

## ГЕТЕРОГЕННЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ДИСКРИМИНАЦИЕЙ ГАММА-ФОНА

Ю.И. Чернухин\*, А.А. Юдов\*\*, С.И. Стрельцов\*\*

\* Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

456776, Челябинская область, г. Снежинск, ул. Комсомольская, 8.

\*\* ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина».

456770, Снежинск, Челябинская область, ул. Васильева, 13, а/я. 245.



Нейтронные детекторы широко используются в работах по контролю сохранности и несанкционированного провоза ядерных и радиоактивных материалов. Особенностью таких работ является необходимость проведения измерений потоков нейтронного излучения контролируемых объектов близких к значениям фоновых потоков. Рассматривается возможность улучшения характеристик многослойного детектора нейтронов с оптоволоконными сенсорами на основе литий-силикатного ( ${}^6\text{Li}$ ) стекла за счет замены в нем слоев из полиэтилена на водородосодержащие слои из сцинтиллирующей пластмассы. Комбинация двух типов датчиков, чувствительных к нейтронам, позволяет организовать двухступенчатую дискриминацию гамма-фона по амплитудному и временному критериям при измерениях в смешанных  $n$ - $\gamma$ -полях. Представленный в статье гетерогенный сцинтилляционный детектор обладает значительно более высоким коэффициентом дискриминации гамма-фона, чем у существующих образцов многослойных детекторов нейтронов при сохранении сравнительно высокой эффективности регистрации нейтронов, характерной для них.

**Ключевые слова:** гетерогенный сцинтилляционный детектор, многослойный детектор нейтронов, дискриминация  $\gamma$ -фона, оптоволоконные сенсоры на основе лития.

Нейтронные детекторы широко используются в работах по контролю за сохранностью и несанкционированным провозом ядерных и радиоактивных материалов (ЯРМ), что является одной из основных задач в проблеме обеспечения нераспространения ЯРМ. Особенностью таких работ является необходимость проведения измерений плотностей потоков нейтронного излучения контролируемых объектов, близких к значениям фоновых или даже менее фоновых плотностей потоков излучений нейтронов ( $n$ ) и  $\gamma$ -квантов, которые для естественных условий вблизи поверхности Земли составляют [1 – 3]

$\Phi_{т,ф} \sim (1,1 - 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$  – для тепловых нейтронов с энергиями  $E_n < 0,4 \text{ эВ}$ ;

$\Phi_{п,ф} \sim (1,9 - 2,9) \cdot 10^{-3} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$  – для промежуточных нейтронов с  $E_n \sim (0,4 - 10^5) \text{ эВ}$ ;

$\Phi_{б,ф} \sim (2,9 - 3,2) \cdot 10^{-3} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$  – для быстрых нейтронов с  $E_n \sim (0,1 - 10) \text{ МэВ}$ ;

$\Phi_\gamma \sim 5 - 10 \text{ кв/см}^2 \cdot \text{с}$  – для  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma \sim 1 \text{ МэВ}$ .

© Ю.И. Чернухин, А.А. Юдов, С.И. Стрельцов, 2015

Из этих данных следуют основные требования к детекторам быстрых нейтронов для указанных выше целей.

- Высокая чувствительность. Так, чтобы скорость счета детектора при регистрации эффекта с плотностью потока быстрых нейтронов  $\Phi_3 \sim \Phi_{6,ф}$  составляла  $\sim 0,5 \text{ с}^{-1}$ , его чувствительность  $S$  должна быть  $\sim 170 \text{ см}^2/\text{н}$ .

- Высокий коэффициент дискриминации  $\gamma$ -квантов. Чтобы естественным  $\gamma$ -фоном при регистрации быстрых нейтронов с плотностью потока  $\Phi_3 \sim \Phi_{6,ф}$  можно было пренебречь, этот коэффициент должен быть  $K\gamma > 3 \cdot 10^4$ ; при наличии дополнительных источников  $\gamma$ -фона его величина должна быть еще больше.

- Возможность работы в спектрометрическом режиме для идентификации контролируемых источников быстрых нейтронов и снижения влияния п-фона на результаты измерений в выделенных энергетических интервалах.

В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяет разработанный в Тихоокеанской Северо-Западной национальной лаборатории (ТСЗНЛ) США широкоапертурный многослойный детектор нейтронов (МДН) [4, 5], который представляет собой совокупность попарно чередующихся слоев из полиэтилена толщиной  $\sim 1 - 2 \text{ см}$  и сенсорных слоев с эффективной толщиной  $\Delta \sim 0,014 \text{ см}$  из сцинтиллирующего оптоволокна ( $\varnothing \sim 120 \text{ мкм}$ ) на основе литий-силикатного стекла (с повышенным содержанием изотопа  ${}^6\text{Li}$ ), активированного церием ( $\text{Ce}^{3+}$ ) с характерным временем высвечивания квантов  $\sim 40 - 60 \text{ нс}$  в синем диапазоне с длиной волны  $\sim 470 \text{ нм}$ . Физическая схема детектора ТСЗНЛ [6, 7] приведена на рис. 1.

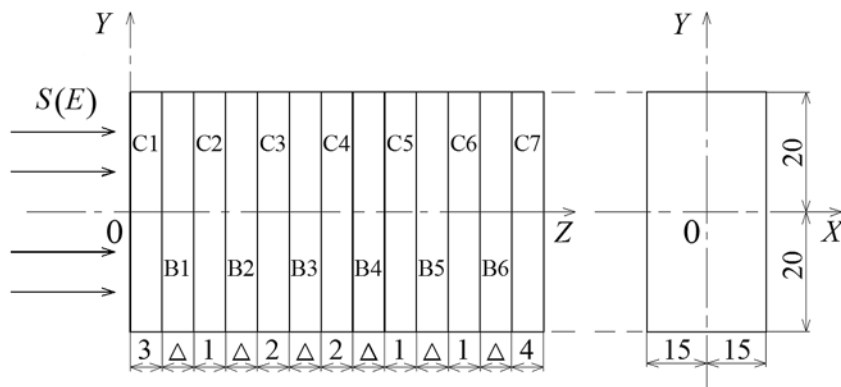


Рис. 1. Физическая схема МДН [6, 7]:  $C_i, i = 1, 2, \dots, 7$  – слои полиэтилена ( $\text{CH}_2, \rho = 0,96 \text{ г/см}^3$ );  $B_i, i = 1, 2, \dots, 6$  – слои сцинтиллирующего оптоволокна, активированного изотопом  ${}^6\text{Li}$  ( $\text{Si}_{1,0} \text{O}_{2,58} {}^6\text{Li}_{0,363} {}^7\text{Li}_{0,027}, \rho = 2,58 \text{ г/см}^3, \Delta = 0,014 \text{ см}$ );  $S(E)$  – источник нейтронов ( $\gamma$ -квантов) с энергией  $E$ . Все размеры в сантиметрах

Принцип действия этого детектора основан на замедлении нейтронов в С-слоях до тепловых энергий за счет упругого рассеяния на ядрах водорода с последующим возбуждением в В-слоях экзотермических  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ -реакций ( $Q \sim 4,8 \text{ МэВ}$ ), высокоэнергетические продукты которых ( $\text{T}, \alpha$ ) вызывают в них световые вспышки (сцинтилляции), регистрируемые фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), соединенными со слоями оптоволокна.

Проведенные исследования показали, что суммарная чувствительность по всем сенсорным слоям указанного детектора к нейтронам с энергиями  $0,5 - 10 \text{ МэВ}$  варьируется в диапазоне порядка  $300 - 120 \text{ см}^2/\text{н}$ .

Детектор обладает также чувствительностью к  $\gamma$ -излучению, но из-за большой разницы пробегов быстрых электронов, рождающихся, в основном, при комптоновском взаимодействии  $\gamma$ -квантов с рабочим телом детектора, и тяжелых заряженных частиц реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  в сенсорных слоях амплитуды соответствующих им сигналов существенно различаются (рис. 2), что создает возможность для

дискриминации  $\gamma$ -фона с коэффициентом  $K_\gamma \sim (1 - 8) \cdot 10^3$  [5].

В работах [7, 9, 10] отмечено, что при послышной регистрации сигналов МДН позволяет проводить оценку спектральных характеристик регистрируемых источников нейтронов.

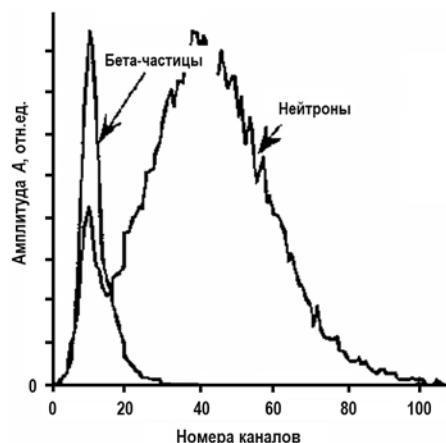


Рис. 2. Амплитудный спектр сигналов при взаимодействии нейтронов и  $\beta$ -частиц ( $^{90}\text{Sr}$ ,  $E_{\beta\text{max}} \sim 0,55\text{МэВ}$ ) со стекловолоконными сенсорами МДН [8]

Улучшение характеристик МДН с оптоволоконными сенсорами на основе литий-силикатного ( $^6\text{Li}$ ) стекла (см. рис. 1) можно достичь за счет замены в нем слоев из полиэтилена на водородосодержащие слои из сцинтиллирующей пластмассы. Такая модификация МДН, далее называемая гетерогенным сцинтилляционным детектором нейтронов (ГСД-п), содержит два вида датчиков, чувствительных к нейтронам: литий-содержащее ( $^6\text{Li}$ ) стекловолокно и органический сцинтиллятор, что открывает возможность организации его работы в режиме многоступенчатой дискриминации  $\gamma$ -фона и, тем самым, достижения более высоких значений коэффициентов  $K_\gamma$ , чем у зарубежных МДН только со стекловолоконными сенсорами.

Для анализа характеристик ГСД-п был проведен цикл расчетов методом Монте-Карло с расчетной моделью детектора (см. рис. 1) при условии, что слои  $C_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) – полистирольный сцинтиллятор ( $\text{CH}_{1,1}$ ,  $\rho = 1,06 \text{ г/см}^3$ ),  $S(E)$  – однородный плоско-параллельный источник  $n$ - $\gamma$ -излучения с энергией  $E$ , а регистрация сигналов детектора ведется суммарно со всех слоев  $B_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ , В-канал) и слоев  $C_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ , С-канал).

В расчетах определялись нормированные на один нейтрон ( $\gamma$ -квант) источника суммарные по слоям В и С зависимости.

- Число реакций  $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  в слоях В при энергиях нейтронов источника  $E_n = 0,1 - 8 \text{ МэВ}$ , которое характеризует эффективность их регистрации в этих слоях –  $\Xi_n^B(E_n)$ .

- Временная зависимость этой величины для мгновенного источника нейтронов при энергиях  $E_n = 1 - 8 \text{ МэВ}$ , нормированная на ее максимальное значение

$$W_n^B(t, E_n) = \Xi_n^B(t, E_n) / \Xi_n^B(E_n). \tag{1}$$

- Энергетическое распределение флюенса нейтронов  $\Phi(E)$  в С-слоях и на его основе – спектр протонов отдачи, образующихся при их упругом рассеянии на ядрах водорода в этих областях, для источников нейтронов с энергиями  $E_n = 0,7 - 8 \text{ МэВ}$

$$\begin{aligned} R(E_p, E_n) &= \sum_{i=1}^6 V_i \int_0^{E_n} \Sigma_H(E') \frac{1}{E'} [\eta(E_p) - \eta(E_p - E')] \Phi_i(E') dE' = \\ &= \sum_{i=1}^6 V_i \int_{E_p}^{E_n} \Sigma_H(E') \frac{\Phi_i(E')}{E'} dE' \end{aligned} \tag{2}$$

и эффективность регистрации нейтронов источника при пороге регистрации протонов отдачи в С-канале  $E_{p,n} = 0,5$  МэВ

$$\mathfrak{A}_n^C(E_n) = \int_{E_{p,n}}^{E_n} R(E_p, E_n) dE_p, \quad (3)$$

где  $\Sigma_H(E')$  – макроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией  $E'$  на ядрах водорода,  $V_i$  – объем слоя  $C_i$ ;  $\eta(E')$  – единичная функция Хевисайда.

• Распределение плотности вероятности поглощения энергии  $\varepsilon$  в В-слоях  $W_\gamma^B(\varepsilon)$  для источников  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma = 0,5 - 10$  МэВ и на его основе – эффективность их регистрации в В-слоях при двух значениях пороговой энергии  $\varepsilon_{n1} = 0,25$  МэВ и  $\varepsilon_{n2} = 0,5$  МэВ:

$$\mathfrak{A}_\gamma^B(E_\gamma, \varepsilon_n) = \int_{\varepsilon_n}^{E_\gamma} W_\gamma^B(\varepsilon, E_\gamma) d\varepsilon. \quad (4)$$

При этом считалось, что акты возникновения протонов отдачи в С-слоях с энергиями  $E_p \geq E_{p,n}$ , потерь энергии  $\gamma$ -квантов с  $\varepsilon \geq \varepsilon_n$  и реакций  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  в В-слоях детектора регистрируются измерительной аппаратурой со 100%-ной вероятностью.

Таблица 1

**Распределение плотности вероятности поглощения энергии  $\gamma$ -квантов в В-слоях ГСД-п**

$\Delta\varepsilon, \text{ МэВ}$	$W_\gamma^B, 10^{-2} 1/\text{МэВ}$				
	0,5	1,0	2,0	4,0	10
0,1 – 0,25	6,20	9,13	12,3	17,2	31,9
0,25 – 0,5	0,32	1,28	2,16	2,92	4,56
0,5 – 0,75	0	0,024	0,16	0,36	0,68
0,75 – 1,0	0	0	0,008	0,04	0,08
1,0 – 1,5	0	0	0	0,002	0,016
> 1,5	0	0	0	0	0

Таблица 2

**Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в В-слоях ГСД-п**

$\varepsilon_n, \text{ МэВ}$	$\mathfrak{A}_\gamma^B, \%$				
	0,5	1,0	2,0	4,0	10
0,25	0,08	0,33	0,58	0,83	1,34
0,5	0	0,006	0,04	0,10	0,20

Таблица 3

**Эффективность регистрации нейтронов в В- и С-слоях ГСД-п**

$E_n, \text{ МэВ В}$	0,1	0,7	1,0	2,0	4,0	6,0	8,0
$\mathfrak{A}_n^B, \%$	21,8	22,3	21,4	17,9	12,6	10,2	7,9
$\mathfrak{A}_n^C, \%$ ( $E_{p,n} = 0,5 \text{ МэВ}$ )	–	24,6	51,0	86,5	94,1	84,1	75,5

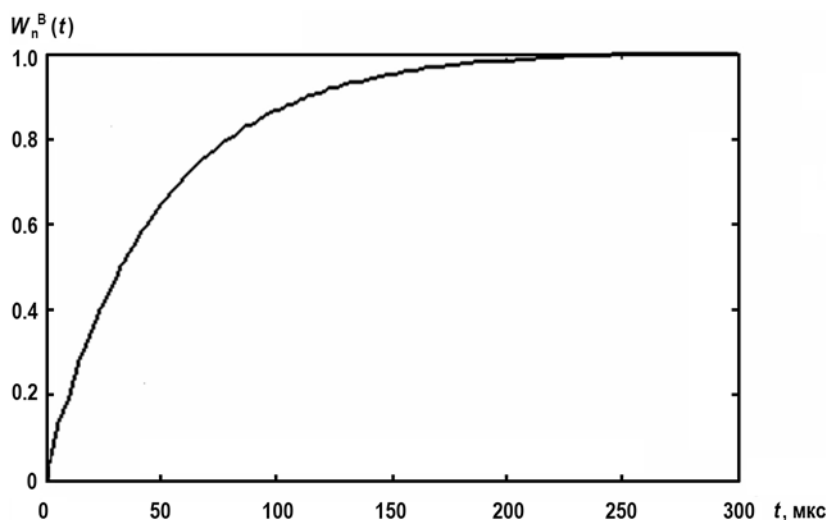


Рис. 3. Временная зависимость эффективности регистрации нейтронов с энергиями  $E_n = 1 - 8$  МэВ в В-канале ГСД-п

Основные результаты проведенных расчетов представлены в табл. 1 – 3 и на рис. 3. Согласно данным табл. 1, максимальная поглощенная энергия в В-слоях рассматриваемой модели ГСД-п в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов источника  $E_\gamma \approx 1 - 10$  МэВ не превышает значения  $\varepsilon_m \sim 1,5$  МэВ, что меньше энергии заряженных частиц реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ , определяющих регистрацию нейтронов в этих слоях,

$$\varepsilon_m \ll Q \sim 4,8 \text{ МэВ.} \quad (5)$$

Это соотношение является основой для значительного уменьшения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в В-канале посредством соответствующего выбора пороговой энергии  $\varepsilon_n$  без существенного влияния на эффективность регистрации нейтронов в этом канале. Из приведенных в табл. 2 данных следует, что при  $\varepsilon_n = 0,5$  МэВ коэффициент дискриминации при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \sim 2$  МэВ в В-канале по отношению к падающему на входное окно ГСД-п  $\gamma$ -поток составляет  $K_\gamma \sim 2,5 \cdot 10^3$ . С уменьшением энергии  $E_\gamma$  величина  $K_\gamma$  возрастает.

Как показал анализ, соотношение (5) является следствием того, что при толщине В-слоев ( $\Delta = 0,014$  см), принятой в ГСД-п, сцинтилляции в них вызываются, в основном, быстрыми электронами, рождающимися при взаимодействии  $\gamma$ -квантов источника с веществом более толстых ( $\sim 1$  см) С-слоев. Отсюда следует, что регистрация как нейтронов, так и  $\gamma$ -квантов в В-слоях ГСД-п является вторичным процессом по отношению к процессу первичного их взаимодействия в С-слоях, т.е. каждому акту регистрации в В-слоях предшествует акт взаимодействия  $\gamma$ -кванта или нейтрона в С-слоях. При регистрации  $\gamma$ -квантов временной интервал между этими событиями  $\tau^{\text{CB}}$  по оценке не превышает 10 нс.

Интервал  $\tau_n^{\text{CB}}$ , соответствующей регистрации быстрых нейтронов, был найден по расчетной зависимости  $W_n^B(t)$ , полученной для рассматриваемой модели ГСД-п при энергиях нейтронов источника  $E_n = 1 - 8$  МэВ и приведенной на рис. 3. В указанном диапазоне она практически не зависит от энергии  $E_n$  и с точностью 5% может быть аппроксимирована функцией

$$W_n^B(t) = 1 - \exp(-t/t_0), \quad t_0 = 46,3 \text{ мкс,} \quad (6)$$

откуда следует  $\tau_n^{\text{CB}} \equiv 200$  мкс, что много больше  $\tau_\gamma^{\text{CB}_{\text{max}}}$ :

$$\tau_n^{\text{CB}} \gg \tau_\gamma^{\text{CB}_{\text{max}}} \quad (7)$$

и обусловлено, в основном, процессами замедления и термализации нейтронов в С-слоях.

Соотношение (7) открывает возможность дискриминации  $\gamma$ -фона по временному критерию при  $n$ -измерениях с применением ГСД-п. Для этого система регистрации детектора должна быть оснащена схемой совпадений сигналов от В- и С-слоев с «окном регистрации», которое в соответствии с рис. 3, целесообразно выбрать равным  $\Delta\tau_{cc} \approx 0,1 - 200$  мкс. При таком выборе обеспечивается близкая к предельной эффективность регистрации быстрых нейтронов и практически полная дискриминация  $\gamma$ -квантов при измерениях в смешанных  $n$ - $\gamma$ -полях. Полученные в расчетах эффективности регистрации нейтронов  $\mathcal{E}_n^B$  и  $\mathcal{E}_n^C$  соответственно в В- и С-каналах измерений ГСД-п представлены в табл. 3, откуда следует, что его эффективность при работе в режиме «совпадений» будет близка к значению  $\mathcal{E}_n^B$  и при энергиях  $E_n \sim 1 - 8$  МэВ составит  $\sim 10\%$ .

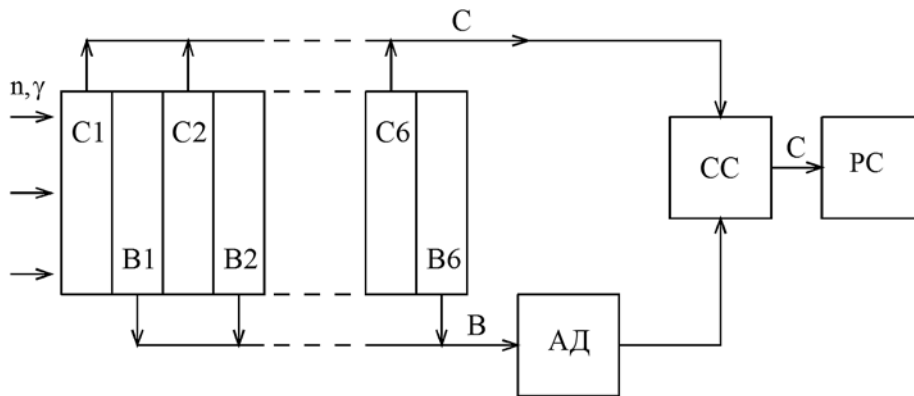


Рис. 4. Схема регистрации сигналов ГСД-п с двумя ступенями дискриминации  $\gamma$ -фона: С – канал регистрации сигналов от С-слоев (из сцинтиллирующей пластмассы); В – канал регистрации сигналов от В-слоев (из  ${}^6\text{Li}$ -содержащего стекловолокна); АД – амплитудный дискриминатор; СС – схема совпадений; РС – регистратор

Блок-схема регистрации сигналов ГСД-п с двумя ступенями дискриминации  $\gamma$ -фона представлена на рис. 4. При регистрации быстрых нейтронов дискриминатор АД в В-канале ГСД-п пропускает сигналы с амплитудой, превышающей пороговое значение  $A_0$ , соответствующее регистрации в нем нейтронов, и не пропускает сигналы, с амплитудами  $A < A_0$ , соответствующие регистрации  $\gamma$ -квантов (первая ступень  $n$ - $\gamma$ -дискриминации по критерию (5)). Пропущенные через дискриминатор сигналы канала В (вторичные по отношению к сигналам канала С) совместно с сигналами канала С (первичными) поступают в схему совпадения СС с «окном регистрации»  $\Delta\tau_{cc}$ , которая при условии, что интервал  $\tau^{CB}$  попадает в «окно регистрации» ( $\tau^{CB} \in \Delta\tau_{cc}$ ), идентифицирует сигналы канала С как вызываемые нейтронами (вторая ступень  $n$ - $\gamma$ -дискриминации по критерию (7)) и направляет их к регистратору РС.

Измерительная система с ГСД-п (см. рис. 4) может работать в режиме нейтронного спектрометра с высокой дискриминацией  $\gamma$ -фона. Для этого в выходном каскаде регистратор РС должен быть заменен на амплитудный анализатор импульсных сигналов С-канала, измеряющий энергетический спектр протонов отдачи  $F(E_p)$  в С-слоях детектора. После чего энергетическое распределение флюенса нейтронов  $\Phi(E)$ , падающих на входное окно детектора площадью  $P$ , определяется соотношением

$$F(E_p) = P \cdot \int_{E_n}^{E_n} R(E_p, E) \cdot \Phi(E) dE, \quad (8)$$

где  $R(E_p, E)$  – функция отклика С-канала спектрометра, нормированная на один нейтрон источника,  $E_m$  – максимальная энергия в спектре нейтронов контролируемого источника.

К недостаткам рассматриваемой измерительной системы с ГСД-п следует отнести необходимость работы в одночастичном режиме регистрации и, как следствие, существенное ограничение ее предельной загрузки. Однако этот недостаток может быть устранен при использовании в качестве С-слоев разрабатываемых в настоящее время новых пластиковых сцинтилляторов, обладающих свойством  $n, \gamma$ -разделения по временной форме импульсов флуоресценции [11]. Применение таких сцинтилляторов в С-слоях ГСД-п позволит не только улучшить быстродействие рассматриваемой измерительной системы, но и ввести третью ступень дискриминации  $\gamma$ -фона по форме импульсных сигналов, регистрируемых в С-канале.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ работы гетерогенного сцинтилляционного детектора быстрых нейтронов (ГСД-п), состоящего из совокупности попарно чередующихся слоев полистирольного сцинтиллятора (С-слоев) толщиной 1 – 2 см и слоев сцинтиллирующего оптоволокна (В-слоев) с эффективной толщиной ~ 0,014 см из литий-силикатного ( ${}^6\text{Li}$ ) стекла.

Такая комбинация чувствительных к нейтронам датчиков позволяет организовать двухступенчатую дискриминацию  $\gamma$ -фона при измерениях в смешанных  $n, \gamma$ -полях: по амплитудному критерию (из-за различия амплитуд импульсных сигналов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов в В-канале регистрации) и по временному критерию (из-за большого различия временных интервалов  $\tau^{\text{CB}}$  между коррелированными сигналами в С- и В-каналах регистрации от нейтронов и  $\gamma$ -квантов).

Показано, что при выбранных в работе количественных критериях по указанным признакам, рассматриваемая измерительная система с ГСД-п обладает значительно более высоким коэффициентом дискриминации  $\gamma$ -фона, чем у многослойных детекторов нейтронов (МДН) с С-слоями из полиэтилена [5, 7], при сохранении сравнительно высокой эффективности регистрации нейтронов, характерной для МДН.

Отмечено, что характеристики измерительной системы с ГСД-п могут быть значительно улучшены при замене полистирольных сцинтилляторов в С-слоях детектора на разрабатываемые в настоящее время новые пластиковые сцинтилляторы, обладающие свойством  $n, \gamma$ -разделения по форме импульсов флуоресценции.

### Литература

1. Владиславлев В.В. Естественный нейтронный фон и уровни загрязненности почвы радионуклидами  ${}^{134}\text{Cs}$ ,  ${}^{137}\text{Cs}$ ,  ${}^{90}\text{Sr}$  в некоторых странах центральной Европы // Атомная техника за рубежом. – 1992. – №3. – С. 22-25.
2. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. – М.: Энергоатомиздат. 1989.
3. Моисеев А.А., Иванов В.И. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. – М.: Энергоатомиздат. 1990.
4. Bliss M., Reder P.L., Craig R.A. Neutron-sensing scintillating glass optical fiber detectors. Paper on Institute of Nuclear Materials Management annual meeting. – Naples. US. 17-20 July. 1994.
5. Seymour R.S., Craig R.A., Bliss M. et al. Performance of a neutron-sensitive scintillating glass-fiber panel for portal, freight and vehicle monitoring. - Proceeding of SPIE. 1998, vol. 3536. PP. 148-155.
6. Craig R.A., Bliss M. et al. Predicted performance of neutron spectrometers using scintillating fibers. // [http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical\\_reports/PNNL-13111.pdf](http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-13111.pdf) (дата обращения 10 апреля 2010).

7. Bliss M., Craig R.A., Barnett D.S. et al. Performance of a moderating neutron spectrometer, that uses scintillating fibers. Paper on Annual Meeting of the Institute of Nuclear Materials Management. - Indian Wells, US. 15-19 July. 2001.

8. Bliss M., Craig R.A., Reeder P.L. et al. Real-time dosimetry for boron neutron-capture therapy. IEEE Trans. on Nuclear Science. 1995, vol. 42. PP. 639-643.

9. Bliss M., Craig R.A., Reeder P.L. et al. Spectroscopy without a spectrometer. Proc. SPIE 3180. Paper on Third Pacific Northwest Fiber Optic Sensor Workshop. 2 September. 1997.

10. Деденко Г.Л., Кодилин В.В., Колесников С.В., Самосадный В.Т. Моделирование характеристик многослойных детекторов нейтронов // Атомная энергия. -2005. -Т. 99, -вып. 2. -С. 141-147.

11. Zaitseva N., Carman L., Glenn A., Pawelczak I. et al. Development of New Organic Scintillators with Efficient Neutron/Gamma Pulse Shape Discrimination. Paper on VNIIA US-Russian Workshop on Radiation Detection. – Moscow. Russia. 23-27 January. 2012.

Поступила в редакцию 15.10.2014 г.

Авторы

Чернухин Юрий Илларионович, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.

E-mail: sfti.science@gmail.com

Юдов Алексей Александрович, инженер-исследователь

E-mail: Yudoff@mail.ru

Стрельцов Сергей Иванович, научный сотрудник

E-mail: d5@vniitf.ru

UDC 539.1.074.3

## **FAST NEUTRON HETEROGENEOUS SCINTILLATION DETECTOR WITH HIGH DISCRIMINATION OF GAMMA BACKGROUND**

Chernukhin Y.I. \*, Yudov A.A. \*\*, Streltsov S.I. \*\*

\* National Nuclear Research University "MEPHI"

8, Komsomolskya St., Snezhinsk, Chelyabinsk region, 456776, Russia.

\*\* FSUE «Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics»

13, Vasilyeva St., Snezhinsk, Chelyabinsk region, 456770, Russia.

### ABSTRACT

Neutron detectors have been widely used for monitoring security and illicit transportation of nuclear and radioactive materials. Distinguishing feature of such efforts is the necessity to measure such flows of neutron radiation of monitored items which are close to the values of background flow. This paper examines potential improvement of characteristics of multi-layer neutron detector with fiber-optic sensors based on lithium-silicate ( ${}^6\text{Li}$ ) glass by means of polyethylene layers' replacement with hydrogen-containing layers of scintillating plastic. Combination of two types of neutron-sensitive sensors enables two-phase discrimination due to the amplitude and time criteria of gamma background during the measurements in mixed n-, $\gamma$ -fields. Presented heterogeneous scintillation detector has much higher gamma-background discrimination factor as compared with existing samples of multilayered neutron detectors while maintaining rather high neutron registration efficiency that is typical for them.

**Key words:** heterogeneous scintillation detector, multilayered neutron detector,  $\gamma$ -background discrimination, fiber-optic sensors based on lithium.



## REFERENCES

1. Vladislavlev V.V. Estestvennyj nejtronnyj fon i urovni zagryaznennosti pochvy radionuklidami  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  v nekotoryh stranah central'noj Evropy. *Atomnaya tekhnika za rubezhom*. 1992, no. 3, pp. 22-25 (in Russian).
2. Frolov V.V. Yaderno fizicheskie metody kontrolya delyaschikhsya veschestv. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1989 (in Russian).
3. Moiseev A.A., Ivanov V.I. Spravochnik po dozimetrii i radiatsionnoj gigiene. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990 (in Russian).
4. Bliss M., Reeder P.L., Craig R.A. Neutron-sensing scintillating glass optical fiber detectors. Paper on Institute of Nuclear Materials Management annual meeting. Naples, FL (US), 17-20 July, 1994.
5. Richard S.S., Bliss M., Richardson B., Hull C.D., Barnett D.S. Performance of a neutron-sensitive scintillating glass fiber panel for portal, freight, and vehicle monitoring. Proc. SPIE 3536, Nuclear Waste Instrumentation Engineering, 29 January, 1999.
6. Craig R.A., Bliss M. Predicted performance of neutron spectrometers using scintillating fibers. Available at: [http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical\\_reports/PNNL-13111.pdf](http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-13111.pdf) (accessed 10 Apr. 2010).
7. Bliss M., Craig R.A., Barnett D.S., Anderson D.N., Smart J.E., Knopf M.A., Hartley S.A. Performance of a moderating neutron spectrometer, that uses scintillating fibers. Paper on Annual Meeting of the Institute of Nuclear Materials Management. Indian Wells, CA (US), 15-19 July, 2001.
8. Bliss M., Craig R.A., Reeder P.L., Reeder P.L., Sunberg D.S. Real-time dosimetry for boron neutron-capture therapy. *IEEE Trans. on Nuclear Science*. 1995, v.42, pp. 639-643.
9. Bliss M., Craig R.A., Sunberg D.S. Spectroscopy without a spectrometer. Proc. SPIE 3180, Third Pacific Northwest Fiber Optic Sensor Workshop. PNNL, 2 September, 1997.
10. Dedenko G.L., Kodilin V.V., Kolesnikov S.V., Samosadnyj V.T. Modelirovanie kharakteristik mnogoslujnykh detektorov nejtronov. *Atomnaya energiya*. 2005, v. 99, no. 2. pp. 141-147 (in Russian).
11. Zaitseva N., Carman L., Glenn A., Pawelczak I., Martinez P., Hamel S., Rupert B., Cherepy N., Payne S. Development of New Organic Scintillators with Efficient Neutron/Gamma Pulse Shape Discrimination. Paper on VNIIA US-Russian Workshop on Radiation Detection. Moscow, Russia, 23-27 January, 2012.

**Authors**

Chernukhin Yuri Illarionovich, Senior Researcher, Cand.Sci.(Phys.-Math.)

E-mail: [sfti.science@gmail.com](mailto:sfti.science@gmail.com)

Yudov Alexei Alexandrovich, Research Engineer

E-mail: [Yudoff@mail.ru](mailto:Yudoff@mail.ru)

Streltsov Sergey Ivanovich, Researcher

E-mail: [d5@vniitf.ru](mailto:d5@vniitf.ru)