

Исследование и подавление чувствительности нейтронных сцинтилляционных детекторов к гамма-излучению*

В статье продолжено рассмотрение основных проблем, возникающих при создании многодетекторного нейтронного спектрометра реального времени. В предыдущих статьях [1,2] были рассмотрены возможные способы формирования спектральных характеристик полистирольных сцинтилляционных нейтронных детекторов и результаты их расчета с использованием библиотеки моделирующих программ GEANT-4 [1] и восстановление абсолютных значений спектральных составляющих измеряемого нейтронного потока по их нормированным значениям, определяемым с помощью заранее обученной нейронной сети по откликам используемых в спектрометре детекторов с различными спектральными характеристиками [2]. В данной статье приведены результаты исследования процессов возникновения сцинтилляций в органических сцинтилляторах при воздействии нейтронного и гамма-излучения, и рассмотрены возможные способы подавления чувствительности многодетекторного нейтронного спектрометра к сопутствующему гамма-излучению.

Ключевые слова:

нейтронный спектрометр, сцинтилляционные детекторы, чувствительность, нейтроны, гамма-кванты.

**В.Э.Дрейзин, Д.И.Логвинов,
А.А.Гримов, А.П.Кузьменко**

(Юго-Западный государственный университет,
г. Курск)

Все реальные нейтронные потоки содержат и гамма-составляющую излучения. Кроме того, гамма-излучение может генерироваться в самом детекторе за счет радиационного захвата высокоэнергичных нейтронов ядрами вещества конструктивных элементов детектора. Поэтому при измерении нейтронного излучения всегда возникает проблема подавления чувствительности к гамма-излучению.

Механизм возникновения сцинтилляций в органических сцинтилляторах от гамма-излучения состоит во взаимодействии гамма-квантов с атомами сцинтиллятора посредством преимущественно трех эффектов: фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта рождения пар электрон-позитрон. Для атомов с небольшими порядковыми номерами (к ним относятся и атомы органических сцинтилляторов) превалирует эффект Комптона, при котором

* Данная публикация является третьей статьей цикла, посвященного разработке многодетекторного нейтронного спектрометра-дозиметра реального времени.

гамма-кванты рассеиваются на электронах внешней оболочки атомов, выбивая их с орбиты. Энергия рассеянных электронов зависит не только от энергии гамма-кванта, но и от угла столкновения гамма-кванта с эквивалентной массой E_γ/c^2 с орбитальным электроном атома и определяется выражением [3]:

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos\varphi) \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}, \quad (1)$$

где E_γ и E'_γ – энергия гамма-кванта до и после взаимодействия с электроном; m_e – масса покоя электрона; c – скорость света в вакууме; φ – угол рассеяния гамма-кванта.

Электроны отдачи с максимальной энергией возникают при лобовом столкновении гамма-кванта, когда он рассеивается обратно, то есть при $\varphi = \pi$. Эта граничная энергия несколько меньше начальной энергии гамма-кванта и определяется выражением [3]:

$$E_{e\text{zp}} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}}. \quad (2)$$

На аппаратурном спектре эти электроны образуют краевой комптоновский пик на непрерывном комптоновском распределении, а рассеянные при этом гамма-кванты, потерявшие большую часть своей энергии, поглощаются фотоэлектрически, образуя на аппаратурном спектре пик обратного рассеяния. При этом до энергий нейтронов и гамма-квантов примерно в 100–200 кэВ амплитуды импульсов и от нейтронов, и от гамма-квантов лежат ниже уровня шумов детектора. Поэтому для стильбеновых и полистирольных детекторов (без добавления бора-10 в состав последних) энергетический диапазон регистрации и нейтронов, и гамма-квантов снизу ограничивается уровнем 0,2–0,5 МэВ (в зависимости от толщины сцинтиллятора, причем меньший энергетический порог соответствует сцинтилляторам меньшей толщины) [1]. Добавление бора-10

в состав полистирольных сцинтилляторов резко повышает их чувствительность к нейтронам низких энергий. Бор-10 обладает аномально высоким (тысячи барн) сечением реакции взаимодействия с нейтронами тепловых и надтепловых энергий, в результате которой из ядра вылетает альфа-частица с энергией примерно 1,5 МэВ. Тормозясь в веществе сцинтиллятора, она вызывает мощные сцинтилляции, что и позволяет регистрировать нейтроны низких энергий. Зависимость сечения взаимодействия ядер бора-10 с нейтронами от их энергии носит линейно падающий характер в широком интервале энергий (в диапазоне энергий от 0,1 эВ до 0,1 МэВ оно уменьшается в 1000 раз). Это означает, что роль альфа-частиц в формировании сцинтилляций с ростом энергии нейтронов снижается и, начиная с энергии 0,1 МэВ, основной вклад в интенсивность сцинтилляций начинают вносить высокоэнергичные протоны отдачи и выбиваемые ими высокоэнергичные электроны. Поэтому добавление этого изотопа в полистирольный сцинтиллятор позволяет резко повысить его чувствительность к нейтронам низких энергий, но на чувствительность к быстрым нейтронам эта добавка практически не влияет [1].

Таким образом, для детекторов с пластиковыми сцинтилляторами без добавления бора-10 и с добавлением бора-10 в сцинтиллятор проблема разделения выходных импульсов от нейтронов и гамма-квантов возникает лишь в области их энергий свыше 100–200 кэВ.

Сложность разделения импульсов от нейтронов и гамма-квантов в этом диапазоне энергий состоит в том, что ни по амплитуде, ни по длительности выходных импульсов детекторов их разделить невозможно. Существующие методы их разделения базируются на анализе их формы. Для этого необходимо глубокое понимание процессов образования сцинтилляций от взаимодействия с нейтронами и гамма-квантами.

Исследование процессов сцинтилляций в органических сцинтилляторах, возбуждаемых нейтронами и гамма-квантами

Поскольку число образующихся протонов отдачи с ростом энергий нейтронов уменьшается, то резкое возрастание мощности сцинтилляций, начиная с энергии нейтронов в 100–200 кэВ, происходит не за счет роста их количества, а за счет увеличения их энергии. При этом возрастает их тормозной путь в веществе сцинтиллятора, а значит, растет число ионизированных и возбужденных атомов, и, соответственно, число излучаемых возбужденными атомами фотонов. Но основную роль в быстром возрастании мощности сцинтилляций играют не сами протоны отдачи, а образовавшиеся при ионизации атомов углерода высокоэнергичными протонами отдачи свободные электроны высоких энергий. Именно они, тормозясь в веществе сцинтиллятора, порождают множество дополнительных фотонов. Скорости выбитых протонами отдачи электронов намного выше скорости самих протонов отдачи при сравнимых их энергиях, а значит, электроны будут гораздо быстрее тормозиться в веществе сцинтиллятора. Это относится и

к электронам, образующимся под действием высокоэнергичных гамма-квантов. При этом сцинтилляции, порожденные гамма-квантами, не содержат медленной компоненты, характерной для сцинтилляций, порожденных протонами отдачи. Именно поэтому длительность спада яркости сцинтилляционной вспышки от протонов отдачи, где медленная компонента имеет место, существенно превышает аналогичную от свободных электронов, порождаемых гамма-квантами, где медленной компоненты нет. На этих различиях и строятся традиционные способы разделения импульсов, порождаемых нейтронами и гамма-квантами.

Исследования сцинтилляций от легких (электроны) и тяжелых (протоны, альфа-частицы) частиц в стильбеновых сцинтилляторах проводились и в нашей стране [4,5], и за рубежом [6]. Было подтверждено, что сцинтилляционные вспышки от тяжелых частиц содержат быструю и медленную компоненты. Количество света, приходящегося на быструю и медленную компоненты, зависит от типа заряженной частицы. Причем, если затухание быстрой компоненты хорошо описывается экспонентой, то кривая затухания медленной ком-

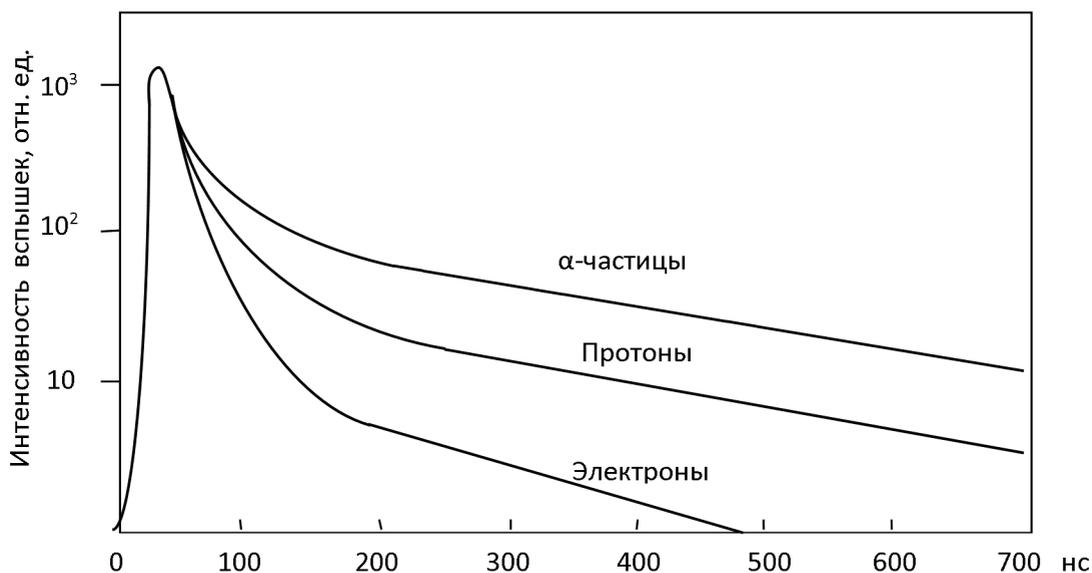


Рис.1. Типичные формы сцинтилляционных вспышек от различных заряженных частиц в стильбене [6].

поненты отличается от экспоненты и затухает более медленно. Соотношение между интенсивностью (количеством фотонов во вспышке) медленной и быстрой компонент зависит от вида ионизирующей частицы. Однако в различных источниках приводимые данные разнятся. В [4] утверждается, что для тяжелых частиц интенсивность медленной компоненты достигает 90% яркости всей вспышки, тогда как в [6] – до 20%. В соответствии с [6], для стильбена время высвечивания быстрой компоненты составляет 6,2 нс, а медленной – 370 нс. Там же указано, что при поглощении протона и электрона с равными энергиями

количество света в медленной компоненте для протона примерно в два раза больше, чем для электрона, а для альфа-частицы еще больше. Это отражается на форме импульсов от этих частиц, представленных на рис.1 [6]. Тот же рисунок приведен в [4]. Следует обратить внимание на то, что различия в скорости затухания вспышек от различных частиц начинают проявляться в заключительной фазе импульса на уровне менее 10% от амплитудного значения, что существенно затрудняет разделение импульсов от этих частиц (учитывая, что реальные длительности выходных импульсов полистирольных детекторов при использо-

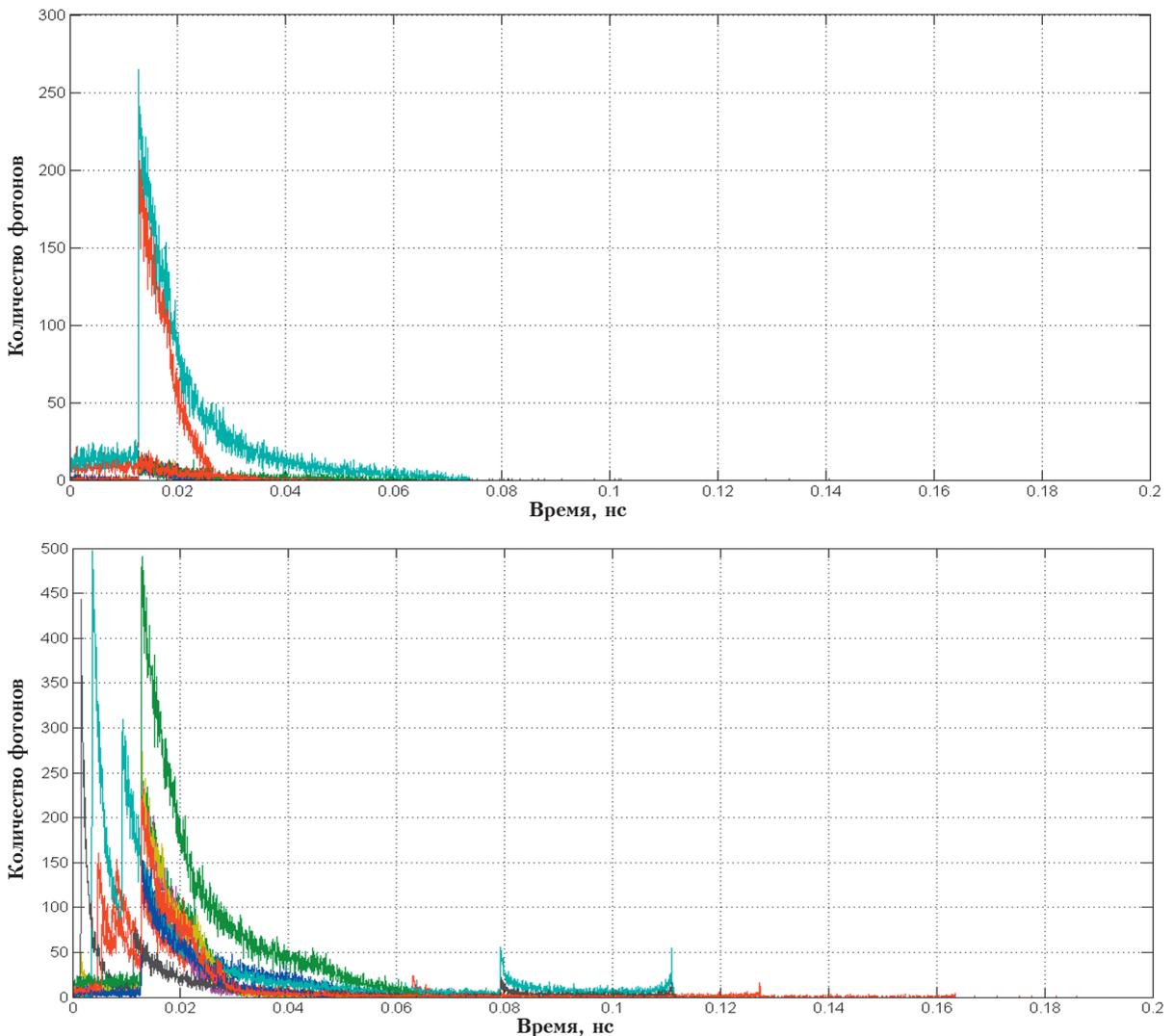


Рис.2. Диаграммы интенсивности сцинтилляций от нейтронов с энергией 0,5 МэВ (вверху) и 2 МэВ (внизу) в детекторе на основе полистирола с добавкой бора-10 в сцинтиллятор толщиной 10 мм.

вании современной элементной базы в электронном усилителе детектора не превышают десятков наносекунд).

Для более детального исследования процессов, происходящих в сцинтилляторе, нами с использованием библиотеки программ GEANT-4 были проведены расчеты процессов, происходящих в полистирольном сцинтилляторе от заряженных частиц, порождаемых нейтронами и гамма-квантами разных энергий. Определялось количество порожденных каждым нейтроном или гамма-квантом фотонов, дошедших до заднего торца сцинтиллятора.

Моделирование проводилось для полистирольного сцинтиллятора с добавлением бора-10 диаметром 25 мм и толщиной 10 мм. С целью исследования длительности процессов возбуждения сцинтилляций запускалось 10 нейтронов или гамма-квантов каждой энергии, направленных в торец сцинтиллятора перпендикулярно его плоскости. Диапазон энергий для нейтронов составлял от 0,025 эВ до 15 МэВ, а для гамма-квантов – от 0,01 до 5,0 МэВ.

Расчеты показали, что длительность самих сцинтилляционных вспышек составляет доли наносекунды, а не сотни наносекунд, как

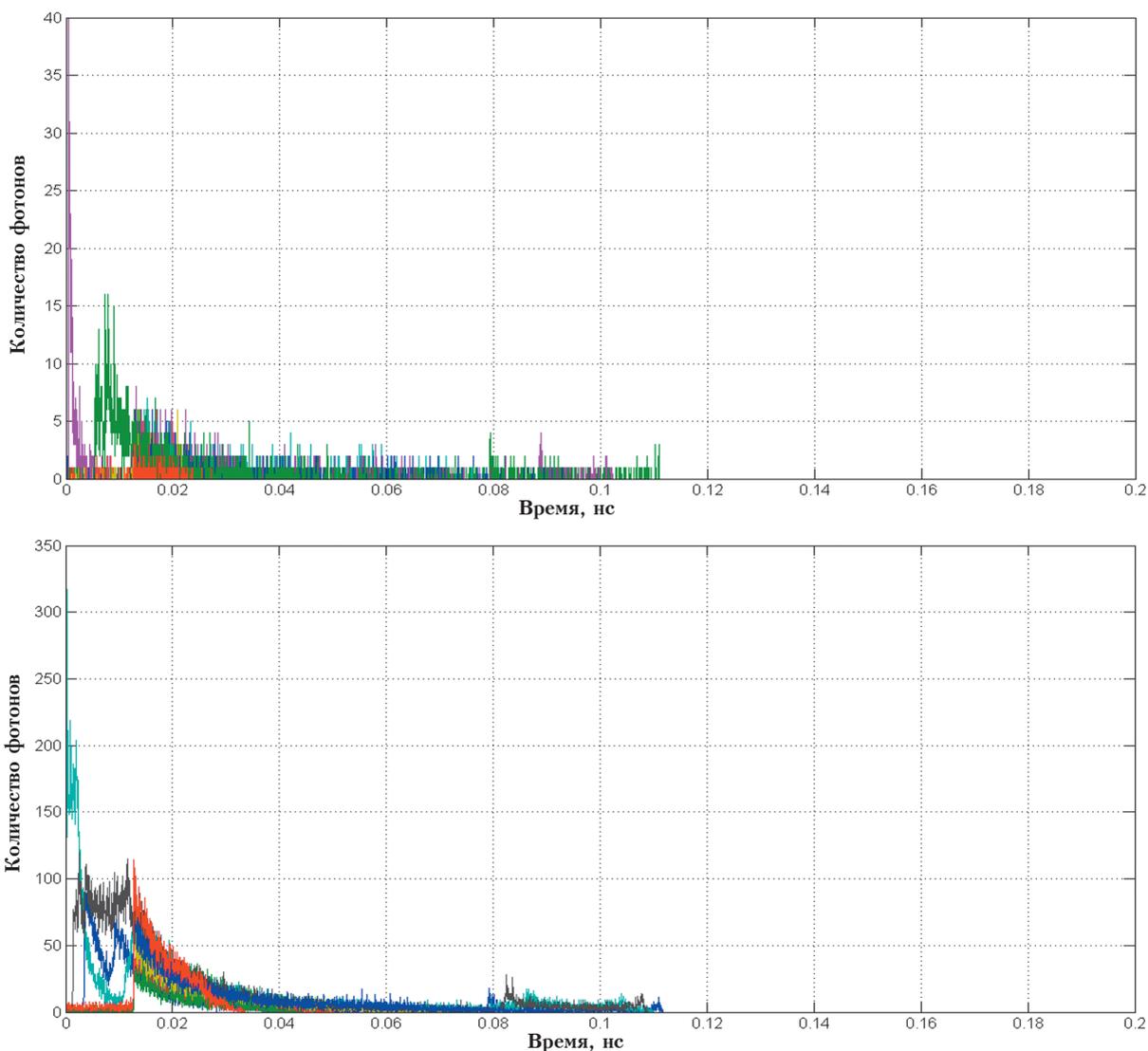


Рис.3. Временные диаграммы сцинтилляций при взаимодействии с гамма-квантами с энергиями 0,1 МэВ (верхний рисунок) и 1,0 МэВ (нижний рисунок).

показано на рис.1. Для примера на рис.2 приведены временные диаграммы образования фотонов от нейтронов с энергиями 0,5 МэВ на верхнем рисунке и 2 МэВ на нижнем (всего запускалось 10 нейтронов каждой энергии, интенсивность вспышек от разных нейтронов показана разными цветами). Нулевое время на этих рисунках соответствует моменту попадания нейтрона в сцинтиллятор. На этих диаграммах огибающая кривых представляет собой мгновенную плотность потока фотонов, а площадь под кривой – сумму фотонов в каждой вспышке.

Из рис.2 следует, что из 10 нейтронов с энергией 0,5 МэВ лишь два породили мощные сцинтилляции. Это означает, что лишь два нейтрона из 10 прореагировали с ядрами бора-10, в то время, как нейтроны с энергией 2 МэВ почти все порождают мощные вспышки, хотя при этой энергии сечение реакции поглощения нейтронов ядром атома бора-10 очень мало, а значит, сцинтилляции порождаются непосредственно протонами отдачи и (в большей степени) выбитыми ими высокоэнергичными электронами. При этом для нейтронов всех энергий длительность даже самых затянутых вспышек не превышает 0,2 нс, в то время как на рис.1 длительность световых вспышек (даже если ограничиться уровнем 0,1 от максимальной амплитуды) составляет сотни наносекунд. Это говорит о том, что в действительности на рис.1 показаны параметры не самих световых вспышек, а выходных импульсов всего детектора, включая ФЭУ и электронный усилитель. Причем использовался усилитель с довольно низким быстродействием.

На рис.3 представлены временные диаграммы сцинтилляций при взаимодействии с гамма-квантами с энергиями 0,1 МэВ (верхний рисунок) и 1 МэВ (нижний рисунок). При их анализе следует учитывать, что масштаб по шкале ординат в нижнем рисунке в 10 раз

превышает масштаб на верхнем рисунке, соответственно и мощности сцинтилляций от гамма-квантов с энергией в 1 МэВ примерно в 10 раз выше, чем от гамма-квантов с энергией в 0,1 МэВ. А длительность вспышек примерно одинакова и не превышает 0,12 нс.

На обоих рисунках самая мощная пачка фотонов генерируется первым выбитым электроном, что соответствует первому столкновению гамма-кванта с орбитальным электроном, в результате чего электрон получает от гамма-кванта максимальную энергию. Далее рассеянный гамма-квант взаимодействует с другими атомами, но поскольку его энергия с каждым столкновением убывает, то и фотонов образуется меньше.

Следовательно и при облучении нейтронами, и при облучении гамма-квантами вспышки от отдельных частиц состоят из последовательности пачек фотонов, образующихся при последовательных соударениях выбитых из атомов сцинтиллятора заряженных частиц с нейтральными атомами, приводя к их возбуждению и порождению сцинтилляций при снятии возбуждений. При этом форма огибающих пачек фотонов от одной исходной частицы может быть разнообразной и далека от формы вспышек, изображенной на рис.1. Это подтверждает тот факт, что на рис.1 представлены формы не самих сцинтилляционных вспышек, а выходных импульсов детекторов, которые формируются ФЭУ и электронным усилителем детектора по суммарной яркости вспышки от каждой исходной частицы.

Помимо временных процессов определялась мощность вспышки (количество фотонов в ней) от каждой из 10 частиц.

В табл.1 представлена выборка результатов этих расчетов для нейтронов с энергиями от 0,025 эВ до 15 МэВ (хотя расчеты были проведены для более детальной шкалы энергий в этом же диапазоне).

Табл.1. Количество излученных фотонов, дошедших до заднего торца сцинтиллятора от каждого из 10 нейтронов одинаковых энергий.

N нейтрона	Энергия нейтронов									
	0,025 эВ	0,5 эВ	5,0 эВ	50 эВ	500 эВ	5 кэВ	50 кэВ	0,5 МэВ	5 МэВ	15 МэВ
1	33810	21614	53995	45157	41215	63744	730	1334	37635	107505
2	22962	35186	47235	31968	11	76	785	321	153632	77118
3	33877	34864	62602	35381	13	66	802	1749	31507	263511
4	30192	37942	49291	30421	32045	45593	476	5456	61277	103719
5	30559	22753	40000	30003	44924	37894	71990	2109	156842	132640
6	34315	52777	61892	66132	47338	100	1203	16534	96617	832670
7	46225	38980	31510	44285	31153	24258	1071	5633	54849	113503
8	23186	29968	33172	32384	62334	98	752	3535	162656	83014
9	52887	36606	51669	41958	22	28332	60706	14117	50298	207652
10	27949	32487	33173	27894	10	86	34101	3648	148786	55469

Из этих результатов следует, что до энергий в 50 эВ все 10 нейтронов взаимодействуют с ядрами бора-10 и порождают сцинтилляционные вспышки в десятки тысяч фотонов. Однако начиная с энергий в 500 эВ (на самом деле со 100 эВ, т. к. расчет проводился для более подробной шкалы энергий) уже не все нейтроны взаимодействуют с бором-10 (из-за снижения сечения реакции с увеличением энергии нейтронов и возрастания длины их свободного пробега).

А при энергии в 50 кэВ только 3 нейтрона из 10 взаимодействуют с бором-10. Для энергии нейтронов в 0,5 МэВ подтверждаются ре-

зультаты рис.2, что лишь два нейтрона из 10 взаимодействуют с ядрами атомов бора-10 с образованием более 10 тысяч фотонов.

А далее с ростом энергии нейтронов в единицы МэВ и выше все фотоны порождаются высокоэнергичными электронами, выбиваемыми протонами отдачи из атомов углерода.

В табл.2 представлены результаты расчета количества излученных фотонов в том же сцинтилляторе от гамма-квантов с энергиями от 0,01 до 5,0 МэВ. Так как взаимодействие гамма-квантов с атомами бора-10 можно не учитывать (они не будут отличаться от взаимодействий с атомами углерода), то эти

Табл.2. Количество излученных фотонов, дошедших до заднего торца сцинтиллятора от каждого из 10 гамма-квантов одинаковых энергий.

N γ -кванта	Энергия, МэВ										
	0,01	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	0,7	1,0	2,0	3,0	5,0
1	785	427	25	231	686	3666	3189	2179	1125	4024	3569
2	192	417	141	172	932	1581	954	3954	2782	3887	4121
3	161	46	5	17	516	427	3719	3719	3208	3309	3693
4	145	364	86	105	1089	3953	2262	2262	2646	3863	4018
5	278	53	199	207	366	2287	4458	4158	4275	4327	3910
6	239	255	835	752	454	207	4090	4090	4338	0	0
7	340	31	488	605	378	2535	1932	1932	3894	0	0
8	313	25	61	611	133	462	3541	3541	3766	0	0
9	242	46	93	754	1037	652	1058	1098	2302	0	0
10	139	10	74	834	866	1069	1300	1300	2729	0	0

результаты будут справедливы и для сцинтилляторов той же толщины без добавления в них бора-10.

Из табл.2 следует, что для гамма-квантов всех энергий стохастический разброс количества порождаемых ими фотонов весьма велик, причем с ростом энергий он возрастает. Это можно объяснить частичным вылетом рассеянных орбитальными электронами гамма-квантов и выбитых ими электронов за пределы сцинтиллятора, причем, с ростом энергии гамма-квантов, а значит, и скорости рассеянных ими электронов и длины их свободного пробега вероятность этих вылетов возрастает. При этом до энергий в 100 кэВ включительно сумма излученных фотонов от каждого гамма-кванта составляет от единиц до нескольких сотен, что ниже уровня дискриминации соответствующих выходных импульсов детектора. Поэтому такими детекторами будут регистрироваться гамма-кванты с энергиями от 200 кэВ и выше. Причем из 10 гамма-квантов с энергиями 3 и 5 МэВ взаимодействуют со сцинтиллятором лишь половина попавших в него гамма-квантов, что можно объяснить возрастанием длины свободного пробега гамма-квантов таких энергий.

Существующие способы разделения выходных импульсов детекторов от нейтронов и гамма-квантов в соответствии с формами импульсов, изображенных на рис.1, базируются на различиях в скорости спада заднего фронта импульсов от тяжелых (протоны и альфа-частицы) и легких (электроны, порождаемые взаимодействием гамма-квантов с орбитальными электронами атомов сцинтиллятора) частиц.

Наиболее часто используют способ, заключающийся в сравнении интегрированного заряда от переднего фронта импульса с интегрированным зарядом от заднего фронта. Для этого выходной импульс детектора путем дифференцирования расщепляется на составляю-

щие от переднего фронта и от заднего фронта. При дифференцировании получаем короткий импульс положительной полярности от крутого переднего фронта входного импульса и более длинный, но меньшей амплитуды импульс отрицательной полярности от заднего фронта. Этот второй импульс инвертируется, и оба импульса (от переднего и заднего фронта входного импульса) измеряются интегрирующим АЦП и сравниваются. По их отношению и происходит определение и дискриминация импульсов от гамма-квантов. По литературным данным [6] эффективность такого нейтронного спектрометра со схемой подавления гамма-фона не превышает 10% при эффективности отстройки от гамма-квантов (определяемой по эффективности регистрации гамма-квантов от радиоизотопа Cs-137) около 0,01%. А поскольку описанная процедура обработки каждого выходного импульса детектора занимает значительное время, то предел измерения таких спектрометров по плотности потоков не превышает 10^3 нейтр./ $(с \cdot см^2)$. Даже в наиболее совершенном однокристалльном цифровом спектрометре быстрых нейтронов SDMF-1206 (производитель ООО «Центр АЦП») на базе стильбенового детектора, описанного в [7], в котором используется высокоскоростной АЦП для оцифровки выходных импульсов детектора с последующей их программной обработкой на компьютере (в комплект прибора входит ноутбук), допускает максимальную загрузку по входным импульсам до $4 \cdot 10^3$ имп./с. Учитывая, что используется сцинтиллятор диаметром в 1 дюйм, это как раз соответствует максимальной плотности потока смешанного гамма-нейтронного излучения в 1000 част./ $(с \cdot см^2)$. При этом коэффициент подавления гамма-квантов от источника Cs-137 не менее 1000.

Для разрабатываемого многодетекторного нейтронного спектрометра такой способ отстройки от влияния гамма-фона с анализом

формы каждого импульса мало пригоден, поскольку, во-первых, приводит к высокой схемотехнической сложности, т. к. такую схему отстройки необходимо встраивать в каждый измерительный канал (а их может быть до 10), а во-вторых, такой спектрометр будет ограничен по верхнему пределу измеряемой плотности нейтронных потоков величиной примерно $1000 \text{ с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$.

Поэтому, учитывая, что количество фотонов в сцинтилляционной вспышке от гамма-квантов зависит не только от их энергии, но и от толщины сцинтиллятора, был проведен расчет этой зависимости от сцинтилляторов различной толщины в диапазоне энергий гамма-квантов от 5 кэВ до 5 МэВ с шагом в 5 кэВ для полистирольных сцинтилляторов толщиной 3, 5, 10 и 20 мм с добавкой бора-10 в сцинтиллятор и без добавки, а также для этих же детекторов с покрытием сцинтилляторов нитридом бора слоем толщиной в 1 мм (все эти сцинтилляторы предполагалось использовать в многодетекторном спектрометре). При моделировании запускалось по 100 гамма-квантов каждой энергии, и результаты усреднялись. Тем не менее, в силу высокой

стохастичности этих процессов, полученные зависимости оказались достаточно сильно изрезанными. Они представлены на рис.4.

Экспериментальные исследования выходных импульсов полистирольных детекторов на потоках нейтронов от плутоний-бериллиевого источника с использованием высокоскоростного запоминающего осциллографа и сопоставление их результатов с результатами расчетов процессов в этих детекторах показало, что импульсам максимальной амплитуды соответствует мощность сцинтилляционных вспышек не менее 50000 фотонов. При этом уровень шумовых импульсов детекторов не превышал 500 фотонов. Путем регулировки коэффициента усиления электронного усилителя каждого измерительного канала можно добиться соответствия этим вспышкам максимальной мощности определенной величины амплитуды выходных импульсов данного канала (например, 5 В, тогда уровень шумовых импульсов не превысит 50 мВ).

Если же для всех детекторов спектрометра принять нижний порог амплитудной дискриминации 0,5 В, чему будет соответствовать яркость вспышки 5000 фотонов, то в соот-

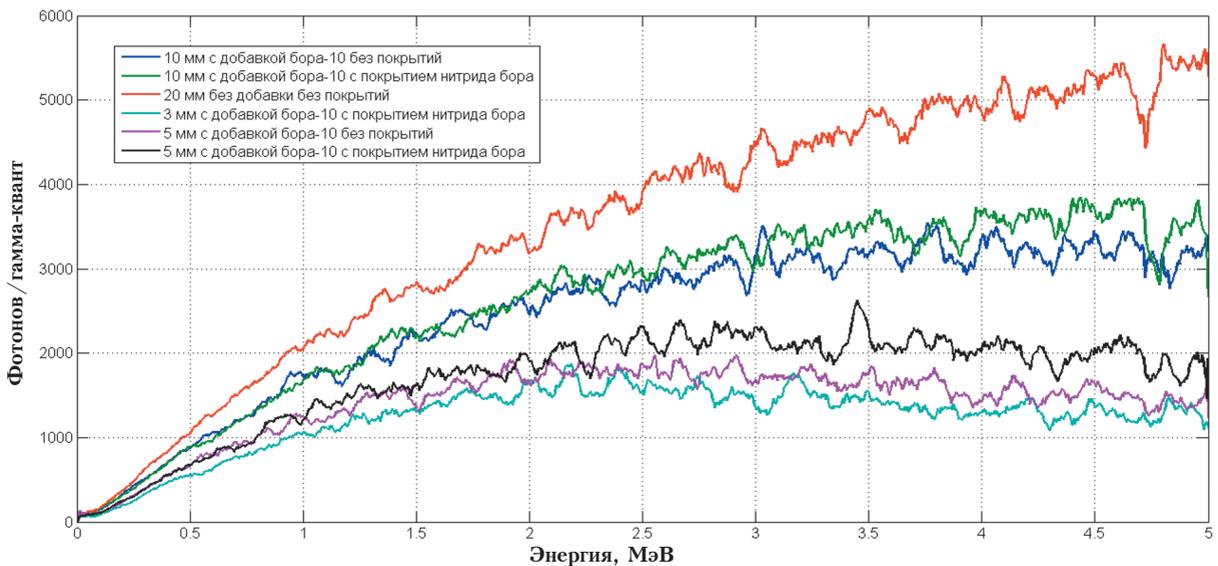


Рис.4. Зависимость выхода фотонов от энергии гамма-квантов для детекторов с разной толщиной сцинтилляторов.

ветствии с зависимостями, представленными на рис.4, чувствительными к гамма-квантам с энергией выше 1,2 МэВ будут лишь детекторы с толщиной сцинтиллятора 20 мм. Соответственно, если исключить использование детекторов с толщиной сцинтиллятора свыше 10 мм, и для всех детекторов установить минимальный порог амплитудной дискриминации равным 0,5 В (что будет соответствовать яркости вспышки в 5000 фотонов), то гамма-кванты с энергией до 5 МэВ (и даже выше, поскольку из зависимости для сцинтиллятора толщиной 10 мм видно, что с дальнейшим ростом энергии гамма-квантов количество порождаемых ими фотонов не растет) не будут влиять на показания спектрометра.

Заключение

1. Проведено численное моделирование процессов возбуждения сцинтилляций в органических сцинтилляторах различной толщины нейтронами и гамма-квантами в широком диапазоне их энергий. По результатам моделирования представлены графические зависимости временных процессов возбуждения сцинтилляций от частиц каждой энергии и табличные зависимости количества порождаемых каждой частицей фотонов.

2. Из сопоставления результатов моделирования с известными экспериментальными результатами исследования процессов возбуждения сцинтилляций от тяжелых (протоны и альфа-частицы) и легких (электроны, включая электроны, выбиваемые протонами отдачи при взаимодействии с нейтронами и рассеянные электроны при взаимодействии с гамма-квантами) следует, что длительность процессов, происходящих в самом сцинтилляторе, не превышает десятых долей наносекунды, причем сцинтилляционная вспышка, порожда-

емая каждой частицей, состоит из последовательности пачек фотонов, излучаемых при последовательных взаимодействиях заряженной частицы с атомами вещества сцинтиллятора. Форма огибающих таких вспышек может быть самой разнообразной, а гладкий выходной импульс детектора формируется уже ФЭУ и электронным усилителем детектора.

3. Расчеты количества излучаемых фотонов при взаимодействии полистирольных сцинтилляторов различной толщины с нейтронами и гамма-квантами в широком диапазоне их энергий и их сопоставление с наблюдаемыми выходными импульсами детекторов позволили установить, что если вспышкам максимальной яркости, содержащим не менее 50000 фотонов, будет соответствовать определенная амплитуда выходных импульсов U_m , то амплитуда шумовых импульсов детектора не превысит $0,01 U_m$. Если при этом не использовать в спектрометре детекторы со сцинтилляторами толщиной более 10 мм, и для всех измерительных каналов установить пороги амплитудной дискриминации не менее $0,1 U_m$, то все они будут нечувствительны к гамма-квантам с энергией от 0,01 до 5 МэВ.

Таким образом, для устранения чувствительности нейтронного спектрометра к гамма-излучению на отбор детекторов и выполнение измерительных каналов многодетекторного нейтронного спектрометра накладывается жесткое ограничение – не использовать детекторы со сцинтилляторами толщиной свыше 10 мм, а в измерительных каналах устанавливать порог амплитудной дискриминации выходных импульсов детекторов не ниже $0,1 U_m$.

Публикация подготовлена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Соглашения № 075-15-2021-1155 и № 075-15-2021-1213).

Литература

1. Дрейзин В.Э., Логвинов Д.И., Гримов А.А., Кузьменко А.П. Формирование и расчет спектральных характеристик сцинтилляционных нейтронных детекторов // АНРИ. 2022. N 3(110). С. 21-31.
2. Дрейзин В.Э., Логвинов Д.И., Гримов А.А., Кузьменко А.П. Восстановление абсолютных значений спектральных составляющих в многодетекторном нейтронном спектрометре // АНРИ. 2022. N 3(110). С. 32-36.
3. Бекман И.Н. Измерение ионизирующих излучений: курс лекций. М.: Изд-во МГУ, 2006. 374 с.
4. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М.: Атомиздат, 1971. 119 с.
5. Колеватов В.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1991. 296 с.
6. Райлли Д. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. Ч.1. Под ред. Райлли Д., Энскина Н., Смита Х., Крайнера С. Перевод с англ. М.: ВНИИА, 2007. 436 с.
7. Спектрометр-дозиметр SDMF-1206. Описание. Сайт ООО «Центр АЦП». URL: <https://www.centeradc.ru> (дата обращения: 12.07.2022).

Investigation and Suppression of the Sensitivity of Neutron Scintillation Detectors to Gamma Radiation

The publication was prepared as part of the implementation of the strategic academic leadership program “Priority 2030” (Agreements No. 075-15-2021-1155 and No. 075-15-2021-1213).

Dreyzin Valeri, Logvinov Dmitri, Grimov Aleksandr, Kuzmenko Aleksandr
(Southwestern State University, Kursk, Russia)

Abstract. The article continues the consideration of the main problems arising in the development of a real-time multi-detector neutron spectrometer. In previous articles [1,2], possible ways of forming the spectral characteristics of polystyrene scintillation neutron detectors and the results of their calculation using the GEANT-4 modeling software library [1] and restoring the absolute values of the spectral components of the measured neutron flux from their normalized values determined with using a pretrained neural network based on the responses of detectors used in the spectrometer with different spectral characteristics [2]. This article presents the results of studying the processes of scintillation initiation in organic scintillators under the influence of neutron and gamma radiation and considers possible methods for suppressing the sensitivity of a multi-detector neutron spectrometer to accompanying gamma radiation.

Key words: *neutron spectrometer, scintillation detectors, sensitivity, neutrons, gamma rays.*

В.Э.Дрейзин (профессор, д.т.н., в.н.с.), Д.И.Логвинов (к.т.н., инж.), А.А.Гримов (к.т.н., инж.), А.П.Кузьменко (профессор, д.ф.-м.н., г.н.с.) – Юго-Западный государственный университет, г. Курск.

Контакты: тел. +7 (4712) 51-00-89, e-mail: dreyzin-ve@yandex.ru.