

УДК 539.166+539.125.5.04

**ХАРАКТЕРИСТИКИ МГНОВЕННОГО, ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО И ЗАДЕРЖАННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОНТРОЛЕ СИЛЬНОЭКРАНИРОВАННЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ВЕЩЕСТВ
С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОЯДЕРНОГО МЕТОДА**

*Бакаляров А.М., Германов А.Б., Каретников М.Д., Лебедев В.И., Мурадян Г.В., Яковлев Г.В.
(РНЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва), Бондур В.Г., Макаров В.А., Мурынин А.Б. (Научный центр
аэрокосмического мониторинга «Аэрокосмос» Рособразования и РАН, г. Москва)*

В настоящее время для мониторинга хранилищ делящихся веществ и физической защиты ядерных объектов используются, в основном, пассивные средства контроля. Они оснащены

чувствительными датчиками, которые реагируют на нейтронное и γ -излучение, испускаемое при спонтанном делении и радиоактивном распаде делящихся веществ.

При спонтанном делении ядер спектр основных продуктов деления — нейтронов и γ -квантов — имеет квазинепрерывный характер. Это, а также ослабление и искажение спектра излучения при его прохождении в веществе затрудняет контроль пассивными методами сильноэкранированных делящихся веществ и делящихся веществ в смеси с радиоактивными веществами высокой активности [1].

Активные методы контроля основаны на регистрации продуктов ядерных реакций в делящихся веществах при их зондировании некоторыми типами проникающего излучения. В настоящее время предложено более 10 различных методов контроля делящихся веществ активными методами [2]. Одним из наиболее эффективных является фотоядерный [3], основанный на измерении выхода нейтронов и γ -квантов после облучения объекта контроля импульсным потоком тормозного излучения. Физической предпосылкой метода является относительно низкий порог фотоядерных реакций делящихся веществ (<8 МэВ), тогда как для конструкционных материалов этот порог значительно выше (>10 МэВ). Изотопы некоторых распространенных элементов, например, ^{13}C , ^{57}Fe , ^{29}Si также имеют низкий порог фотоядерных реакций. Эти изотопы могут быть дополнительным источником фона нейтронного излучения.

Импульсный поток тормозного излучения создается при прохождении электронного пучка через конвертер, представляющий собой тонкую ($0,5\text{--}2$ г/см 2) металлическую мишень с большим атомным номером. Расположенный за конвертером фильтр представляет собой толстую ($5\text{--}10$ г/см 2) пластину из легкого металла, задерживающую оставшиеся электроны. Коллиматор формирует остронаправленный поток тормозного излучения для локализации чувствительного материала и снижения уровня фона.

Целью настоящей работы является численное исследование энерговременных характеристик γ - и нейтронного излучения, выходящего из экранированного различными конструкционными материалами делящегося вещества.

Численное моделирование переноса излучения. Выход γ - и нейтронного излучения из объекта при его зондировании тормозным излучением рассчитывали с использованием программного пакета GEANT3.21 [4]. Каждый расчет проводили в несколько этапов. Сначала мо-

делировали образование тормозного излучения в конвертере (электронно-фотонный ливень). С помощью специально разработанной подпрограммы на основе файлов фотонейтронных данных определяли вероятность образования нейтрана. Вероятность образования вторичных частиц и направление их движения разыгрывали с помощью стандартных процедур GEANT.

Было проведено несколько серий численных экспериментов. По результатам численного моделирования конверсии электронов в тормозное излучение в конвертере и фильтре электронного пучка и прохождения тормозного излучения в коллиматоре была проведена оптимизация выходных устройств ускорителя, формирующих поток тормозного излучения по следующим основным критериям: выход нейтронов из делящегося вещества под действием тормозного излучения, радиационные нагрузки на содержащее облучаемого контейнера, уровень фона. Были выбраны материал и геометрия конвертера электронного пучка в тормозное излучение, фильтра электронного пучка и коллиматора потока тормозного излучения для разной энергии электронного пучка [5].

В следующей серии численных экспериментов были определены параметры γ - и нейтронного излучения, выходящего из контейнера, при оптимизированных параметрах выходных устройств. Реальные элементы установки представляли параллелепипедами, пирамидами, цилиндрами и кольцами. Всего рассматривалось около 100 объектов, включая окружающий воздух, бетонный пол и бетонные стены, расположенные на расстоянии 5 м от центра контейнера. Объектом контроля являлся стальной контейнер поперечными размерами 240×240 см, длиной 600 см и толщиной стенки 0,4 см. Делящееся вещество (^{235}U) в количестве 1 кг размещали в середине контейнера. Исследовали три варианта заполнения контейнера материалом средней плотностью 0,5 г/см 3 — бумагой (водородосодержащим веществом), алюминием, железом, а также пустой контейнер (рис. 1). Для простоты интерпретации результатов предполагалось, что контейнер окружен гипотетическими «детекторами» со 100%-ной эффективностью регистрации излучения. При прохождении частиц такого детектора фиксировали координаты, время относительно импульса электронного пучка, энергию и тип частицы.

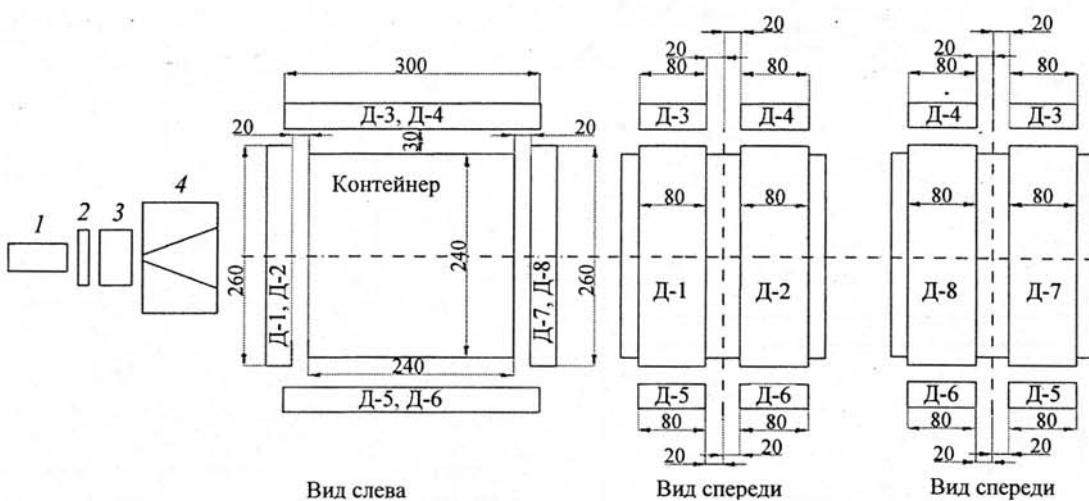


Рис. 1. Геометрия расчетной модели установки: 1 — электронный ускоритель; 2 — конвертер; 3 — фильтр; 4 — коллиматор (размеры указаны в см)

Кроме того, фиксировали заряд ядра, испустившего частицу. Это позволило при обработке результатов численных исследований выделить эффект (нейтроны и γ -кванты, вылетевшие из делящегося вещества) и фон (нейтроны и γ -кванты другой природы) и определить отношение эффект/фон — отношение интегрального числа частиц эффекта к соответствующему числу частиц фона.

Нейтронное излучение. Энергетический спектр $\phi(E_n)$ фотонейtronов в диапазоне несколько сот кэВ — несколько МэВ описывается формулой $\phi(E_n) \sim E_n \exp(-E_n/T)$, где T — эффективная температура, зависящая от свойств ядра и спектра тормозного излучения [6]. Аналогичными формулами можно аппроксимировать спектр нейтронов деления и основную часть спектра запаздывающих нейтронов [7]. При прохождении через вещество нейтроны частично поглощаются и рассеиваются, в результате чего спектр первичного потока нейтронов искажается и увеличивается длительность нейтронного отклика от объекта. Существенная доля нейтронов может перейти в теплую и тепловую области энергии.

Спектры нейтронов из ^{235}U существенно более высоконергетичные, чем фоновые, что обусловлено вкладом нейтронов деления. Для примера на рис. 2 представлены расчетные усредненные по времени спектры нейтронов из делящегося вещества (эффекта), находящегося в центре алюминиевого контейнера, и фоновые спектры при энергии электронного пучка 10,

12, 14, 16 и 18 МэВ. При малой энергии пучка (~ 10 МэВ) фоновые нейтроны преимущественно испускаются при фотоядерных реакциях на ядрах изотопов ^{13}C , ^{29}Si , ^{57}Fe . С увеличением энергии выше 13 МэВ фотонейтроны испускаются почти из всех элементов.

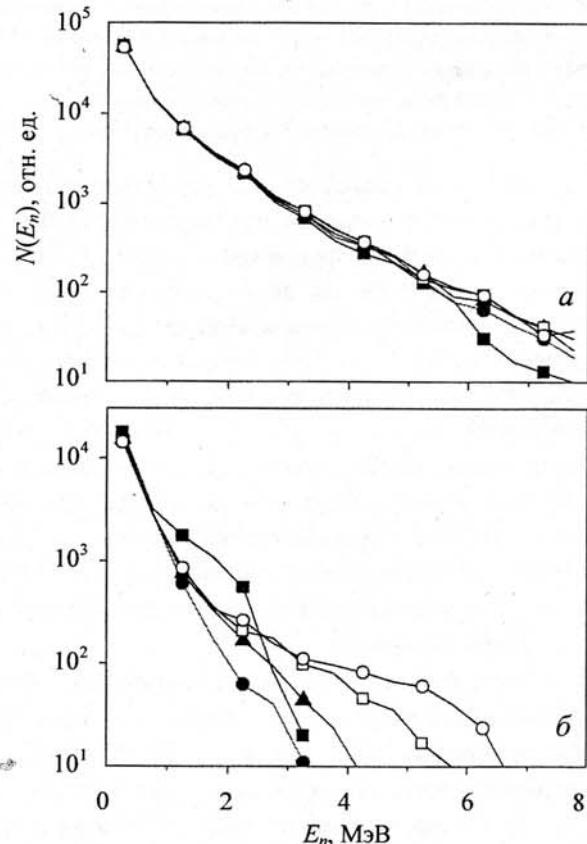


Рис. 2. Нормализованный спектр нейтронов эффекта (а) и фона (б) при облучении тормозным излучением контейнера, заполненного алюминием, при энергии электронного пучка 10 (■), 12 (●), 14 (▲), 16 (□), 18 МэВ (○)

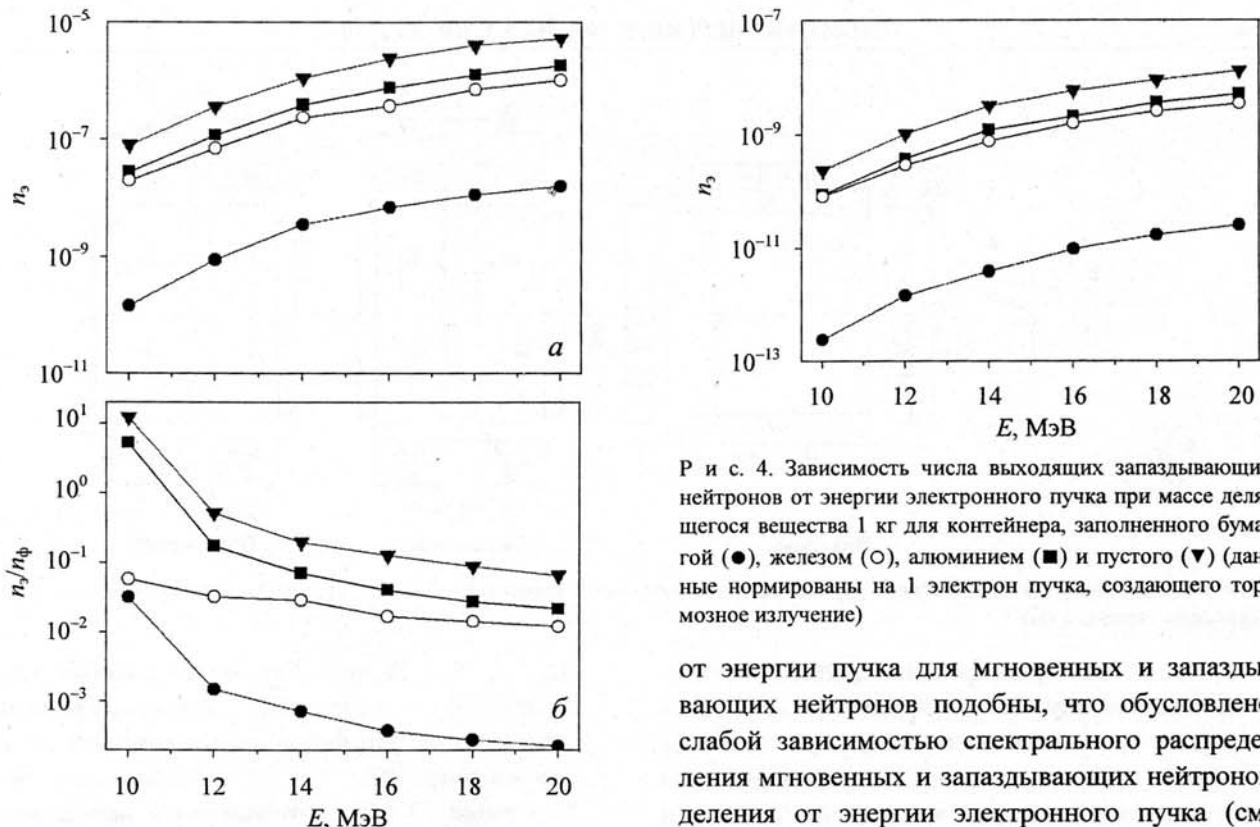


Рис. 3. Зависимость числа выходящих мгновенных нейтронов эффекта (а) и отношения эффект/фон (б) от энергии электронного пучка при массе делящегося вещества 1 кг для контейнера, заполненного бумагой (●), железом (○), алюминием (■) и пустого (▼) (данные нормированы на 1 электрон пучка, создающего тормозное излучение)

На рис. 3 видно, что выход фоновых нейтронов растет с энергией излучения более быстрыми темпами по сравнению с выходом мгновенных нейтронов из делящегося вещества. В пустом контейнере фоновые нейтроны в первую очередь выходят из ^{57}Fe (железные стенки контейнера) и медного коллиматора тормозного излучения. В случае пустого контейнера или контейнера, заполненного металлом с малым и средним атомным номером (алюминий или железо), эффект и отношение эффект/фон в 10 раз больше по сравнению с контейнером, заполненным бумагой, вследствие малого поглощения и рассеяния нейtronов.

Зависимость количества выходящих запаздывающих нейтронов из делящегося вещества без временных ограничений по регистрации от энергии электронного пучка представлена на рис. 4. Видно, что выход запаздывающих нейтронов составляет 0,003—0,004 выхода мгновенных нейтронов. В целом зависимости эффекта

Рис. 4. Зависимость числа выходящих запаздывающих нейтронов от энергии электронного пучка при массе делящегося вещества 1 кг для контейнера, заполненного бумагой (●), железом (○), алюминием (■) и пустого (▼) (данные нормированы на 1 электрон пучка, создающего тормозное излучение)

от энергии пучка для мгновенных и запаздывающих нейтронов подобны, что обусловлено слабой зависимостью спектрального распределения мгновенных и запаздывающих нейтронов деления от энергии электронного пучка (см. рис. 2, а). Максимальную энергию тормозного излучения с точки зрения регистрации запаздывающих нейтронов рационально выбирать равной не более 16 МэВ — вблизи порога реакции $^{17}\text{O}(\gamma, p)^{17}\text{N}$, приводящей к рождению интерферирующего изотопа ^{17}N , испускающего запаздывающие нейтроны с периодом полураспада 4,2 с.

Хотя при прочих равных условиях вероятность фотodelения делящихся веществ в контейнере при заполнении бумагой выше на 30—40%, чем при заполнении алюминием или железом, потери вышедших из делящихся веществ нейтронов в первом случае больше в 100—1000 раз. Это обусловлено большим сечением упругого рассеяния, приводящего к потери энергии нейтронов, и последующим их поглощением ядрами водорода. Фоновые нейтроны испускаются, в основном, при взаимодействии тормозного излучения с ^{13}C . Эти факторы приводят к очень низким потокам нейтронов и отношению эффект/фон, что делает проблематичным обнаружение делящихся веществ путем регистрации нейтронов в контейнерах, заполненных водородосодержащими веществами (бумагой, водой, нефтепродуктами).

Задержанное γ -излучение. После окончания вспышки тормозного излучения, помимо нейтронов, из контейнера в течение продолжительного времени с характерной постоянной спада несколько сот микросекунд—единиц миллисекунд выходят γ -кванты. Они имеют сугубо вторичную природу и, в основном, появляются в результате радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами вещества, заполняющего контейнер. Эти γ -кванты предложено называть задержанными (аналогично терминологии, которая принята для некоторых вторичных частиц, рождающихся в каскадных процессах, например, в широких атмосферных ливнях [8]), для того чтобы отличать от запаздывающих γ -квантов, испускаемых осколками деления при наличии в контейнере делящихся веществ. При большой энергии тормозного излучения может вносить существенный вклад и γ -излучение образующихся изотопов.

Интенсивность задержанного γ -излучения зависит от содержимого контейнера. Если контейнер заполнен неорганическими материалами, например, тяжелыми и легкими металлами, плотность потока задержанного γ -излучения от чувствительных веществ мала по сравнению с нейтронным излучением. Это обусловлено как низким сечением взаимодействия нейтронов, так и сильным ослаблением γ -излучения в контейнере. Ситуация существенно меняется при наличии органических материалов в контейнере. В этом случае происходит термализация фотонейтронов и образуется поток диффундирующих тепловых нейтронов. При их радиационном захвате ядрами водорода испускается характеристическое γ -излучение энергией 2,2246 МэВ. На рис. 5 представлен характерный спектр γ -излучения из контейнера, заполненного бумагой. Хотя спектр задержанного γ -излучения почти одинаков для эффекта и фона, превышение потоком задержанного γ -излучения определенного порогового значения может быть признаком наличия делящихся веществ в контейнере, заполненном водородосодержащими веществами.

На рис. 6 видно, что эффект и отношение эффект/фон максимальны при наличии в контейнере водородосодержащих веществ (бумаги). Поскольку задержанные γ -кванты возникают в результате захвата нейтронов, зависимость их

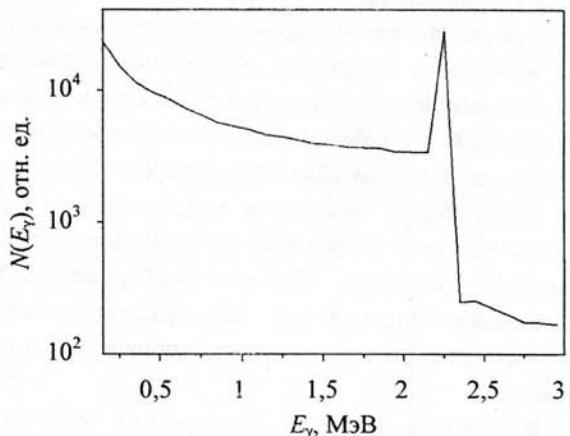


Рис. 5. Спектр задержанного γ -излучения из контейнера, заполненного бумагой

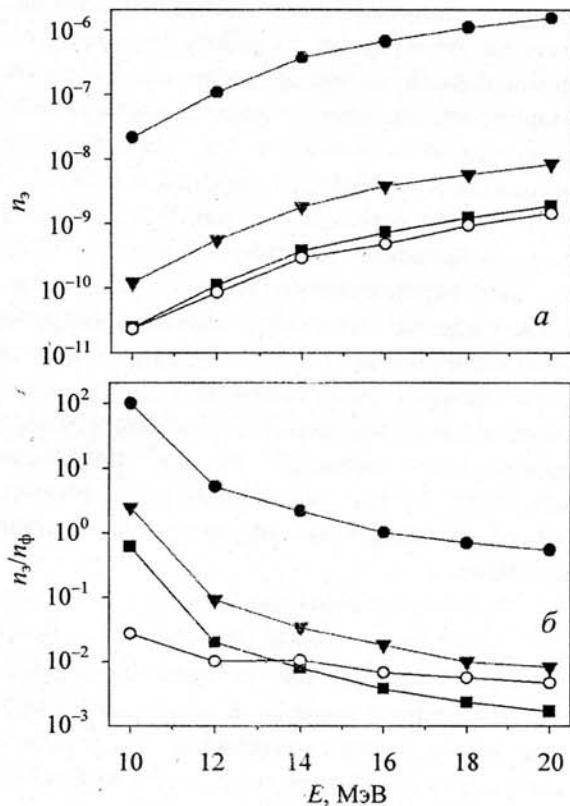


Рис. 6. Зависимость числа выходящих задержанных γ -квантов эффекта (а) и отношения эффект/фон (б) от энергии электронного пучка при массе делящегося вещества 1 кг для контейнера, заполненного алюминием (■), железом (○), бумагой (●) и пустого контейнера (▼) (данные нормированы на 1 электрон пучка, создающего тормозное излучение)

выхода и отношение эффект/фон от энергии эффекта аналогичны зависимостям для мгновенных нейтронов (см. рис. 3).

Детектирование нейтронного и γ -излучения. Большая часть нейтронов (более 90%) выходит из контейнера в течение воздействия импульса тормозного излучения или спустя не-

сколько микросекунд, за исключением случая, когда контейнер заполнен водородосодержащим веществом. Их регистрация детекторами быстрых нейтронов, например, сцинтилляционными или газонаполненными может быть сопряжена с перегрузкой и необходимостью восстановления после импульса тормозного излучения. Поэтому для регистрации нейтронов целесообразно использовать детекторы на основе замедлителей и гелиевых счетчиков тепловых нейтронов, позволяющих существенно (на десятки—сотни микросекунд) растянуть процесс регистрации во времени.

В связи с высокой стоимостью гелиевых счетчиков и сложностью их размещения вокруг контейнера желательно регистрировать мгновенные и запаздывающие нейтроны одними и теми же детекторами. В работе [9] рассмотрен многослойный детектор нейтронов, обеспечивающий одновременно высокую эффективность регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов из делящихся веществ и низкую эффективность регистрации тепловых и эптермальных фоновых нейтронов. С учетом спектральных характеристик нейтронов эффекта и фона выбрана оптимизированная конструкция многослойного детектора, состоящего (со стороны падения регистрируемых нейтронов) из слоев кадмия толщиной 1 мм, борированного полистирила толщиной 10 мм, полистирила толщиной 20 мм, газонаполненных счетчиков нейтронов (типа СНМ-76), полистирила толщиной 80 мм.

На основе выбранной конструкции изготовлен экспериментальный нейтронный детектор размером 500×350 мм, который использовали для нейтронных измерений на макете установки для обнаружения материалов ядерно-топливного цикла фотоядерным методом на базе ускорителя У-28 [3].

В связи с тем, что спектр задержанного γ -излучения не имеет сигнатурных признаков, основными критериями выбора типа детектора могут быть эффективность регистрации, низкая активация рассеянным тормозным излучением, радиационная стойкость, коммерческая доступность. В наибольшей степени этим критериям удовлетворяют пластиковые сцинтилляторы. В качестве предварительного варианта был принят детектор со сцинтиллятором размером 1000×500×100 мм на основе полистирола со

сцинтилляционными добавками. Для оценки счетной эффективности такого сцинтиллятора использовали методику [10], основанную на интегрировании дифференциального сечения комптоновского рассеяния электронов и сопоставлении сечения с минимально допустимой энергией (порогом регистрации).

Выбор энергетического порога определяется шумовыми характеристиками детектора и необходимостью дискриминации сигналов, вызванных прохождением быстрых нейтронов в пластиковом сцинтилляторе. На рис. 7 видно, что вследствие многократных столкновений с материалом контейнера спектр нейтронов существенно низкоэнергетический по сравнению с первичным спектром фотонейтронов. При упругом столкновении быстрых нейтронов с ядрами водорода в составе пластикового сцинтиллятора возникают протоны отдачи, максимальная энергия которых равна энергии нейтронов. Световой выход от торможения протонов в пластиковом сцинтилляторе примерно в 10 раз меньше светового выхода от γ -квантов той же энергии [10]. Энергетический порог примем равным 50 кэВ (по γ -квантам), при этом сигналы, возникающие при упругом рассеянии нейтронов, будут существенно ниже порога регистрации. Наиболее вероятным источником фоновых сигналов от нейтронного потока является γ -излучение, появляющееся при радиационном захвате тепловых нейтронов в пластиковом сцинтилляторе. Без специальных мер коллимации его невозможно отделить от задержанного γ -излучения из контейнера.

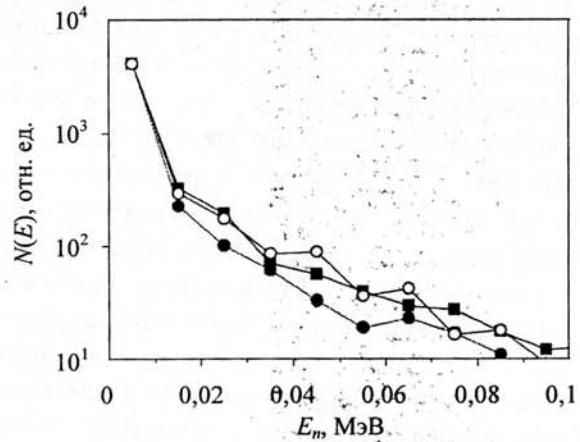


Рис. 7. Спектр нейтронов, приходящих на гамма-детектор спустя 10 мкс после импульса тормозного излучения, из контейнера, заполненного бумагой (●), алюминием (■), железом (○)

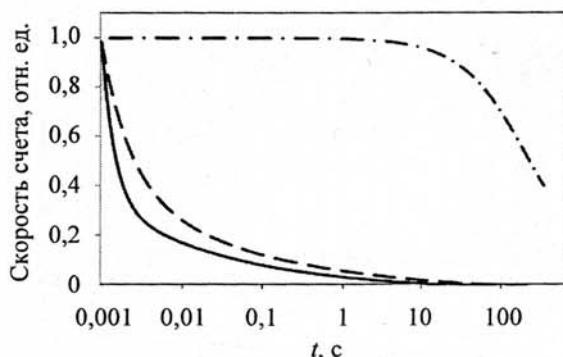


Рис. 8. Зависимость скорости счета мгновенных нейтронов, испущенных делящимся веществом (—), фоновых (---) и запаздывающих нейтронов (— · —) во времени (данные нормированы на максимальное значение для каждого типа частиц)

Выбор временного окна регистрации γ -и нейтронного излучения. Временная зависимость скорости регистрации многослойным нейтронным детектором мгновенных и запаздывающих нейтронов, испущенных делящимся веществом, и фоновых нейтронов приведена на рис. 8. Тепловые нейтроны составляют существенно большую долю в фоновом спектре, чем в спектре делящихся веществ, что обуславливает более медленный спад скорости счета фоновых нейтронов. Поток запаздывающих нейтронов спадает гораздо медленнее по сравнению с мгновенными нейtronами, поэтому запаздывающие нейтроны целесообразно регистрировать с задержкой 1—3 мс после импульса тормозного излучения для уменьшения фона от быстрых мгновенных нейтронов. В этом случае основным фоном при регистрации запаздывающих нейтронов является естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры.

Временное окно регистрации излучения можно оптимизировать путем анализа зависимости доверительного интервала от нижней T_1 и верхней границы T_2 временного окна при регистрации эффекта и фона. Доверительный интервал α , определяющий вероятность p обнаружения делящегося вещества, связан с числом отсчетов детектором нейтронов эффекта A_s и фона A_ϕ известным соотношением [11]

$$A_s = \alpha(p) \sqrt{A_s + 2A_\phi}, \quad (1)$$

где $A_s = \int_0^{T_2} \int_{T_1}^{T_2} \varepsilon(E_n) n_s(E_n, t) dS dt$; $A_\phi = \int_0^{T_2} \int_{T_1}^{T_2} \varepsilon(E_n) \times \times n_\phi(E_n, t) dt$. Энерговременные параметры по-

токов эффекта и фона $n_s(E_n, t)$, $n_\phi(E_n, t)$ из контейнера были получены по результатам численного моделирования, эффективность регистрации $\varepsilon(E_n)$ нейтронов соответствовала эффективности регистрации многослойного детектора. Максимальный доверительный интервал соответствует максимальной чувствительности обнаружения делящегося вещества [11].

Нижняя граница временного окна при регистрации мгновенных нейтронов была выбрана исходя из данных работы [12], согласно которой «мертвое» время счетчика нейтронов после импульса тормозного излучения может быть уменьшено до 25 мкс при коммутации (снятии) высокого напряжения на счетчике нейтронов на время испускания тормозного излучения. На рис. 9 видно, что при увеличении верхней границы выше 300 мкс доверительный интервал не меняется. Таким образом, временное окно для регистрации мгновенных нейтронов может быть выбрано в интервале 25—300 мкс.

Оптимальная нижняя граница временного окна при регистрации запаздывающих нейтронов зависит от скорости счета нейтронного фона, который может сильно варьироваться для разных мест измерения. Измерения естественного фона детекторами, близкими по конструкции к описанному многослойному, показали, что скорость счета нейтронного фона, нормированного на площадь детектора, изменяется в диапазоне $1,4 \cdot 10^{-5}$ — $4 \cdot 10^{-4}$ 1/(с·см²) [13]. При скорости счета $1,4 \cdot 10^{-5}$ 1/(с·см²) нижняя граница временного окна была принята равной 1 мс, в экспериментах [3] при скорости счета $6 \cdot 10^{-5}$ 1/(с·см²) она была выбрана равной 3 мс.

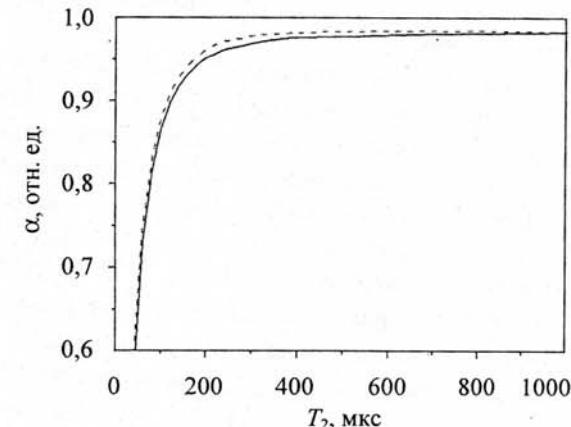


Рис. 9. Зависимость доверительного интервала от верхней границы временного окна регистрации мгновенных нейтронов: — $A_s >> A_\phi$; --- $A_s << A_\phi$

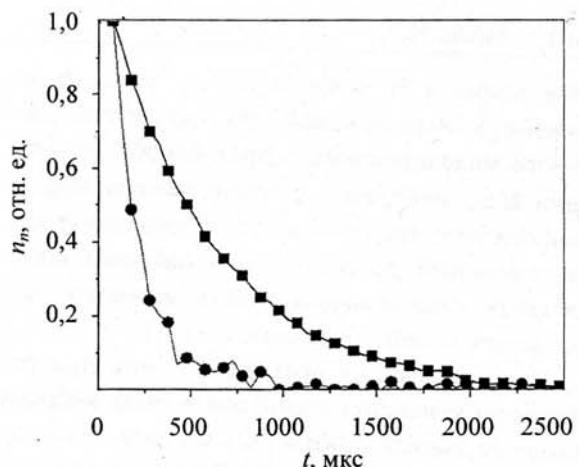


Рис. 10. Зависимость во времени скорости счета задержанного γ -излучения эффекта (■) и фона (●)

Выход задержанного γ -излучения эффекта при наличии в контейнере делящихся веществ существенно растянут по времени по сравнению с γ -фоном и мгновенными нейтронами деления (рис. 10). Это обусловлено тем, что часть потока диффундирующих нейтронов проходит через делящееся вещество и вызывает повторное деление, задержанное по времени относительно импульса зондирующего излучения.

Доверительный интервал при регистрации задержанных γ -квантов был рассчитан по соотношению, аналогичному (1), при скользящей нижней границе T_1 (рис. 11, а) и фиксированной верхней $T_2 = 2000$ мкс и скользящей верхней границе T_2 (рис. 11, б) и фиксированной нижней $T_1 = 10$ мкс временного окна. Видно, что при высоком фоне ($A_\phi \gg A_3$) экстремум доверительного интервала соответствует нижней границе $T_1 \approx 200$ мкс, следовательно, регистрацию задержанных γ -квантов эффекта целесообразно проводить с дополнительной задержкой ~200 мкс после импульса зондирующего тормозного излучения.

При регистрации задержанных γ -квантов на фоне нейтронов γ -кванты энергии 2,2246 МэВ, которые появляются при радиационном захвате нейтронов, замедленных до тепловой энергии в пластиковом сцинтилляторе, являются интерферирующими сигналом. Поскольку скорость регистрации нейтронов спадает существенно быстрее по сравнению со скоростью регистрации задержанных γ -квантов, целесообразно выбирать нижнюю границу временного интервала 200—300 мкс для увеличения отношения эффект/фон при регистрации задержанных γ -кван-

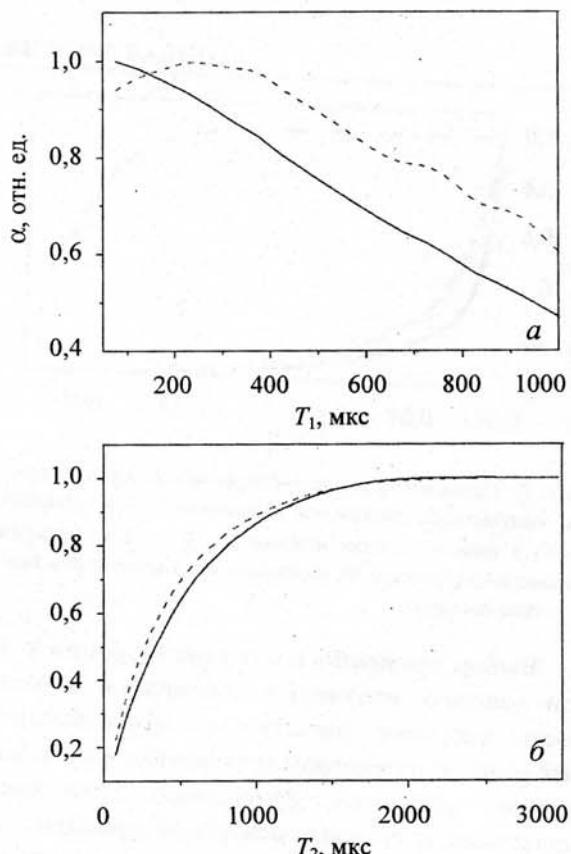


Рис. 11. Зависимость доверительного интервала α при регистрации задержанных γ -квантов на фоне γ -излучения от нижней границы временного окна T_1 при $T_2 = 2000$ мкс (а), верхней границы временного окна при $T_1 = 10$ мкс (б):
— — $A_3 \gg A_\phi$; - - - $A_3 \ll A_\phi$

тов в сильных нейтронных полях, когда количество событий, вызванных захватом тепловых нейтронов A_ϕ , существенно превышает количество событий от задержанных γ -квантов A_3 (рис. 12).

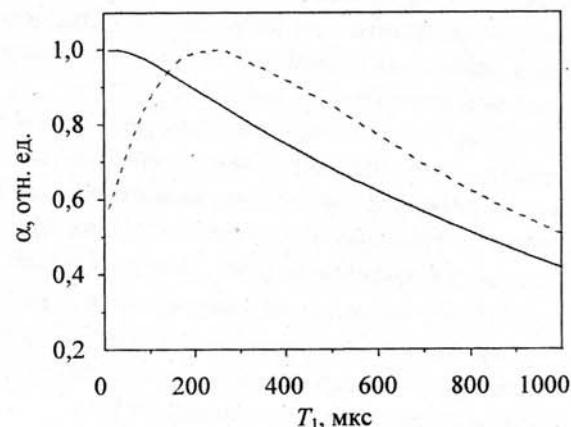


Рис. 12. Зависимость доверительного интервала от нижней границы временного окна T_1 при регистрации задержанных γ -квантов на фоне нейтронов: — — $A_3 \gg A_\phi$; - - - $A_3 \ll A_\phi$

Авторы благодарны сотруднику РНЦ «Курчатовский институт» Д.М. Каратникову за помощь в обработке результатов численного моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reinhard M., Prokopovich D., Gaast H. Detection of illicit nuclear materials masked with other gamma-ray emitters. — In: Nucl. Science Symp. Conf. Record, 2006, v. 1, p. 270—272.
2. Gozani T. Conventional and non-conventional nuclear material signatures. — In: Proc. AIP Conf., 2009, v. 1099, p. 599—605.
3. Каратников М.Д., Козлов К.Н., Лубков В.М. и др. Экспериментальный стенд для измерения выхода нейтронов из ядерных материалов под действием тормозного излучения (фотоядерный метод). — Приборы и техника эксперимента, 2009, № 5, с. 38—46.
4. GEANT3.21 Detector Description and Simulation Tool. Manual. CERN Program Library, Geneva, Switzerland, 1993.
5. Бакаляров А.М., Каратников М.Д., Лебедев В.И., Яковлев Г.В. Оптимизация выходных устройств электронного ускорителя — источника тормозного излучения для импульсного фотоядерного метода. — Атомная энергия, 2009, т. 106, вып. 3, с. 162—167.
6. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979.
7. Cullen D. A Simple Model of Delayed Neutron Emission. UCRL-TR-204743. LLNL, USA, 2004. 40 p.
8. Antonova V.P., Chubenko A.P., Kryukov S.V. Anomalous time structure of extensive air shower particle flows in the knee region of primary cosmic ray spectrum. — J. Phys. G: Nucl. Particle Phys., 2002, v. 28, p. 251—266.
9. Бакаляров А.М., Германов А.Б., Каратников М.Д. и др. Оптимизация нейтронного детектора для контроля делящихся веществ с помощью импульсного фотоядерного метода. — Атомная энергия, 2009, т. 106, вып. 1, с. 48—52.
10. Roulston K., Nagvi S. Gamma-Detection Efficiency of Organic Phosphors. Techn. Inform. Note 506. Saint-Gobain Crystals, Ohio, USA. 1 p.
11. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959. 411 с.
12. Балыгин К.А., Каратников М.Д., Мелешко Е.А., Яковлев Г.В. Уменьшение мертвого времени пропорциональных детекторов нейтронов после воздействия импульсных потоков ионизирующего излучения. — Приборы и техника эксперимента, 2008, № 4, с. 20—24.
13. Jones J., Yoon W., Haskell K. Photofission-Based, Nuclear Material Detection: Technology Demonstration. Report INEEL/EXT-02-01406. Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, USA, 2002. 28 p.

Поступила в Редакцию 16.11.09