желаемый уровень  $N/N_{max}$  (или в соответствии с (5) эквивалентное произведение  $\alpha \cdot d$ ), который следует в разумных пределах приближать к 1. Для сохранения желаемого уровня для  $\alpha \cdot d = \text{const}$  величины  $\alpha$ , а следовательно, и  $K$ , должны пропорционально увеличиваться при использовании сцинтилляторов с меньшими значениями  $d$ . Естественными ограничителями для роста  $K$  являются вместимость ПС-матрицы сцинтиллятора для борсодержащей добавки и эффект падения световых выходов (с ростом  $K$ ). К настоящему моменту получено подтверждение стабильной работы сцинтилляторов с  $K \leq 6\%$ .

Были измерены вероятности регистрации первичного быстрого нейтрона и чувствительность детектора в поле Pu-Be источника с точно определенной интенсивностью при перпендикулярном падении нейтронов к внешней поверхности замедлителя (см. рис. 2а). Измерения производились в открытой геометрии на высоте около 6 м от бетонного пола. Измерялось число импульсов в спектре амплитуд от детектора в области под нейтронным пиком к общему числу нейтронов (от Pu-Be источника), попавших на внешнюю крышку. Измеренная вероятность регистрации быстрых первичных нейтронов детектором составляет  $F \cdot \eta = 0.95\%$  с учетом того, что в нашем случае  $\eta = 1$ .

Для измерения потоков быстрых нейтронов используется другая характеристика — чувствительность детектора, в которой учитываются размеры его замедлителя ( $S = 95 \text{ см}^2$ ), и она оказалась равной около 0.90 импульса·см<sup>2</sup>/нейтрон. Статистическая точность измерений составляла около 10%. Измеренное значение вероятности регистрации детектором быстрых нейтронов  $F$  оказалось меньше его расчетных значений примерно в два раза, что связано как со сделанными нами приближениями в ходе расчетов, так и с наличием неконтролируемых факторов (бетонного пола и др.) при измерении этой величины.

### 3.2. Испытание прототипа детектора нейтронов в условиях Тянь-Шанской высокогорной станции

Опытный образец нейтронного сцинтилляционного счетчика испытывался в реальных условиях работы на Тянь-Шанской высокогорной станции космических лучей (3340 м выше уровня моря). Осенью 2003 г. счетчик был установлен внутри нейтронного супермонитора 18НМ64 [8], и были получены амплитудные спектры его импульсов при работе в двух режимах: (1) простого мониторинга космических частиц и (2) в условиях стробирования ливневым триггером, который вырабатывался при прохождении ствола ШАЛ через монитор.

На рис. 12а–12б показана часть амплитудного спектра выходных сигналов в области нейтронного пика при работе счетчика в режиме регистрации всех прошедших через него космических частиц. На фоне широкого фонового спектра хорошо виден пик от нейтронов, среднее значение которого находится в 231-м канале и среднеквадратичное отклонение для которого составляет  $\sigma_1 = 36$  каналов. Суммарная интенсивность импуль-

сов под нейтронным пиком составляет около  $0.34 \text{ с}^{-1}$ . Ошибка измерения интенсивности составляет не более 10%.

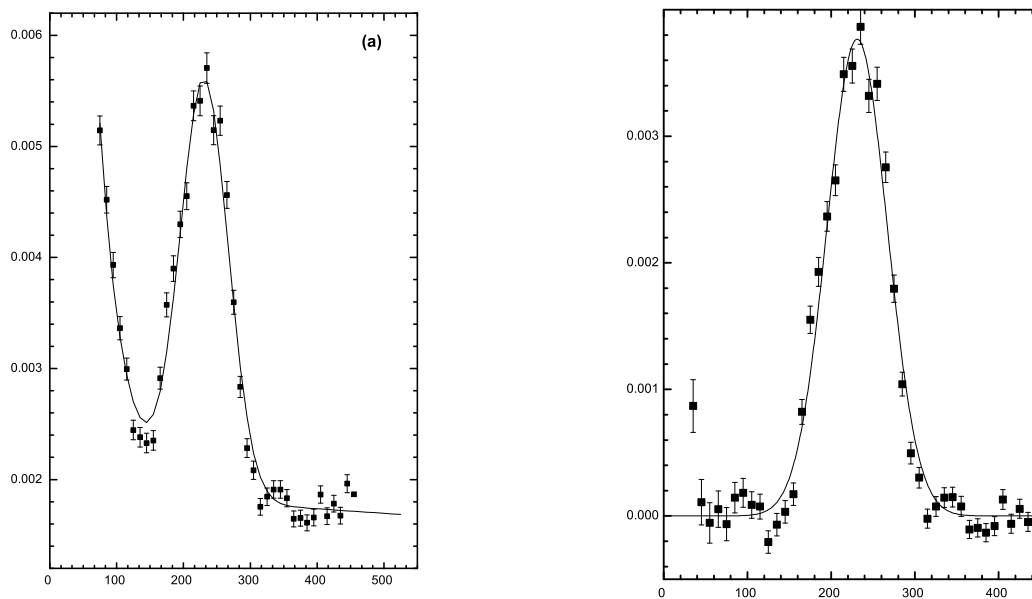


Рис. 12. Амплитудный спектр нейтронного счетчика в режиме регистрации всех частиц, прошедших через детектор (простого мониторинга): (а) суммарный спектр; (б) спектр после вычитания фона. Гладкие кривые — результаты фитирования нейтронного пика распределением Гаусса.

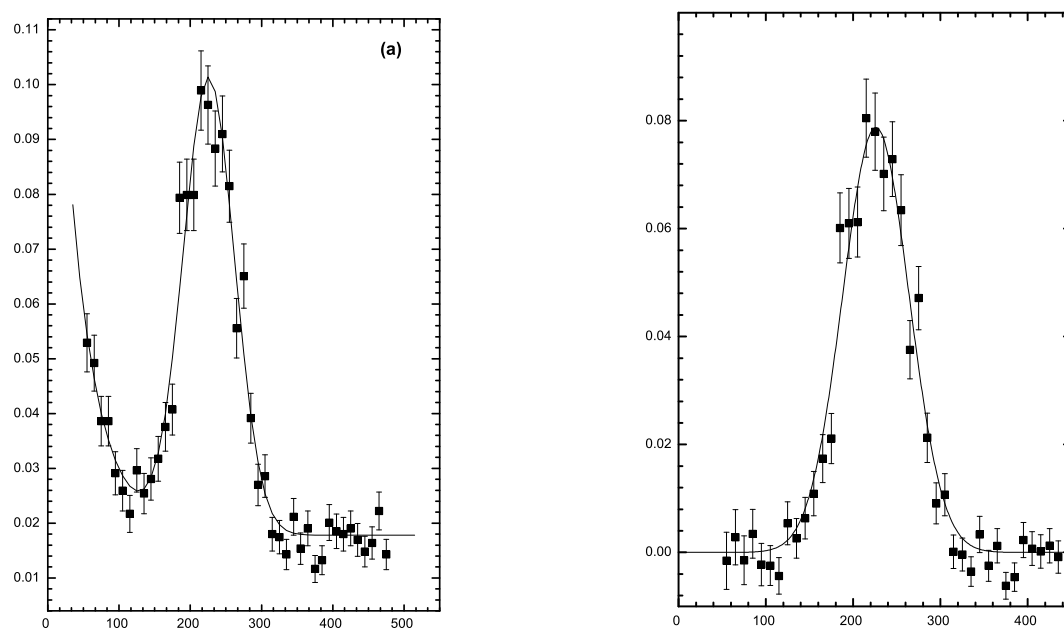


Рис. 13. Амплитудный спектр нейтронного счетчика при запуске установки ливневым триггером: (а) суммарный спектр; (б) спектр после вычитания фона. Гладкие кривые — результаты фитирования нейтронного пика распределением Гаусса.

На рис. 13а–13б изображена часть спектра выходных сигналов (около положения пика от нейтронов) от детектора при запуске регистрации триггером от прохождения фронта ШАЛ. Импульсы нейтронного счетчика анализировались во временном интервале от 10 мкс до 1.5 мс после прихода ливневого триггера. При работе в таком режиме хорошо виден пик от нейтронов, среднее значение которого находится в 226-м канале при среднеквадратичном отклонении  $\sigma_1 = 38$  каналов. Как и ожидалось, интенсивность срабатываний детектора в таких событиях (площадь под нейтронным пиком) оказалась заметно выше предыдущей и составляет около  $7.5 \text{ с}^{-1}$ . Проведенные исследования показали полную адекватность характеристик прототипа детектора для условий его работы на Тянь-Шанской высокогорной станции.

## Заключение

Получено подтверждение принципиальной возможности создания детекторов нейтронов на основе борсодержащего полистирольного литьевого сцинтиллятора СЦ-331 для конструкций, представленных на рис. 2а–2в и рис. 4.

Проведенный анализ основных характеристик для макетов этих детекторов показал, что создание детекторов нейтронов с большой эффективной рабочей площадью возможно на основе конструкции рис. 2в, в которой используются спектросмещающие волокна и фотоприемники с высокой квантовой чувствительностью (около 80–90%) в длинноволновой области спектра (т.е. лавинных фотодиодов и др.). Для создания детектора нейтронов со средними значениями эффективной рабочей площади и съемом света на ФЭУ может быть использована конструкция рис. 2б.

Для создания быстрого детектора нейтронов с относительно небольшой эффективной рабочей площадью, способного надежно работать в условиях высоких нагрузок, наиболее оптимальной оказалась конструкция детектора рис. 2а со съемом света на ФЭУ.

При использовании в пластических сцинтилляторах  ${}^6\text{Li}$  (вместо  ${}^{10}\text{B}$ ) энергосодержание от реакций регистрации нейтронов увеличивается почти в три раза. В этом случае станет возможным дальнейшее увеличение рабочей длины сцинтилляторов в конструкциях детекторов рис. 2б–2в.

Измерения характеристик прототипа детектора показали, что вероятность регистрации детектором быстрых нейтронов от Pu-Be источника составляет около 0.95%. Детектор обеспечивает 20%-ную стабильность выходных сигналов при протекании через ФЭУ анодных токов до 1 мА.

Проведенные исследования показали полную адекватность характеристик прототипа детектора нейтронов для условий его работы на Тянь-Шанской астрофизической станции.

Борсодержащий литьевого сцинтиллятор СЦ-331 может быть использован при создании адронных калориметров в физике высоких энергий. Детекторы на основе конструкций рис. 2а–2б могут быть использованы как в дозиметрии нейтронного излучения, так и при проведении различных геологических, геофизических и сейсмологических работ. Заметим, что прототип быстрого детектора нейтронов способен обеспечить работоспособность системам контроля в случаях кратковременного значительного увеличения потоков нейтронов, а поэтому они могут быть использованы при мониторинге мест хранения отработанного ядерного топлива.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ *N* 01-02-16725а и *N* 02-02-17047. Авторы выражают благодарность департаменту атомной науки и техники Минатома России за финансовую поддержку и постоянное внимание к данной работе и сотруднику ИФВЭ А.С.Соловьеву за помощь в работе.

### Список литературы

- [1] Hatton C.J. Progress in Elem. Phys. Particl. and Cosmic Ray Phys. 1971, vol. 10, p.3.
- [2] Дорман Л.И. “Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей.” – М.: Наука, 1975.
- [3] Hatton C.J., Carmichel H. // Can.J. of Physics. 1964, vol. 42, p. 2443.
- [4] Данилова Т.В., Денисов Е.В., Никольский С.И. // ЖЭТФ. 1964, т. 46, N5, с. 1561.
- [5] Boehm E. – In: Proc. 11th ICRC, Budapest, 1969, vol.8, p.487.
- [6] Мигунов В.М., Скрипин Г.В. “Широкие атмосферные ливни.” Якутск, 1987, с.99.
- [7] Антонова В.П., Жданов Г.Б., Нестерова Н.М. и др. Краткие сообщения по физике. – ФИАН, 1997, N 11,12, с.60.
- [8] Antonova V.P., Chubenko A.P., Kryukov S. V. et al.// J.Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2002, vol. 28, p. 251.
- [9] Stenkin Yu.V., Bakatanov V.N., Smirnov D.V. et al. Study of Neutron Bursts with Baksan Array. – In: Proc. of 27 th ICRC, Hamburg, 2001, p. 1449.
- [10] Chubenko A.P., A.L.Shepetov A.L., Antonova V.P. et al. – In: Proc. of 28th ICRC 2003, Tsukuba, p.69.
- [11] Wilczynski H. for JACEE Collab., Nucl.Phys.B (Proc.Suppl.) 52 B,81, 1997.
- [12] Jones L.W.// Nucl.Phys.B,(Proc.Suppl.) 52 B, 103, 1997.
- [13] Borisov A.S., Guseva Z.M., Denisova V.G. et al. // Nucl.Phys.B, (Proc.Suppl.), 1997, vol. 52B, p.185.
- [14] Борисов А.С., Гусева З.М., Денисова В.Г. и др. // Изв. АН СССР, сер.физ. 1985, т. 49, с. 1285.
- [15] Данилова Т.В., Дунаевский А.М., Ерлыкин А.Д. и др. // Изв. АН Армянской ССР, 1982, т. 17, N3-4, с. 129.
- [16] Беркурц К., Виртц К. “Нейтронная физика.” – М.: Атомиздат. 1968.
- [17] Негина В.П., Попов В.Н., Назаров В.В. // ПТЭ, 1980, N5, с.60.
- [18] Бритвич И.Г., Васильченко В.Г., Кириченко В.Н. и др. // ПТЭ, 2002, N5, с.66.
- [19] Table of isotopes. Seventh edition. Eds. C.M.Lederer, S.V.Shirley. A Willey- Interscience Publication, New-York, USA, 1978.

- [20] McLane V., Dunford C.L., Rose Ph.F. “Neutron cross sections”, vol.2, Academic Press publication LTd, London, 1988.
- [21] Ляпидевский В.К., Рязанов М.И. // ЖТФ. 2000. Т. 70, N7. с. 136.
- [22] Catalog of KURARAY corporation LTD. Chuo-ku, Tokio, Japan, 1997.
- [23] Okusawa T., Sasayama Y., Yamasaki M, Yoshida T. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res., Sect. A, 2000, vol. 440, p. 348.
- [24] Keil G. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res., Sect. A, 1970, vol. 89, p. 111.
- [25] Philips Data Handbook. Electron tubes. Book T9, Eindhoven, The Netherlands, 1987.
- [26] Yen Yi-Fen, Bowman J.D., Bolton R.D. et al. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res., Sect. A, 2000, vol. 447, p. 476.
- [27] Catalog of Hamamatsu Photonics K. Hamamatsu City, Japan 1997.
- [28] Cockroft J.D., Walton E.T.S. // Proc. Roy. Soc. (London) A, 1932, P. 619.
- [29] Волощенко А.М. Дубинин А.А. “РОЗ-6.5 — программа для решения уравнений переноса нейтронов, фотонов и заряженного излучения методом дискретных ординат в одномерных геометриях. Инструкция для пользователя.” Отчет ИПМ им. М.В.Келдыша РАН N 7-6-98, Москва, 1998.
- [30] Волощенко А.М. Швецов А.В. “КАСКАД-С-2.0 — программа для решения уравнений переноса нейтронов, фотонов и заряженного излучения методом дискретных ординат в двумерных геометриях. Инструкция для пользователя.” Отчет ИПМ им. М.В.Келдыша РАН N 7-2-2000, Москва, 2000.
- [31] Николаев М.Н., Мантуров Г.Н., Цибуля А.М., Поляков А.Ю. “Комплекс программ CONSYST/ABVN — подготовка констант БНАБ к расчетам реакторов и защиты.” Отчет ГНЦ РФ ФЭИ, N 9865, Обнинск, 1998.
- [32] Preprint BNL-NCS-44945 Rev 2/97 Brookheaven, USA, 1997.
- [33] Vega-Carrillo H.R., Manzanares-Acuna E., Becerra-Ferreiro A.M., Carrillo-Nunez A. Appl. Radiation and Isotopes, 2002, vol. 57, N2, p. 167.

*Рукопись поступила 19 февраля 2004 г.*



Г.И. Бритвич, В.Г. Васильченко, Ю.В. Гилицкий и др.  
Прототип детектора нейтронов на основе борсодержащего пластического сцинтиллятора.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТЭХ**.  
Редактор Н.В. Ежела. Технический редактор И.В. Кожина

---

Подписано к печати 20.02.2004. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.  
Печ.л. 2.75. Уч.-изд.л. 2,2. Тираж 130. Заказ 238. Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

