

**РАСЧЕТ ЗНАЧЕНИЙ МОЩНОСТИ АМБИЕНТНОГО
ИНДИВИДУАЛЬНОГО ЭКВИВАЛЕНТА ДОЗЫ
НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА
ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА**

С.Г. Федоров^{1,2}, А.В. Берлянд¹, В.М. Дьяченко¹

¹ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл., Россия,

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,

sander.00007@gmail.com,

physics96@yandex.ru,

fedorov911@gmail.com,

Аннотация. В данной статье описывается метод определения значений мощности AMBIENT (индивидуального) эквивалента дозы (МАЭД и МИЭД) нейтронного излучения, основанный на измерении спектра нейтронов. Для определения спектра нейтронов во ФГУП «ВНИИФТРИ» используется многошаровой спектрометр. Проведены исследования применения сцинтилляторов на основе литиевого стекла в качестве детектора спектрометра. Для этого был произведён расчёт с помощью численных методов (метод Монте-Карло) энергетической зависимости чувствительности (ЭЗЧ) литиевых стёкол с набором шаровых замедлителей для их использования в качестве детектора в многошаровом спектрометре нейтронного излучения. Проведён анализ факторов, которые вносят неопределённость в значения функции ЭЗЧ. Рассчитан вклад в неопределённость от влияющих факторов путём вариации значений плотности полиэтилена, атомной концентрации лития-6. Произведены измерения нейтронных спектров в коллимированном поле нейтронного излучения радионуклидного источника ²³⁸Pu-Be. На основе рассчитанных значений функции ЭЗЧ литиевых стёкол и экспериментальных данных определён спектр нейтронного излучения и рассчитаны значения мощностей AMBIENT и индивидуального эквивалента доз нейтронного излучения.

Ключевые слова: дозиметрия нейтронного излучения, спектрометрия нейтронного излучения, сцинтилляционные детекторы, энергетическая зависимость чувствительности, метод Монте-Карло.

**CALCULATION OF AMBIENT DOSE EQUIVALENT
(INDIVIDUAL) RATE OF NEUTRON RADIATION BASED
ON THE SPECTRUM MEASUREMENTS TECHNIQUES**

S.G. Fedorov^{1,2}, A.V. Berlyand¹, V.M. Dyachenko¹

¹FSUE "VNIIFTRI", Mendeleevo, Moscow region, Russia,

²National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russia,

sander.00007@gmail.com,

physics96@yandex.ru,

fedorov911@gmail.com

Annotation. Measurement of the neutron spectrum is required to determine the values of ambient dose equivalent rate and individual dose equivalent rate of neutron radiation. A multi-ball spectrometer is used to determine the neutron spectrum at VNIIFTRI. Research has been carried out on the use of lithium glass scintillators as a detector of a spectrometer. For this, a calculation was made using numerical methods (Monte Carlo method) of the energy dependence of the sensitivity (ESP) of lithium glasses with a set of spherical moderators for their use as a detector in a multi-sphere neutron radiation spectrometer. The analysis of factors that introduce uncertainty into the values of the ESP function is carried out. The contribution to uncertainty from influencing factors was calculated by varying the values of the density of polyethylene, the atomic concentration of lithium-6. Measurements of neutron spectra in the collimated field of neutron radiation from the ^{238}Pu -Be radionuclide source have been performed. Based on the calculated data on the values of the ESP function of lithium glasses and experimental data, the spectrum of neutron radiation was reconstructed and the values of the powers of the ambient and individual equivalent doses of neutron radiation were calculated.

Key words: neutron radiation dosimetry, neutron radiation spectrometry, scintillation detectors, energy dependence of sensitivity, Monte Carlo method.

Введение

Средства измерений, предназначенные для измерения мощности амбиентного эквивалента дозы (МАЭД) и мощности индивидуального эквивалента дозы (МИЭД) нейтронного излучения, градуируются и калибруются с использованием Pu-Be и ^{252}Cf радионуклидных источников. На практике, при измерении в условиях, отличных от условий градуировки, неопределённость результатов измерений значительно возрастает. Причиной этого является отличие спектра нейтронного излучения в месте измерения от спектра нейтронных источников, используемых при калибровке. Данное отличие может возникнуть при использовании других источников нейтронного излучения, спектр которых может значительно отличаться от спектра источников Pu-Be и ^{252}Cf . Также конструкционные материалы и особенности помещения могут вносить искажения в исходный спектр источника. Если между источником излучения и точкой измерения присутствуют материалы (стены, перегородки и др.), то при прохождении через них энергия нейтронов будет изменяться. Помимо этого в точке измерения будет присутствовать рассеянная компонента, которая образуется при отражении нейтронов от стен, потолка, пола и других элементов конструкций.

Значения МАЭД $H^*(10)$ и МИЭД $H_P(10)$ нейтронного излучения рассчитываются с помощью рекомендованных коэффициентов перехода от флюенса нейтронного излучения к значениям МАЭД и МИЭД [1] путём их интегрирования по дифференциальному спектру нейтронного излучения:

$$H^*(10) = \int_0^{E_m} h_{\Phi}^*(10), (E)\Phi(10); \quad (1)$$

$$H_p(10) = \int_0^{E_m} h_{p,\Phi}(10), (E)\Phi(10), \quad (2)$$

где $h_{\Phi}^*(10), h_{p,\Phi}(10)$ — коэффициент перехода от флюенса нейтронного излучения к значениям МАЭД и МИЭД соответственно; $\Phi(E)$ — дифференциальный спектр нейтронного излучения.

Основными методами современной спектрометрии нейтронов в области энергий от единиц до тысяч МэВ являются:

- времяпролётный метод;
- метод протонов отдачи;
- калориметрический метод;
- метод множественности вторичных нейтронов;
- амплитудный метод;
- пороговый (активационный) метод;
- метод сфер Боннера.

На сегодняшний день нейтронное излучение широко применяется в промышленности, науке, медицине, сельском хозяйстве, космической технике и т.д. В данной статье описываются задачи, возникающие в области атомной энергии при использовании различных ядерно-физических установок и источников ионизирующего излучения с непрерывным спектром в широком диапазоне энергий от $2,5 \cdot 10^{-8}$ до 20 МэВ, такие нейтронные поля характеризуются средней энергией спектра нейтронов и типом источника или реакцией получения нейтрона. В зависимости от области применения нейтронного излучения нейтронные поля можно разделить на:

- поля открытой геометрии на основе закрытых радионуклидных источников ионизирующего излучения (например, Pu-Be, ^{252}Cf), применяемые для проверки, калибровки и проведения испытаний с целью утверждения типа средства измерения;
- коллимированные поля на основе закрытых радионуклидных источников ионизирующего излучения (например, Pu-Be, ^{252}Cf , Am-B) из состава измерительных установок или комплексов, применяемых для выявления энергетической зависимости выпускаемых средств измерений, проведения научно-исследовательских работ;
- поля, используемые в лучевой терапии, на основе генерирующих источников ионизирующего излучения (например, генераторы, ускорители, ядерно-физические установки) с использованием различных формирователей поля;
- поля рассеянного излучения, которые образуются в смежных с измерительными залами помещениях, где расположены все вышеперечисленные типы нейтронных источников ионизирующего излучения.

При взаимодействии нейтрона с веществом образуются различные типы вторичных заряженных частиц. На рис. 1 показан относительный вклад в дозу вторичных заряженных частиц во всём фантоме в зависимости от энергии падающего нейтрона.

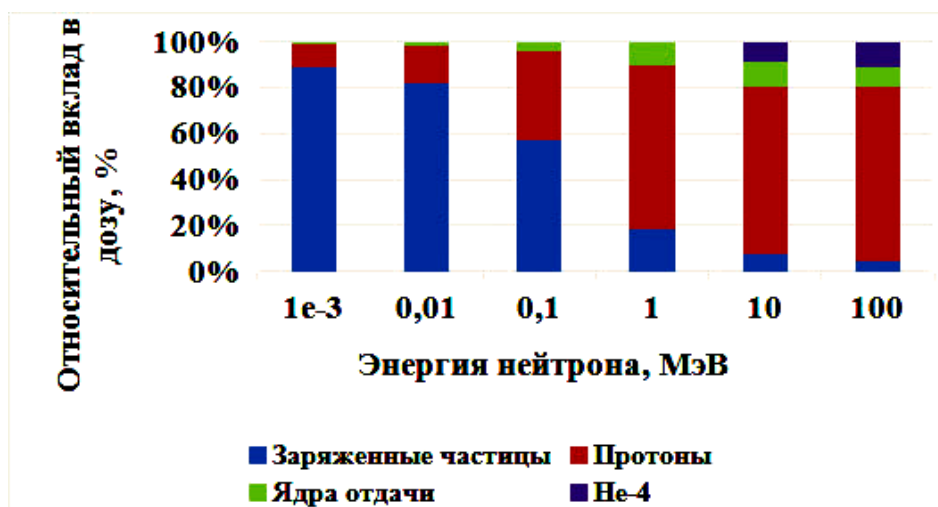


Рис. 1. Вклад процессов взаимодействия нейтрона с веществом

Для нейтронов с энергией до 10 кэВ вторичные фотоны вносят основной вклад в дозу глубоко внутри фантома, 90 % вклада в дозу приходится на фотоны с энергией 2,2 МэВ, испускаемые во время захвата нейтронов водородом. Поскольку фотоны отдают свою энергию через электроны и позитроны, вклад фотонов в дозу обозначается на рис. 1 как «заряженные частицы». Остальная часть дозы (10 %) обусловлена реакцией $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Протоны и ядра отдачи ^{14}C отдают свою энергию и обозначаются на рисунке как «протон» и «ядра отдачи» соответственно. Фотоны дают 90 % вклада в дозу от облучения тепловыми и эпитептермальными нейтронами. При энергиях нейтронов выше 10 кэВ вклад в дозу от фотонов резко снижается и составляет менее 20 % при энергии 1 МэВ. При энергиях нейтронов выше 1 кэВ энергия, теряемая протонами отдачи при упругом рассеянии на водороде, становится значительной, в то время как при энергиях выше нескольких МэВ образование заряженных частиц в результате ядерных реакций становится всё более выраженным механизмом выделения энергии падающих нейтронов. Для того, чтобы учесть влияние описанных выше процессов взаимодействия нейтрон с фантомом, при расчёте значений МАЭД и МИЭД нейтронного излучения возникает потребность в определении спектра непосредственно в месте проведения измерений.

Методы

Если осуществлять определение спектра нейтронов для воспроизведения единицы МАЭД и МИЭД на основе только детектора тепловых нейтронов, который осуществляет регистрацию только заряженных частиц, то существенная часть информации, связанной с процессами образования протонов и ядер отдачи, оказывается неучтённой. Вклад данных процессов становится преобладающим, начиная с энергий 0,1 МэВ. Также начиная с энергии 0,1 МэВ, коэффициент перехода от единичного флюенса к МАЭД и МИЭД имеет существенную зависимость от энергии нейтрона [2].

Для учёта вклада процессов выше энергии 0,1 МэВ в состав измерителя мощности эквивалента дозы нейтронного излучения из состава ГЭТ 117-2010 были введены детекторы нейтронного излучения (сцинтилляционные, газонаполненные и др.) с расширенным набором полиэтиленовых шаровых замедлителей диаметром от 70 до 400 мм, что в совокупности позволяет охватить все протекающие реакции взаимодействия нейтрона с веществом в диапазоне энергий от $2,5 \cdot 10^{-8}$ до 20 МэВ.

Сам принцип многошарового спектрометра, он же — спектрометр сфер Боннера, впервые был предложен и описан Брамблеттом и Боннером. Спектрометр состоит из детектора нейтронов, который размещается внутри набора шаровых замедлителей и электронной аппаратуры, необходимой для снятия и обработки сигнала с детектора. Следует отметить, что практическая реализация стала возможной совсем недавно, благодаря стремительному развитию электронной аппаратуры и появлению моделирующих программ, основанных на принципе Монте-Карло.

Наилучшим материалом для замедления нейтронов является полиэтилен [3]. Основные достоинства этого материала заключаются в следующем:

- отсутствие примесей (не более 0,05 %), что исключает необходимость введения поправок на протекания реакций от сопутствующих частиц и гамма-квантов;
- высокая замедляющая способность, позволяющая уменьшить геометрические размеры измерителя. Замедляющая способность $k = \xi \cdot \Sigma_s$, где ξ — среднелогарифмические потери для ядер вещества, Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния;
- высокий коэффициент замедления, что существенно с точки зрения получения максимальной чувствительности детектора. Коэффициент замедления вещества — это величина отношения замедляющей способности вещества к его поглощающей способности.

В таблице 1 приведён ряд параметров полиэтилена, воды, графита и бериллия, существенных при выборе материала замедлителя для многошарового спектрометра, где ρ — плотность вещества, k — замедляющая способность, k_z — коэффициент замедления, μ — молярная масса.

Таблица 1

Характеристики материалов,
существенных при выборе материала замедлителя

Материал	ρ , кг/м ³	k	k_3	μ , г/моль
Полиэтилен	955	3,26	122	14
Вода	998	1,35	71	18
Тяжёлая вода	1104	0,179	5670	20
Графит	2230	0,064	192	12
Бериллий	1848	0,155	143	9

Для уменьшения угловой зависимости чувствительности спектрометра форма замедлителей выбирается в виде шара. Шаровой замедлитель в зависимости от диаметра имеет наибольшую чувствительность в определённом диапазоне энергий.

Данный тип спектрометра получил широкое распространение благодаря:

1. большому энергетическому диапазону;
2. простоте выполнения измерений, которые не требуют сложной электроники;
3. высокой чувствительности, которая может варьироваться путём замены регистрирующего детектора;
4. возможности использования детекторов, не чувствительных к гамма-излучению.

С развитием технологий в области регистрации нейтронного излучения появились новые виды сцинтилляторов, которые обладают преимуществами перед сцинтиллятором LiI(Eu) из состава ГЭТ 117-2010. Одними из таких детекторов являются литиевые стекла, обогащённые изотопом ⁶Li. Такой тип сцинтиллятора более чувствителен к тепловым нейтронам, при этом чувствительность к гамма-излучению ниже, чем у сцинтиллятора LiI(Eu) [4].

Метод расчёта МАЭД и МИЭД основан на процедуре определения спектра $\varphi(E)$ по результатам измерений N_i — скорости счёта i -го детектора, где i — номер шарового детектора с соответствующей функцией ЭЗЧ $R_i(E)$. Основная задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода [5]:

$$N_i = \int R_i(E) \varphi(E) dE. \quad (3)$$

При численном решении уравнения спектр нейтронного излучения обычно приводится в виде массива φ_j в j -й энергетической группе, а экспериментальные данные сводятся к следующему выражению:

$$N_i = \sum_{j=1}^n R_{ij} \phi_j, \quad (4)$$

где R_{ij} — среднее значение $R_i(E)$ в j -й энергетической группе. Таким образом, R_{ij} является прямоугольной матрицей размерности $N \times M$, где N — число энергетических групп, а M — число детекторов. Решение методом наименьших квадратов может обеспечить представление спектра со «смытыми» широкими энергетическими группами ввиду того, что M мало (порядка 10). Решение уравнения может быть развёрнуто с помощью итерационных методов с использованием априорного спектра. На основе определённого спектра рассчитываются значения МАЭД и МИЭД нейтронного излучения по формулам (1), (2).

Для того, чтобы определить спектр нейтронного излучения, а затем произвести расчёт дозиметрических величин с применением многошарового спектрометра нейтронов, необходимо решить следующие задачи:

- произвести расчёт функции отклика детектора с набором шаровых замедлителей;
- обработать аппаратурные спектры для выделения нейтронной компоненты загрузки детектора с набором шаровых замедлителей;
- решить некорректную задачу определения спектра путём решения интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода численными методами;
- восстановить спектр с применением итерационных методов, для которого необходимо проанализировать и корректно подобрать априорный спектр.

Исходя из уравнений (3) и (4), чтобы использовать детектор с замедлителями в качестве спектрометра, необходимо определить значения функции ЭЗЧ с каждым шаровым замедлителем. Существуют два способа определения ЭЗЧ: экспериментальный, путём облучения детектора с замедлителем моноэнергетическим нейтронным излучением, и расчёт численными методами, путём розыгрыша событий методом Монте-Карло.

Использование моноэнергетического источника для определения ЭЗЧ детектора — дорогостоящий и сложный процесс. Также необходимо отметить, что таких источников мало, поэтому расчёт может быть проведён только для нескольких энергетических точек [6]. В данной работе определение значений функции ЭЗЧ детекторов с шаровыми замедлителями производилось численными методами.

Расчёт ЭЗЧ детектора выполнялся в 2 этапа:

- 1) подготовка входных файлов;
- 2) выполнение расчёта.

Расчёт производился для литиевых стёкол с содержанием ${}^6\text{Li}$ 95 % цилиндрической формы с размерами: высота — 4 мм, диаметр — 4 мм.

При подготовке входных файлов описывается геометрия детекторов со всеми диаметрами замедлителей. На рис. 2 показана структурная схема геометрии расчёта.

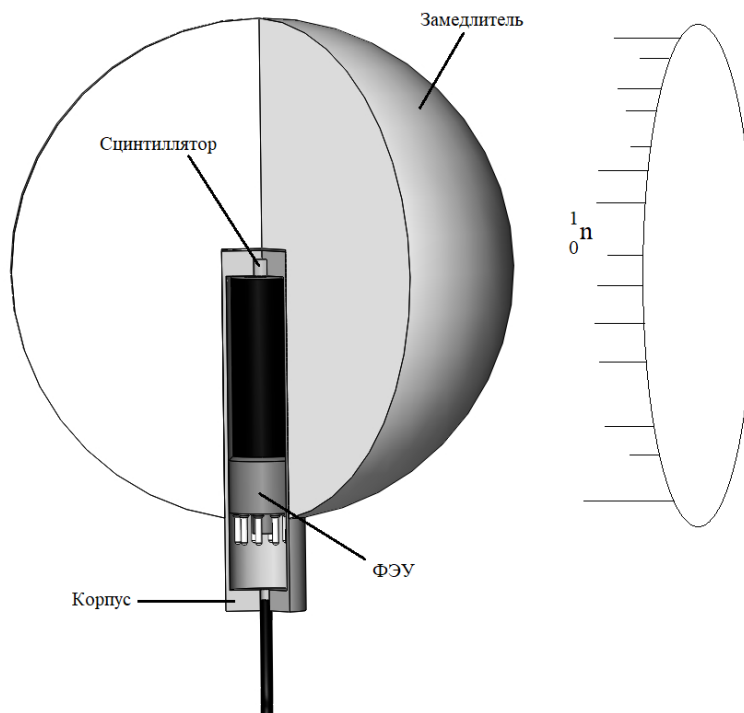


Рис. 2. Структурная схема геометрии расчёта

При использовании спектрометра в полях открытой и коллимированной геометрии подавляющая часть нейтронов имеет одинаковое направление падения на спектрометр, что довольно близко соответствует облучению в плоском мононаправленном поле. При моделировании источник нейтронов задавался в виде диска, диаметр которого соответствует диаметру сферы, а направление нейтронов перпендикулярно оси спектрометра.

Для получения значений функции ЭЗЧ детектора необходимо знать [7]:

- плотность полиэтилена каждого замедлителя (низкого или высокого давления, отсутствие раковин и т.д.);
- реальную геометрию (размер и форма блока детектирования, который состоит из детектора, фотоэлектронного умножителя с делителем и корпуса);
- тип блока детектирования;
- метод обработки сигнала.

Для расчётов использовались библиотеки ядерных данных ENDF/B-VI. Значения функций чувствительности при этом определяются как число ядерных реакций на единицу нейтронного флюенса на основе оценки длины пробега в объёме детектора:

$$R_i(E) = S_i N V \int_0^E \sigma(n, \alpha) F_E(E) dE, \quad (5)$$

где S_i — площадь источника, соответствующего сфере диаметром d_i (м^2); N — атомная концентрация ядер детектора (см^{-3}); V — объём детектора (м^3); $F_E(E)$ — плотность потока нейтронов ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) в объёме детектора; $\sigma(n, \alpha)$ — сечение реакции (барн), по которой рассчитывается функция чувствительности. В формуле (5) методом Монте-Карло определялось значение плотности потока нейтронов.

Изотоп ${}^6\text{Li}$ характеризуется большим сечением реакции (n, α) :



для медленных нейтронов. Данная реакция является основной при энергиях нейтронов от 10^{-7} кэВ до десятков кэВ. Для ${}^6\text{Li}$ сечение данной реакции соответствует закону $1/v$ от 10^{-7} кэВ, вплоть до 30 кэВ, где v — скорость нейтронов. При больших энергиях в сечении реакции ${}^6\text{Li}$ наблюдается резонанс поглощения при энергии около 250 кэВ. На аппаратурном спектре данная реакция имеет выраженный пик.

При увеличении энергии начинают проходить другие реакции взаимодействия нейтронов с веществом детектора. В литиевом стекле происходят неупругие реакции на ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, суммарное сечение которых уже превышает сечение основной реакции, при энергиях нейтронов выше 1–2 МэВ [8]. Данные реакции образуют продольную подложку слева и справа от пика основной реакции на аппаратурном спектре. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов уже необходимо учитывать вклад заряженных частиц, попадающих в детектор из материалов, которые его окружают (алюминиевый корпус детектора).

Исходя из этого, аппаратурные спектры импульсов от тепловых и промежуточных нейтронов будут отличаться от аппаратурных спектров, образованных от нейтронов высоких энергий. До энергии ~ 1 МэВ большая часть импульсов сосредоточена в пике основной реакции. С дальнейшим увеличением энергии импульсы распределяются в широком диапазоне и уже не связаны с основной реакцией.

В данной работе в качестве источников нейтронов используются радионуклидные источники ${}^{238}\text{Pu-Be}$ и ${}^{252}\text{Cf}$, имеющие средние энергии нейтронов 4,2 и 2,0 МэВ соответственно. Учитывая то, что при использовании полиэти-

леновых замедлителей спектр нейтронного излучения смещается в тепловую область в результате замедления в материале замедлителя, вклад неосновных реакций будет несущественный. Также необходимо отметить, что неосновные реакции выделить на аппаратурном спектре затруднительно, особенно слева от пика основной реакции, поскольку в данных каналах также присутствует вклад гамма-излучения.

Исходя из этого, расчёт функции отклика проводился по основным каналам реакции на ${}^6\text{Li}$. В номенклатуре реакции ENDF они обозначаются как MT 105 для ${}^6\text{Li}$.

Расчёт ЭЗЧ методом Монте-Карло требует обработки большого количества файлов. Чем больше набор шаровых замедлителей и количество разбиений энергетического интервала, тем большее число расчётов необходимо произвести. Для автоматизации процесса расчёта и ускорения процесса использовалось программное средство Resfunction [9]. В результате удалось сократить время с момента подготовки входных файлов до получения функции отклика с одного месяца до одной недели. При расчёте ЭЗЧ использовалось количество историй 10^8 для уменьшения статистической неопределённости до уровня 1 % и ниже.

График значений функции ЭЗЧ литиевого стекла диаметром 4 мм, высотой 4 мм с полиэтиленовыми замедлителями различных диаметров представлен на рис. 3.

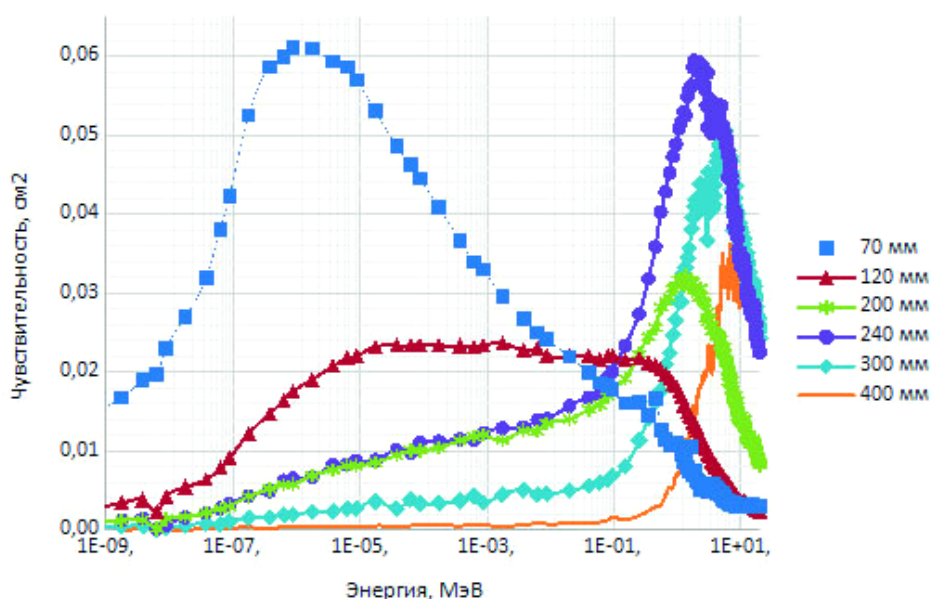


Рис. 3. Значения функции ЭЗЧ литиевого стекла

Результаты расчёта значений функции ЭЗЧ сцинтилляторов на основе литиевого стекла были сравнены с результатами расчётов значений функции ЭЗЧ сцинтиллятора LiI(Eu), приведённых в работе [10] (рис. 4), а также в других работах международных лабораторий [11, 12]. Сравнение проводилось с сцинтиллятором LiI(Eu) ввиду отсутствия данных результатов определения значений функции ЭЗЧ литиевых стёкол в других работах.

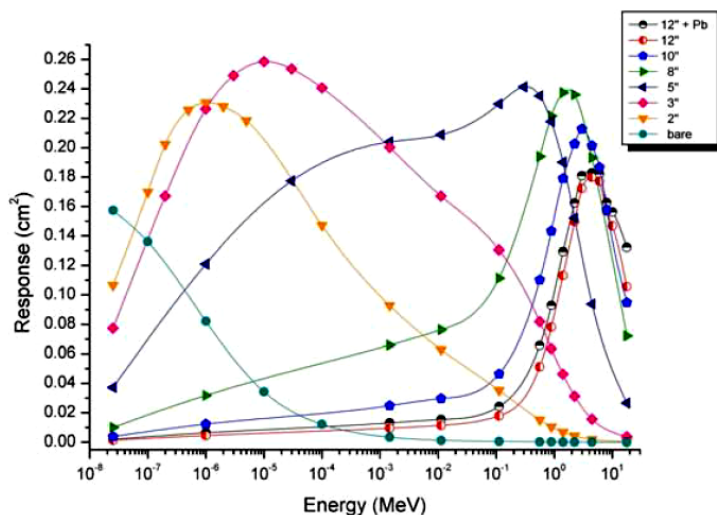


Рис. 4. Значения функции ЭЗЧ LiI(Eu), представленная в работе [10]

Результаты

При оценке неопределённостей был проведён анализ формулы расчёта функции ЭЗЧ, её компонентов, а также произведены расчёты функции ЭЗЧ с вариацией основных параметров плотности полиэтилена и атомной концентрации ${}^6\text{Li}$ в сцинтилляторах на основе литиевого стекла.

Неопределённость по типу А зависит от количества розыгрышей историй метода Монте-Карло, что в конечном итоге приводит к зависимости от времени расчёта. Время расчёта функции ЭЗЧ выбиралось таким образом, чтобы неопределённость по типу А не превышала 1 %.

Если переписать формулу (5) в следующем образом:

$$R_i(E) = S_i N V K, \quad (7)$$

где подынтегральное выражение обозначено переменной K , тогда неопределённость по типу В будет определяться следующим образом:

$$u_B = \sqrt{u_S^2 + u_N^2 + u_V^2 + u_K^2}, \quad (8)$$

где u_S — стандартная неопределённость площади поперечного сечения сферы; u_N — стандартная неопределённость атомной концентрации материала детектора; u_V — стандартная неопределённость объёма детектора; u_K — стандартная неопределённость значения интеграла K (7).

Основная сложность при оценке неопределённости значений функции ЭЗЧ детекторов возникает при оценке вклада от интеграла в формуле (5), поскольку он рассчитывается методом Монте-Карло. Сложность заключается в том, что в явном виде определить зависимость рассчитанного интеграла от параметров системы невозможно. Основными факторами, которые влияют на итоговый результат, являются плотность полиэтилена и атомная концентрация вещества детектора.

Для оценки неопределённости значений функции ЭЗЧ при изменении плотности полиэтилена и атомной концентрации вещества были произведены расчёты при различных значениях этих параметров.

Для литиевого стекла значения массовой концентрации ${}^6\text{Li}$ варьировались относительно содержания всего Li в кристалле. В паспорте производитель указывает значение $n = 95\%$. расчёт производился при значениях 90, 93, 97 и 100 %. Полученное отклонение значений функции ЭЗЧ имеет наибольшие значения в области низких энергий, не превышая при этом 0,3 %. Таким образом, можно считать, что изменение атомной концентрации ${}^6\text{Li}$ практически не вносит изменений в интеграл K относительно плотности полиэтилена и носит скорее статистический характер, поскольку изменения колеблются относительно единицы как в большую сторону, так и в меньшую.

В расчётах функции отклика плотность полиэтилена была принята равной $0,95 \text{ г/см}^3$. Далее плотность была изменена на 0,93; 0,94; 0,96; 0,97 г/см^3 . Полученный результат показывает, что при увеличении плотности полиэтилена чувствительность уменьшается в области низких энергий и возрастает в области высоких энергий. При уменьшении плотности эффект обратный — увеличение чувствительности при низких энергиях и уменьшение при высоких энергиях. При этом точка «перехода» находится в районе 1,75 МэВ. Для сферы диаметром 400 мм данный эффект не наблюдается. Характерен лишь спад отклонения при увеличении энергии нейтронов.

В результате основной вклад в неопределённость значений интеграла K (уравнение (7)) вносит неопределённость плотности полиэтилена. Суммарная стандартная неопределённость значений функции ЭЗЧ $R_i(E)$ не превышает 1,9 %.

Определение спектра

После расчёта значений функции ЭЗЧ литиевых стёкол были проведены измерения откликов от сцинтилляционного детектора на основе литиевого стекла в коллимированной геометрии с закрытым радионуклидным источником $^{238}\text{Pu-Be}$. В результате обработки аппаратурных спектров от всех наборов шаровых замедлителей были получены значения скоростей счёта, необходимых для определения спектра. Результаты приведены в таблице 2.

Таблица 2

Экспериментальные значения скоростей счёта от сцинтиллятора на основе литиевого стекла с набором шаровых замедлителей от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии

Наименование параметров	Диаметр сферы, мм					
	70	120	200	240	300	400
Скорость счёта, 1/с	6,20	20,89	36,00	35,84	28,93	18,05
Время измерения, с	60048	12817	5772	3980	11482	13014
Мёртвое время, %	0,011	0,03	0,046	0,047	0,039	0,025

На основе полученных данных был определён спектр нейтронов от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ в коллимированной геометрии. Определение спектра произведено с помощью программы BSpectr [13]. Данная программа позволяет получить значения МАЭД и МИЭД, рассчитанные на основе усреднённого спектра нейтронного излучения, получаемого за счёт нескольких определённых спектров с применением различных итерационных методов.

На рис. 5 приведён результат определения спектра в коллимированной геометрии УКПН-1М и спектр открытой геометрии $^{238}\text{Pu-Be}$ источника МАГАТЭ [14], который был нормирован по интегральной плотности потока определённого спектра. На рис. 5 также показаны рассчитанные значения мощности амбиентного эквивалента дозы нейтронного излучения. Даже в данном случае разница значений мощностей доз составляет более 12 %.

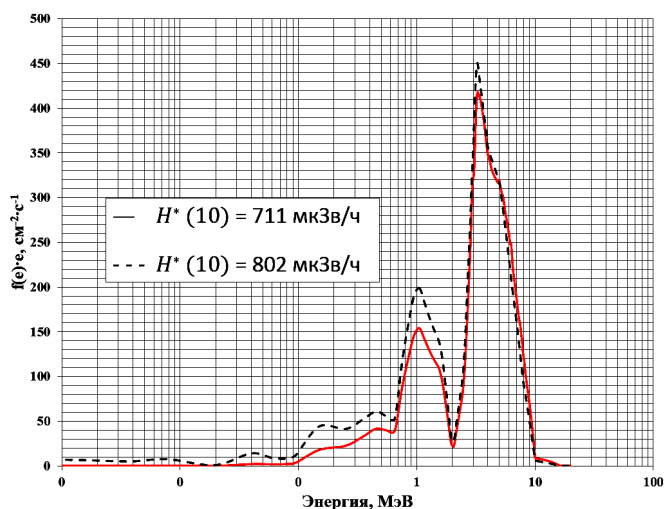


Рис. 5. Определённый спектр от радионуклидного источника $^{238}\text{PuBe}$ в коллимированной геометрии УКПН-1М (- - -) в сравнении с референсным спектром МАГАТЭ (—)[14]

Заключение

Таким образом, реализованный на базе ГЭТ 117-2010 метод расчёта значений мощности амбиентного (индивидуального) эквивалента дозы нейтронного излучения на основе метода определения спектра имеет ряд преимуществ. Во-первых, при использовании спектрометрического метода стало возможным учитывать вклад в дозу от протонов и ядер отдачи. Во-вторых, введённый в состав ГЭТ 117-2010 водородный газонаполненный счётчик позволяет расширить верхнюю границу диапазона воспроизведения с 10 до 20 МэВ. В-третьих, определение спектра нейтронного излучения в ситуациях, когда измерение доз осуществляется на предприятиях, эксплуатирующих ядерно-физические установки или установки на основе радионуклидных источников, где на рабочих местах или в смежных помещениях значения МАЭД и МИЭД значительно превосходят фоновые значения, позволит снизить неопределённость измерений МАЭД и МИЭД в полях нейтронного излучения за счёт введения поправочного коэффициента, учитывающего энергетическую зависимость чувствительности применяемого средства измерения непосредственно в тех помещениях, где будут проводиться эти измерения.

Список литературы

1. Petoussi-Henss N., Bolch W.E., Eckerman K.F. and et al. ICRP publication 116 conversion coefficients for radiological protection quantities for external radiation exposures. — 2010. — V. 40. — I. 2-5. — P. 1–257.
2. Публикация 103 Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ): пер. с англ. // Рекомендации Международной комиссии по радиационной защите от 2007 года / Под общей ред. М.Ф. Киселёва и Н.К. Шандалы. — М.: ПКФ «Алана», 2009
3. Масляев П.Ф. Вопросы метрологического обеспечения измерений дозиметрических характеристик полей быстрых нейтронов: дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М., 1972. — 172 с.
4. Федоров С.Г. Использование сцинтиллятора на основе литиевого стекла для регистрации нейтронного излучения // Измерительная техника. — 2018. — № 12. — С. 56–58.
5. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Использование методов спектрометрии нейтронов при измерении дозиметрических величин // Измерительная техника. — 2015. — № 1. — С. 58–61.
6. Cao Jing, Jiang Xiaofei, Jiang Chunyu, Cao Hongrui, Yin Zejie Calculation of Response Function for Bonner Sphere Spectrometer Based on Geant4 // Plasma Science and Technology. — 2014. — V. 17. — № 1.
7. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Универсальный спектрометр нейтронов // Анри. — 2017. — № 2 (89). — С. 12–18.
8. Мартинкович Й., Тимошенко Г.Н. Расчёт функций чувствительности многосферного спектрометра нейтронов в области энергий до 20 МэВ: препринт. — Дубна: Объед. ин-т ядер. исслед., 2005. — 14 с.
9. Федоров С.Г., Дьяченко В.М. ResFunction: свидетельство о государственной регистрации программы на ЭВМ. — № RU 2019663761 РФ. — 2019
10. Cruzate J.A., Carelli J.L., Gregori B.N. Bonner sphere spectrometer: A CONRAD Project Intercomparison. — Nuclear Regulatory Authority, 2011. — P. 101–112.
11. Tursinah R., Bunawas, Kim J., Neutron response function of bonner sphere spectrometer with 6 LiI(Eu) detector // GANENDRA: Majalah IPTEK Nuker, — 2017. — V. 20. — No. 2. — P. 65–72. — URL: <http://jurnal.batan.go.id/index.php/ganendra/article/view/3319>.
12. Rebecca M. Howell, Burgett E. Secondary neutron spectrum from 250-MeV passively scattered proton therapy: Measurement with an extended-range Bonner sphere system // Medical Physics. — 2014. — V. 41. — No. 9.
13. Федоров С.Г., Дьяченко В.М. Vspectr: свидетельство о государственной регистрации программы на ЭВМ, № RU 2019664008 РФ. — 2019.

14. Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes: supplement to technical reports series no. 318. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2001.

Статья поступила в редакцию: 15.06.2021 г.

Статья прошла рецензирование: 24.06.2021 г.

Статья принята в работу: 01.07.2021 г.