

Преодоление фундаментальных ограничений интегральных дозиметров: спектрометр-дозиметр нейтронов и гамма-квантов

П. Руднев¹, И. Чешигин², Н. Моисеев³, А. Цовьянов⁴

УДК 539.1.074 | ВАК 2.2.2

В полях ионизирующего излучения с неизвестным спектром (наблюдаемых в ядерных реакторах, ускорителях, космическом пространстве, радиационной медицине) погрешность измерения дозы излучения может быть неконтролируемой и зачастую делает некорректными результаты измерения с помощью традиционных интегральных дозиметров. В статье анализируются принципиальные ограничения интегрального метода дозиметрии, которые обусловлены не качеством исполнения конкретных приборов, а самим подходом к измерению. В качестве альтернативы предлагается прямой спектрометрический метод, который был реализован в спектрометре-дозиметре SDMF-1608SN. Представлены результаты испытаний спектрометра-дозиметра в эталонных полях Национального института метрологии Германии (PTB), подтверждающие состоятельность подхода.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема достоверного измерения дозы в полях ионизирующего излучения имеет давнюю историю, однако до настоящего времени не получила удовлетворительного решения для широкого класса практических задач. Ситуация, когда два исправных и поверенных дозиметра показывают существенно различающиеся результаты в одном и том же поле, хорошо знакома специалистам. Традиционное объяснение сводится к указанию на «различную энергетическую зависимость чувствительности» и необходимость «выбора прибора, подходящего для данного типа работ».

Настоящая статья ставит целью показать, что такая вариабельность результатов имеет не инструментальную, а фундаментальную природу. Интегральный метод дозиметрии, реализованный в подавляющем большинстве серийных приборов, содержит внутреннее противоречие: дозиметрическая величина, подлежащая определению, является функционалом от энергетического

спектра, тогда как измеряется интегральный отклик детектора, не содержащий спектральной информации. Коррекция этого отклика возможна только при наличии априорных данных о поле.

Особую остроту проблема приобретает в смешанных нейтрон-гамма-полях, характерных для ядерных реакторов, ускорителей, космического пространства и радиационной медицины. Чувствительность детекторов к нейтронам и гамма-квантам радикально различается и сложным образом зависит от энергии, что делает некорректную интерпретацию показаний практически неизбежной.

В работе предлагается и обосновывается альтернативный подход: прямое измерение энергетических спектров нейтронов и гамма-квантов с последующим расчетом дозы по стандартизованным коэффициентам перехода. Приводятся результаты метрологической аттестации реализующего этот подхода прибора в эталонных полях Национального института метрологии Германии (PTB).

КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ МЕТОДОВ ДОЗИМЕТРИИ

Физические основы интегральных дозиметров

Все дозиметрические величины, регламентированные нормативными документами (НРБ-99/2009, ICRP), являются операционными, то есть определенными через некий

¹ ООО «Центр АЦП», peter@centeradc.ru.

² НИЦ «Курчатовский институт».

³ ВНИИМ им. Д.И. Менделеева.

⁴ Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна.

измерительный протокол. Объясним это на примере **амбиентного эквивалента дозы** (доза амбиентная) – эквивалент дозы $H^*(d)$, который был бы создан в шаре диаметром 30 см из тканееквивалентного материала плотностью 1 г/см³ на глубине d (обычно 10 мм) от поверхности по диаметру, параллельному направлению излучения, в поле излучения, идентичному рассматриваемому по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленном и однородном [2].

Мощность амбиентного эквивалента дозы (мощность амбиентной дозы) – отношение приращения амбиентного эквивалента дозы $dH^*(d)$ за интервал времени dt к величине этого интервала:

$$H^*(d) = (dH^*(d))/dt. \quad (1)$$

Индивидуальный эквивалент дозы (индивидуальная доза) – эквивалент дозы $H_p(d)$ в мягкой биологической ткани, определяемый на глубине d (мм) под рассматриваемой точкой на теле.

Воспроизведение этих величин абсолютными методами крайне трудоемко, неопределенности полученных результатов существенно превосходят неопределенности результатов, полученных косвенными методами. Поэтому в мире нет эталонов, воспроизводящих эти единицы, все лаборатории используют косвенные методы.

Значения мощности амбиентного эквивалента дозы в общем виде рассчитываются с использованием известного соотношения:

$$H^* = \int k_{H^*(10)}(E) \varphi(E) dE, \quad (2)$$

где $k_{H^*(10)}$ – коэффициенты связи «флюенс – доза» (НРБ-99/2009, ICRU, ISO).

Неопределенность коэффициентов $k_{H^*(10)}$ зависит от спектра и составляет от 1 до 4 % (ISO 8529-2) в зависимости от сложности спектра.

Для стандартизованных спектров выражение упрощается и принимает вид:

$$H^*(10) = \varphi \cdot k_{H^*(10)}, \quad (3)$$

где φ – интегральная плотность потока частиц (фотонов) с известным энергетическим распределением. Значение плотности потока измеряется прибором, прокалиброванным в поле с таким же спектром.

Показания дозиметра D можно описать выражением:

$$D = \int \varphi(E) S(E) dE, \quad (4)$$

где $S(E)$ – чувствительность (эффективность) используемого дозиметра, которая сильно зависит от энергии излучения.

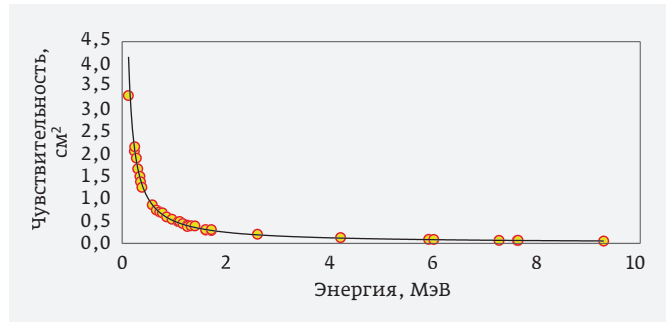


Рис. 1. Функция чувствительности (см²) полупроводникового гамма-спектрометра

Для иллюстрации на рис. 1 показан вид функции чувствительности полупроводникового гамма-спектрометра на основе особо чистого германия, а на рис. 2 – характерная функция чувствительности нейтронного радиометра.

Результат измерения можно считать правильным, если отношение функций $S(E)$ и $k_{H^*(10)}(E)$ не зависит от энергии во всем интересующем диапазоне, то есть только в этом случае будет справедливо утверждение:

$$D = H^*(10). \quad (5)$$

В реальной жизни такая ситуация встречается крайне редко, поэтому результат измерения в поле с неизвестным спектральным распределением всегда будет иметь большую неопределенность. Высокая сходимость результатов взаимных сличений, в том числе, международных ключевых, объясняются, в большей степени, тем, что ведущие метрологические лаборатории в мире оснащены практически одинаковым набором оборудования, в том числе, **стандартизованными формирова-телями полей.**

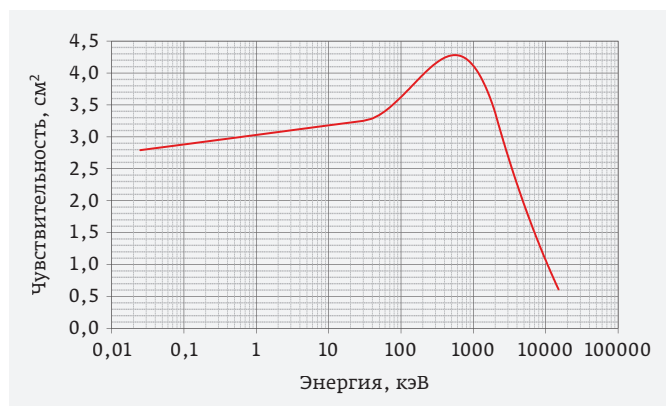


Рис. 2. Функция чувствительности нейтронного радиометра

Поэтому не имеет смысла говорить о высокой точности измерений дозы в неизвестных полях без измерений спектра.

Проблемы дозиметрии смешанных полей

В смешанных полях проблемы многократно усугубляются. Большинство детекторов в той или иной степени чувствительны к обоим видам излучения. Например, органические сцинтилляторы регистрируют и нейтроны, и гамма-кванты. Разделение вкладов традиционными электронными методами (дискриминация по форме импульса аналоговыми методами Брукса или пересечения нулевого уровня) обладает ограниченной эффективностью и не позволяет одновременно строить энергетические спектры обоих компонентов [6]. Это приводит к неконтролируемым помехам (cross-talk) и невозможности точного определения дозовых вкладов.

Ограничения существующих спектрометрических методов

Методы спектрометрии гамма-излучения проработаны довольно хорошо, но все они основываются на реакции полного поглощения (фотопик), поэтому работать с излучениями, имеющими непрерывный спектр им довольно проблематично. Но основное внимание обратим на проблемы спектрометрии нейтронов.

Все методы спектрометрии нейтронов базируются на следующих основных принципах.

Измерение энергии вторичных заряженных частиц, образовавшихся в результате экзотермических ядерных реакций, вызванных нейтронами. Суммарная энергия продуктов реакции $A(n,b)B$ равна сумме энергий реакции и налетающего нейтрона $E_b + E_n = Q + E_n$. Поскольку в газовых ионизационных камерах и пропорциональных счетчиках число пар ионов определяется суммарной выделившейся энергией, амплитуда сигнала будет пропорциональна $Q + E_n$. Амплитуду сигнала, соответствующую Q , можно легко получить в поле тепловых нейтронов, энергия которых пренебрежимо мала по сравнению с энергией реакции. Для проведения надежных измерений спектра таким методом необходимо, чтобы рабочее вещество (ядро-мишень A) удовлетворяло ряду условий:

- под действием нейтронов на ядра выбранного вещества должна идти только одна реакция с вылетом заряженных частиц;
- сечение используемой реакции должно быть достаточно большим в широком диапазоне энергий;
- зависимость сечения от реакции должна быть «гладкой»;
- энергия реакции Q не должна быть очень большой, поскольку энергетическое разрешение ухудшается с ростом Q ;

- химические и технологические свойства рабочего вещества должны обеспечивать возможность изготовления детектора, регистрирующего заряженные частицы с максимальной эффективностью и максимальным энергетическим разрешением. Наиболее предпочтительным в этом смысле оказывается газ.

Перечисленным требованиям удовлетворяет весьма ограниченный круг материалов, и реально для спектрометрии нейтронов этим методом используется, в основном, реакция ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$. Спектрометры такого типа удобны для измерения энергии нейтронов в диапазоне от 50 кэВ до 1 МэВ.

Измерение энергии ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов. При упругом рассеянии быстрых нейтронов возникают ядра отдачи, энергия которых однозначно связана с энергией налетающего нейтрона. Очевидно, что в этом случае наиболее целесообразно использовать легкие вещества, при столкновении с ядрами которых нейтроны могут отдать большую часть своей энергии. Наиболее удобным в этом отношении является водород, который можно использовать с детектирующими системами практически любого типа. Водородом можно наполнять камеры Вильсона, ионизационные камеры, пропорциональные счётчики, водород входит в состав органических сцинтилляторов и т.д.

Методы измерения, основанные на регистрации ядер отдачи, условно можно разделить на две группы: дифференциальные и интегральные.

К дифференциальным относятся методы, при которых можно определить не только энергию, но и направление вылета ядер отдачи. Для этого либо используются детекторы соответствующего типа (фотопластинки или камеры Вильсона), либо регистрируются в малом телесном угле ядра отдачи, образовавшиеся не в самом детекторе, а в тонком радиаторе. Радиаторы предпочтительнее изготавливать из водородосодержащих материалов, в этом случае ядрами отдачи будут, преимущественно, протоны. Для отделения протонов от других заряженных частиц можно использовать систему из последовательно расположенных счетчиков, называемую телескопом счетчиков.

Интегральные методы позволяют определять только энергию нейтронов, не давая никакой информации относительно направления их движения. Энергетическое распределение протонов отдачи в этих случаях измеряют либо с помощью ионизационных камер или пропорциональных счетчиков, наполненных водородом, либо с помощью сцинтилляционных детекторов на основе органических кристаллов.

Измерение энергии нейтронов методом времени пролета. Энергия нейтронов в этом случае определяется из соотношения:

$$E_n = (m_n V^2)/2. \quad (6)$$

Скорость нейтронов определяется по измерению времени пролета ими определенного расстояния, называемого пролетной базой. Момент начала движения нейтрона по пролетной базе фиксируется либо по регистрации сопутствующего излучения (заряженной частицы или гамма-кванта), либо по импульсу от протона отдачи в водородном счетчике. Вариантами время-пролетного спектрометра являются всевозможные механические селекторы и монохроматоры.

Измерения с помощью нейтронно-активационных детекторов. Для определения спектров нейтронов используется связь между наведенной в детекторе активностью и плотностью потока нейтронов. При статическом режиме облучения активность, наведенная в детекторе, пропорциональна плотности потока нейтронов, сечению взаимодействия материала детектора с нейтронами и числу ядер активируемого изотопа в детекторе. Скорость изменения числа радиоактивных ядер в детекторе зависит от периода полураспада образующегося радиоактивного изотопа. Реакции взаимодействия нейтронов с веществом можно условно разделить на две группы: реакции, протекающие при любых энергиях нейтронов, начиная с ультрахолодных, и реакции, которые не могут осуществиться при энергии нейтронов ниже некоторого значения, называемого порогом реакции.

В общем случае активность, наведенная в тонком детекторе за время, существенно превышающее период полураспада образующегося радионуклида, будет равна:

$$A = n_0 \int_{E_0}^{\infty} \phi(E) \sigma(E) dE. \quad (7)$$

Плотность потока нейтронов в зависимости от энергии ($\phi(E)$) определяется из решения системы уравнений типа (7). Очевидно, что число энергетических групп в спектре не сможет превысить числа используемых детекторов.

Менее точной вариацией метода является метод пороговых индикаторов. Сущность метода заключается в том, что для набора активационных детекторов принимается такая модель поведения зависимости сечений реакций от энергии нейтронов, при которой сечение равно нулю при энергии ниже пороговой и постоянно при энергии выше пороговой. Для реальных пороговых детекторов это условие не выполняется, однако, при измерении «гладких» спектров метод дает вполне удовлетворительные результаты.

Другими разновидностями метода являются так называемый метод резонансных индикаторов, когда практически вся наведенная в детекторе активность определяется плотностью потока нейтронов при энергии, равной энергии резонанса, и метод фильтров. В этом случае считается, что сечение реакции бесконечно велико в диапа-

зоне энергий от нуля до какого-то известного значения и несравнимо мало в остальном диапазоне энергий. Таким методом, в частности, обычно выделяют тепловую составляющую нейтронного поля.

Измерения с помощью набора детекторов, имеющих различную, но достаточно хорошо известную зависимость чувствительности от энергии. Принцип метода заключается в измерении отклика набора детекторов с различной зависимостью эффективности от энергии нейтронов $\epsilon(E)$. Как частный случай метода можно использовать активационные детекторы. Зависимость плотности потока нейтронов от энергии $\phi(E)$ определяется из решения системы уравнений типа:

$$N_i = \int_0^{\infty} \phi(E) \epsilon_i(E) dE. \quad (8)$$

Наиболее распространенным среди спектрометров данного типа является многосферный спектрометр Боннера. Спектрометр представляет собой набор полиэтиленовых шаров различного диаметра с детектором тепловых нейтронов в центре. В качестве детекторов тепловых нейтронов в зависимости от решаемых задач используются сферические пропорциональные счетчики, наполненные гелием, сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов LiI, активационные детекторы тепловых нейтронов из индия или золота, термолюминесцентные детекторы и т.п. Основными достоинствами спектрометров такого типа являются широкий энергетический интервал (от тепловых до десятков МэВ), высокая эффективность, отсутствие анизотропии чувствительности, относительная простота процедуры измерения, возможность измерения сплошных спектров. Основным недостатком считается большое количество необходимых данных для восстановления спектра. В большинстве случаев восстановление спектра оказывается вообще невозможным, если отсутствует информация о спектре, полученная другим методом.

Основным недостатком всех перечисленных методов является сложность их использования в практической деятельности.

Описываемый в представленной работе прибор является первым в своем роде устройством, реализующим алгоритм расчета мощности дозы по результатам измерения спектров излучения.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА-ДОЗИМЕТРА SDMF-1608SN

В спектрометре-дозиметре SDMF-1608SN реализован современный подход, основанный на прямом цифровом анализе формы импульсов (PSD) с последующим математическим восстановлением энергетических спектров и расчетом доз.

Физические основы детектирования и идентификации частиц

Детекторный блок прибора реализован на легком органическом сцинтилляторе типа пара-терфенил, транс-стильбен, органический стеклянный сцинтиллятор (OGS) и других со стандартными размерами Ø25×25 мм или 40×40 мм. Физической основой метода является различие в механизмах взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом сцинтиллятора и, как следствие, различие во временных характеристиках световых вспышек [6]:

- гамма-кванты взаимодействуют в основном по Комптоновскому эффекту, рассеиваясь на свободных электронах. Процесс генерации света характеризуется одной быстрой компонентой высвечивания;
- нейтроны взаимодействуют путем упругого рассеяния на ядрах водорода, порождая протоны отдачи. Протоны, являясь тяжелыми заряженными частицами, создают высокую плотность ионизации вдоль трека, что приводит к более сложной кинетике сцинтилляции с выраженной медленной компонентой.

Таким образом, форма импульса на аноде ФЭУ для нейтронов и гамма-квантов существенно различается. Традиционные аналоговые методы дискриминации использовали это различие, но не позволяли проводить полный анализ для каждого отдельного импульса.

Аппаратная платформа и цифровая обработка сигналов

Ключевым элементом прибора является высокоскоростной 500-МГц аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с разрешением 14 бит (С/Ш=68 дБ), оцифровывающий форму каждого импульса с анода ФЭУ. Полученный цифровой массив данных передается в программу для дальнейшего математического анализа.

Для каждого импульса вычисляется коэффициент формы K_{shape} :

$$K_{shape} = (I_{fast} + I_{slow}) / I_{fast} \tag{9}$$

где I_{fast} – интеграл под быстрой компонентой импульса; I_{slow} – интеграл под медленной компонентой.

На основе этого параметра строится диаграмма идентификации (рис. 3), где события четко разделяются на два кластера: нейтроны (высокие значения K_{shape}) и гамма-кванты (низкие значения K_{shape}). Положение границы между кластерами устанавливается при калибровке. Важным преимуществом цифрового метода является возможность программного подавления наложенных импульсов (pile-up) и шумовых выбросов до процедуры идентификации, что значительно повышает чистоту разделения.

После разделения формируются две независимые амплитудные гистограммы: одна для нейтронных событий, другая для гамма-событий.

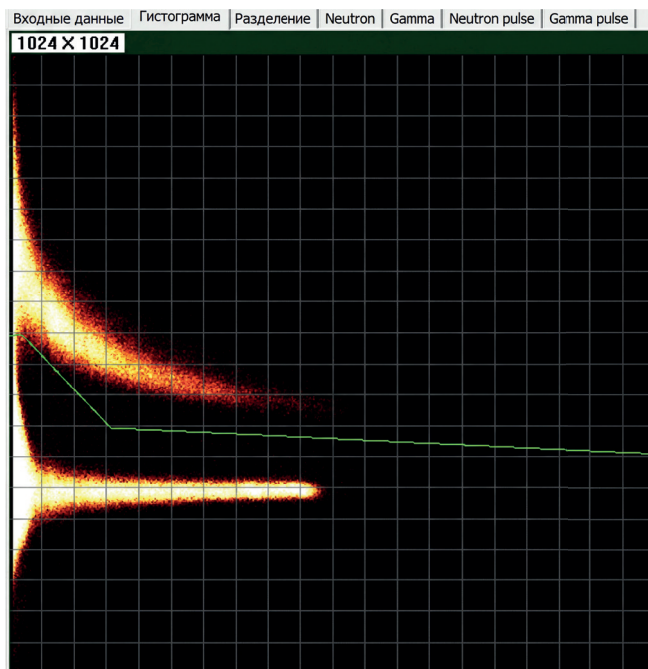


Рис. 3. Диаграмма идентификации нейтронов и гамма-квантов от Pu-Be-источника (по оси абсцисс – максимальное напряжение в импульсе (В); по оси ординат – соотношение площадей быстрой и медленной компоненты)

Восстановление энергетических спектров частиц

Задача восстановления истинного энергетического спектра частиц из аппаратного спектра описывается интегральным уравнением Фредгольма I рода.

Для нейтронов. Аппаратурный спектр, измеренный спектрометром-дозиметром, связан со спектром протонов отдачи выражением:

$$N_i = A \cdot \int_{E_{pi} - \Delta E_{pi}/2}^{E_{pi} + \Delta E_{pi}/2} F(E_p) dE_p \tag{10}$$

где N_i – число импульсов в i -канале спектрометра-дозиметра; A – константа, пропорциональная времени измерения спектра и интенсивности источника излучения; E_{pi} – протонная энергия, соответствующая середине i -канала спектрометра-дозиметра; ΔE_{pi} – ширина измерительного канала спектрометра в протонной энергии; $F(E_p)$ – регистрируемый спектр протонов отдачи, связанный с исследуемым спектром быстрых нейтронов интегральным уравнением:

$$F(E_p) = \Phi(E_n) \cdot K(E_n, E_p) dE_n \tag{11}$$

где $\Phi(E_n)$ – восстанавливаемый энергетический спектр быстрых нейтронов; $K(E_n, E_p)$ – ядро уравнения (или «функция отклика» спектрометра), включающее процессы однократного и многократного n-p-рассеяния, процессы,

связанные с рассеянием нейтронов на ядрах углерода с последующим с последующим п-р-рассеянием, краевые эффекты и энергетическое разрешение спектрометра.

Сложная зависимость $K(E_n, E_p)$ от энергии нейтрона не позволяет точно рассчитать спектр $\Phi(E_n)$ из уравнений (10, 11) и говорить можно только о наилучшем приближении к истинному спектру, чем, в частности обусловлено многообразие методов обработки аппаратурных распределений.

Широкое распространение получил метод сглаживающего дифференцирования, позволяющий получить достаточную точность спектральной информации при сравнительной простоте реализации.

Предполагая, что в интервале ΔE_{pi} энергетический спектр протонов отдачи можно аппроксимировать прямой, уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$N_i = A \cdot \Delta E_{pi} \cdot F(E_{pi}).$$

Ядро уравнения (10) можно записать в виде:

$$K(E_n, E_p) = \begin{cases} (\varepsilon(E_n) \cdot B(E_n) \cdot S) / E_n \text{ при } E_p \leq E_n \\ 0 \text{ при } E_p > E_n \end{cases}$$

где $\varepsilon(E_n)$ – эффективность регистрации нейтронов [8]; $B(E_n)$ – поправка на двукратное п-р-рассеяние и краевые эффекты [8]; S – площадь поверхности сцинтиллятора, на которую падает нейтронное излучение.

Тогда решение уравнений (10, 11) можно записать в виде:

$$\Phi(E_n) = -(E_n / (A \cdot S \cdot \varepsilon(E_n) \cdot B(E_n))) \cdot d^2 N(E_p) / dE_p^2.$$

Далее, используя методы численного дифференцирования, можно восстановить абсолютный энергетический спектр быстрых нейтронов из измеренных аппаратурных распределений импульсов.

Для гамма-квантов. Используется аналогичный подход. Аппаратурный спектр комптоновских электронов связан со спектром гамма-квантов через ядро, основным вкладом в которое является сечение Комптоновского рассеяния. Поправки вносятся на возможность многократного комптоновского рассеяния до вылета электрона из детектора.

Энергетическая калибровка осуществляется с использованием эталонных источников гамма-излучения (^{137}Cs , 661 кэВ) и известных гамма-линий, сопровождающих нейтронные источники от первого возбужденного состояния $^{12}\text{C}^*$ (например, 4,44 МэВ для $^{239}\text{Pu-Be}$). Переход от калибровки по гамма-квантам к калибровке по нейтронам выполняется с использованием «функции равного световыхода», связывающей энергию протона с энергией электрона, дающей одинаковый световыход в сцинтилляторе [9].

Блок детектирования медленных нейтронов

Для измерения плотности потока медленных нейтронов с энергий ниже 100 кэВ используется детектор на основе борного счетчика СНМ-13 с полиэтиленовым замедлителем. Детектор откалиброван в широком диапазоне полей медленных нейтронов, сформированных за различными легкими защитными материалами толщиной от 5 до 50 см. Первичным источником быстрых нейтронов, служит радионуклидный источник $^{239}\text{Pu-Be}$ со средней энергией ~5 МэВ.

Энергетические распределения плотности потока нейтронов во всем диапазоне энергий за защитными материалами рассчитывались с помощью кода VRAD (Virtual Radiation) [12], реализующего метод расчетного эксперимента Монте-Карло, и измерялись с помощью спектрометра-дозиметра SDMF-1608SN в диапазоне энергий от 0,1 до 16 МэВ. Результаты расчета сравнивались с измеренными энергетическими распределениями плотности потока быстрых нейтронов и нормировались на них, что позволяло объединить результаты измерений различными детекторами.

Расчет дозиметрических величин

После восстановления абсолютных энергетических распределений плотности потока нейтронов $\Phi_n(E)$ и гамма-квантов $\Phi_\gamma(E)$ расчет любой дозиметрической величины сводится к вычислению свертки:

$$H = \int \Phi(E) h_{\varphi(E)} dE, \quad (12)$$

где $h_{\varphi(E)}$ – соответствующий конверсионный коэффициент («Флюенс – доза»).

Прибор использует базы данных коэффициентов из основных нормативных документов: российские (НРБ-99/2009), международные (ISO 8529-3, ICRP 74, ICRP 116).

Пользователь может выбирать:

- тип рассчитываемой дозы: мощность амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$, мощность эффективной дозы, мощность поглощенной дозы в ткани или воздухе;
- геометрию облучения: изотропное поле или мононаправленный пучок;
- для мононаправленного пучка – ориентацию phantom'a (грудью, спиной, боком, круговое).

Расчет производится в реальном времени одновременно с набором статистики, что позволяет оператору контролировать процесс измерений и останавливать его при достижении необходимой точности.

ПОДТВЕРЖДЕНИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Наиболее убедительным доказательством эффективности предложенного метода являются результаты испытаний в эталонных полях моноэнергетических нейтронов

Национального института метрологии Германии (PTB) на ускорительной установке PIAF [10].

Условия проведения измерений

Измерения проводились в июне 2021 года для 10 энергий нейтронов в диапазоне от 24 кэВ до 19 МэВ (табл. 1). Использовались различные реакции: ${}^7\text{Li}(p,n)$, ${}^3\text{H}(p,n)$, ${}^2\text{H}(d,n)$, ${}^3\text{H}(d,n)$. Измерения выполнялись в условиях "открытой геометрии" с минимальным рассеянием. Для учета фона от рассеянных нейтронов проводились измерения с теньвым конусом.

Результаты измерений и точность

Сравнение результатов измерений спектрометра SDMF-1608SN с эталонными значениями РТВ представлено в табл. 2 и на рис. 4.

Среднее отклонение для плотности потока не превысило 7%, а для энергии – 3%. На рис. 5 представлены примеры восстановленных энергетических спектров для нескольких энергий, демонстрирующие хорошее согласие

с ожидаемым монохроматическим распределением и правильное определение ширины линии.

Данные испытания подтвердили заявленные метрологические характеристики, внесенные в Описание типа СИ [11]:

- диапазон энергий нейтронов: 0,1–19 МэВ;
- погрешность измерения энергии нейтронов: $\pm 3\%$;
- погрешность измерения плотности потока нейтронов: $\pm 7\%$;
- диапазон энергий гамма-квантов: 0,1–8,0 МэВ;
- погрешность измерения энергии гамма-квантов: $\pm 2\%$;
- погрешность измерения плотности потока гамма-квантов: $\pm 10\%$;
- погрешность измерения мощности амбиентного эквивалента дозы: $\pm 12\%$.

ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Универсальность прибора позволяет применять его в самых разнообразных областях.

Радиационный контроль в ядерной энергетике

Прибор используется для измерения спектров за защитой реакторных установок. На рис. 6 и 7 представлены спектры нейтронов и гамма-квантов, измеренные за защитными фильтрами из графита, карбида бора и свинца на реакторе [1]. Данные позволяют точно оценить вклад медленных и быстрых нейтронов в общую дозу и оптимизировать защиту.

Калибровка и тестирование дозиметрической аппаратуры

Измеряя дифференциальные поля неизвестного источника, SDMF-1608SN может использоваться как эталонный прибор для калибровки имеющихся интегральных дозиметров в этом поле, но уже с известным спектром, позволяя определять их энергетическую зависимость чувствительности. Единственное требование при этом, чтобы само поле было неизменным в известном интервале времени с заданной точностью.

На медицинских ускорителях для лучевой терапии существует проблема побочного нейтронного излучения, возникающего при взаимодействии терапевтического пучка с конструкционными материалами аппарата и с телом пациента. Доза от этого нейтронного излучения может быть

Медицинская дозиметрия

На медицинских ускорителях для лучевой терапии существует проблема побочного нейтронного излучения, возникающего при взаимодействии терапевтического пучка с конструкционными материалами аппарата и с телом пациента. Доза от этого нейтронного излучения может быть

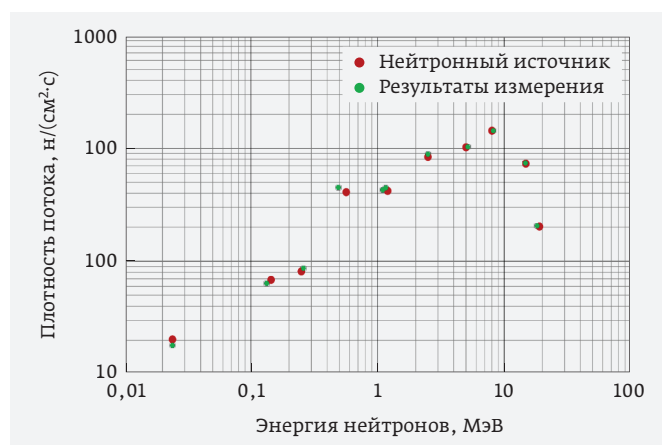


Рис. 4. Графическое сравнение плотностей потока

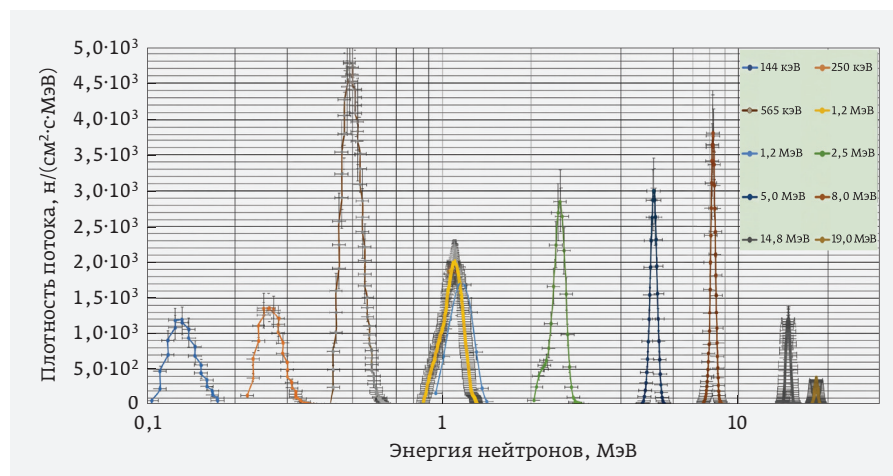


Рис. 5. Примеры измеренных энергетических распределений

Таблица 1. Параметры моноэнергетических нейтронных полей РТВ

Реакция	Мишень	Θ_n	E_n , МэВ	ΔE_n , кэВ
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	76,5°	0,024	8
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0,144**	11**
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0,250	9
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0,565	8
${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	Ti(T), 1 мг/см ²	0°	1,2	74
${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	Ti(T), 2 мг/см ²	0°	2,5	103
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	D ₂ , 850 гПа	0°	5,0	124
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	D ₂ , 1830 гПа	0°	8,0	100
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	Ti(T), 1 мг/см ²	0°	14,8	435
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	Ti(T), 2 мг/см ²	0°	19,0	250

Примечания:

Для угла падения нейтронов Θ_n , средней энергии нейтронов E_n и половинной ширины на уровне половинной амплитуды распределения прямых нейтронов ΔE_n указаны номинальные значения.

** Из-за распределения лития, отличного от номинального, фактическая средняя энергия была на 3,4 кэВ ниже номинальной, а ширина распределения увеличилась на 6%.

сопоставима с дозой от основного пучка гамма-квантов и не учитывается стандартными методами контроля. Спектрометр позволяет точно измерить спектр и мощность дозы как первичного гамма-излучения, так и вторичных нейтронов, что критически важно для оценки

радиационных рисков для пациента и персонала и для разработки мер защиты. Однако медицинский каньон, в котором стоят медицинские ускорители LINAC представляет собой небольшое помещение с плохой геометрией, которая не позволяет проводить прямые измерения.

Таблица 2. Сравнение измеренных и эталонных параметров

Источник: РТВ, энергия		Измерение: SDMF-1608SN		Источник: РТВ, флюенс		Измерение: SDMF-1608SN	
E , МэВ	ΔE_n , МэВ	E , МэВ	ΔE_n , МэВ	Φ , см ⁻² ·с ⁻¹	Φ , см ⁻² ·с ⁻¹	$\Delta\Phi_n$, см ⁻² ·с ⁻¹	
0,024	0,008	0,024	—	20,3	18	2,7	
0,144	0,011	0,133	0,00665	68,6	63,7	3,185	
0,25	0,009	0,26	0,013	81,4	86,4	4,32	
0,565	0,008	0,49	0,0245	410	450	22,5	
1,2*	0,073	1,1	0,055	419	428	21,4	
1,2**	0,073	1,16	0,058	420	447	22,35	
2,5	0,103	2,5	0,125	840	888	44,4	
5	0,124	5,16	0,258	1020	1030	51,5	
8	0,1	8,2	0,41	1430	1430	71,5	
14,8	0,435	14,7	0,735	730	741	37,05	
19	0,25	18,2	0,91	203	206	10,3	

Примечания:

* использовался детектор, настроенный на энергетический диапазон по нейтронам 0,1-2,3 МэВ;

** использовался детектор, настроенный на энергетический диапазон по нейтронам 0,9-23,0 МэВ.

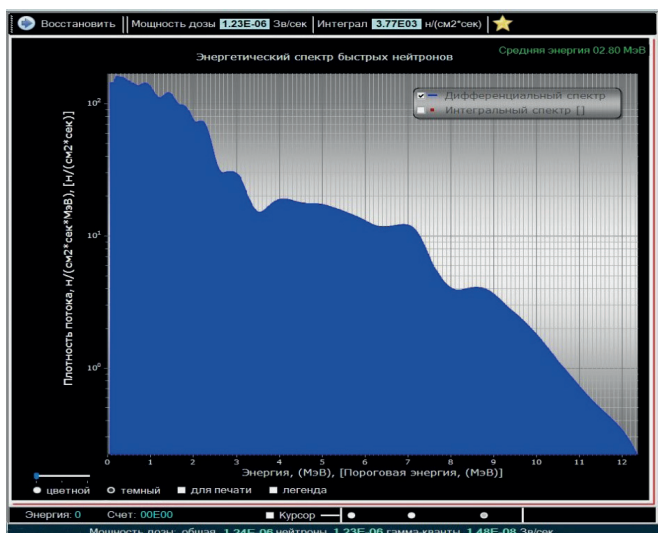


Рис. 6. Спектр нейтронов за защитой реактора

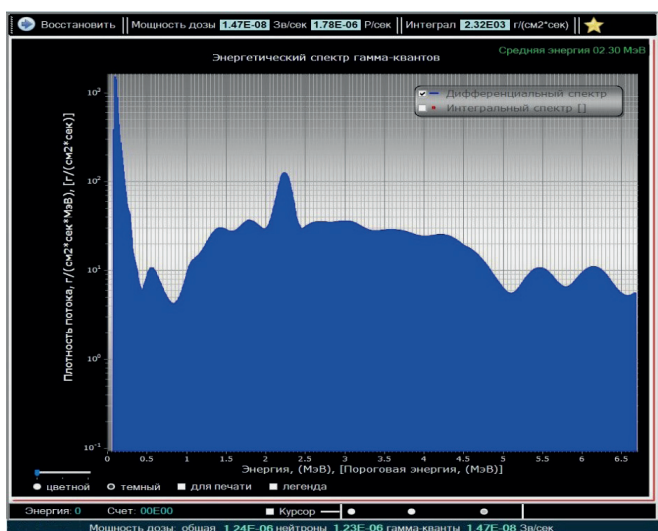


Рис. 7. Спектр гамма-квантов за защитой реактора

Научные исследования

Прибор применяется в экспериментах по радиационной стойкости электроники и материалов, в активационном анализе для идентификации изотопов по их характеристическому гамма-излучению (рис. 8 и 9 – спектры ²²⁶Ra-Be и ²³⁹Pu-Be) [1], а также в фундаментальных исследованиях ядерных реакций на ускорителях (рис. 10, 11, 12 – спектры нейтронов от реакций $D(d,n)^3\text{He}$, $T(d,n)^4\text{He}$ и $^7\text{Li}(d,n)^8\text{Be}$).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты демонстрируют, что метод цифровой обработки формы импульсов и последующего математического восстановления спектров позволяет успешно преодолеть фундаментальные ограничения традиционной интегральной дозиметрии. Высокая точность измерений, подтвержденная в эталонных полях

РТВ, указывает на адекватность реализованных физических и математических моделей.

Сравнение с существующими методами

Проведенное исследование позволяет провести сравнительный анализ.

Времяпролетная методика обладает превосходным энергетическим разрешением, но ее применение жестко ограничено необходимостью импульсного источника излучения и большой пролетной базой, что делает ее неприменимой для задач оперативного радиационного контроля.

Системы на сферах Боннера являются изотропными детекторами и решают некорректную задачу восстановления спектра, точность которого принципиально зависит от априорных предположений о его форме.

Полупроводниковые спектрометры, как правило, непригодны для нейтронной спектрометрии в смешанных полях.

Предлагаемый метод лишен этих системных ограничений, обеспечивая оперативное и прямое измерение спектра в широком диапазоне энергий, а значит и точных расчетов всего дозиметрического функционала.

Ограничения метода

Важно отметить присущие разработанному прибору ограничения.

Энергетическое разрешение органического сцинтиллятора, определяемое статистикой фотонов и неод-

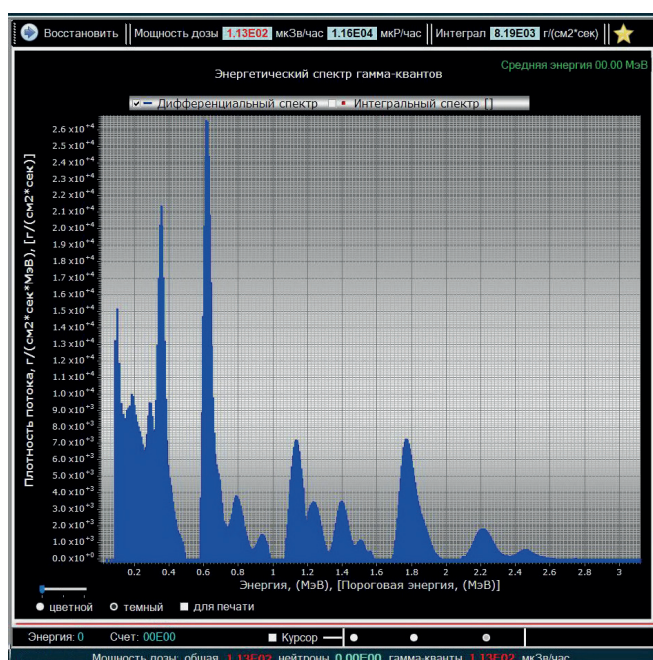


Рис. 8. Энергетическое распределение плотности потока гамма-квантов радиоактивного изотопа ²²⁶Ra-Be

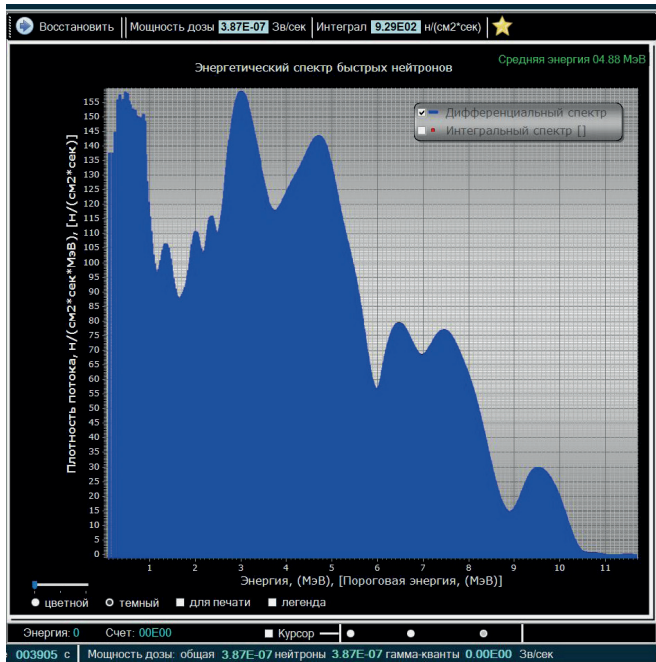


Рис. 9. Энергетическое распределение плотности потока нейтронов радионуклидного источника нейтронов $^{239}\text{Pu-Be}$

нородностью светосбора, принципиально уступает разрешению полупроводниковых детекторов для гамма-излучения и времяпролетной методики для нейтронов. Для гамма-квантов с энергией 662 кэВ (^{137}Cs) разрешение

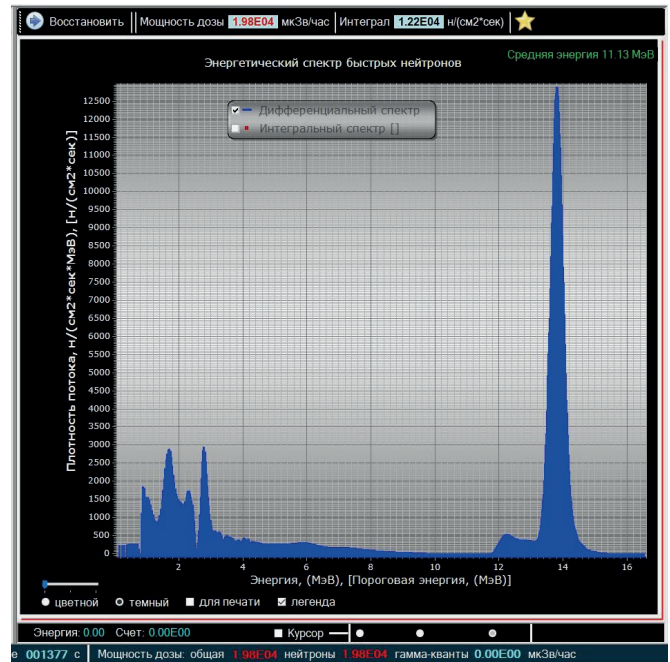


Рис. 11. Энергетическое распределение плотности потока нейтронов реакции $T(d,n)^4\text{He}$

(FWHM) составляет не хуже 12%, для нейтронов с энергией 14,8 МэВ энергетическое разрешение системы составляет не хуже 4%.

Наложение импульсов (pile-up) при высоких плотностях потока остается фактором, ограничивающим

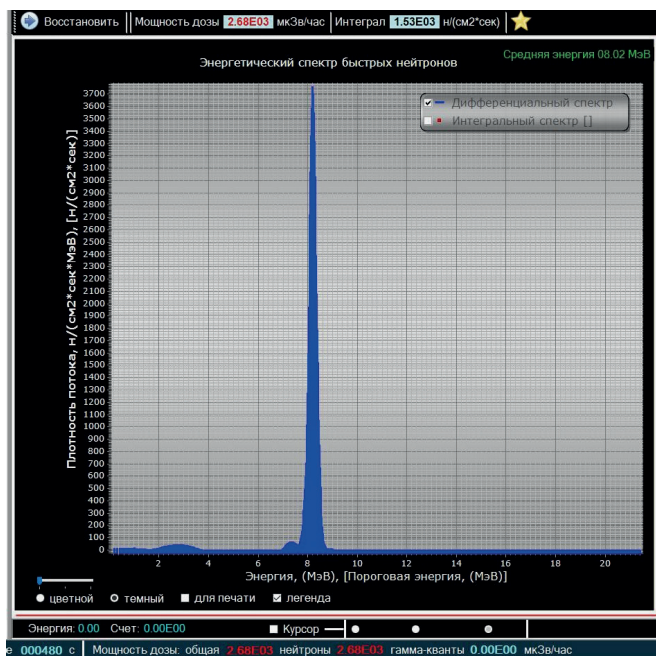


Рис. 10. Энергетическое распределение плотности потока нейтронов реакции $D(d,n)^3\text{He}$

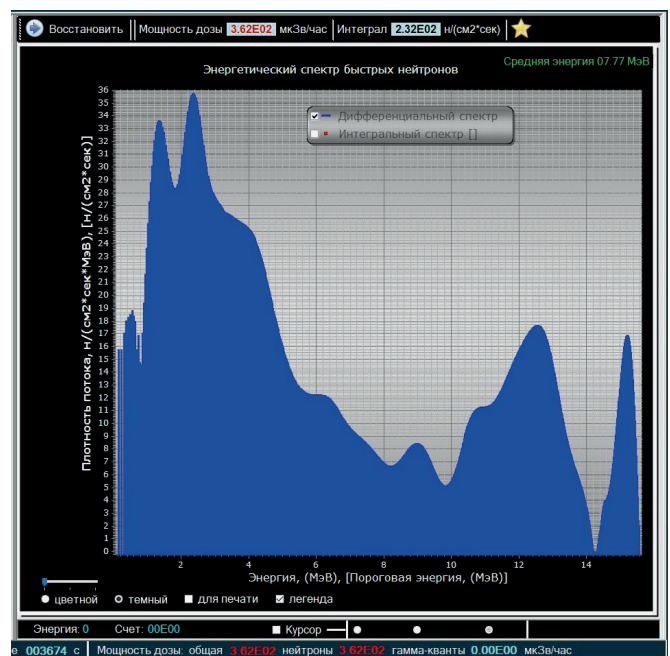


Рис. 12. Энергетическое распределение плотности потока нейтронов реакции $^7\text{Li}(d,n)^8\text{Be}$

максимальную скорость счета. Хотя цифровая обработка позволяет эффективно идентифицировать и подавлять наложенные события, это диктует необходимость оптимизации геометрии измерений и энергетического порога для сильноточных источников.

Точность восстановления спектра закономерно снижается на краях рабочего диапазона (около 100 кэВ и около 19 МэВ для нейтронов), что связано с уменьшением статистики и нехваткой количества точек для сглаживания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ демонстрирует, что цифровой спектрометр-дозиметр SDMF-1608SN представляет собой не просто очередное улучшение некоторых параметров, существующих дозиметров, а в нем применен прямой физический метод измерения для получения дифференциальных характеристик для расчета мощности доз.

Разрешение фундаментального противоречия.

Прибор устраняет ключевое противоречие, измеряя не производные дозиметрические величины, а первичные физические характеристики поля – энергетические спектры частиц. Это позволяет корректно рассчитывать дозу для любого поля, а не только для того, в котором проводилась калибровка.

Решение проблемы смешанных полей. Благодаря уникальному методу цифровой идентификации по форме импульса прибор обеспечивает одновременное, независимое и точное измерение спектров нейтронов и гамма-квантов в реальном времени, что невозможно для существующих аналогов.

Метрологически подтвержденная точность. Испытания в эталонных полях РТВ доказали, что прибор обеспечивает прецизионную точность, на порядок превышающую точность традиционных интегральных дозиметров и без заранее известных характеристик радиационных полей.

Универсальность и оперативность. Широкий диапазон измеряемых энергий, мобильность, возможность измерений в реальном времени и в абсолютных единицах, а также наличие автоматизированного расчета доз делают прибор универсальным инструментом для научных исследований, радиационного контроля, калибровочных работ и медицинской дозиметрии.

Таким образом, спектрометр-дозиметр SDMF-1608SN эффективно решает системные проблемы, накопленные в дозиметрии за последние десятилетия, и открывает новые возможности для точного и надежного контроля радиационной обстановки в самых сложных условиях. Разработанный метод и аппаратная платформа открывают возможность создания новых дозиметрических приборов и систем на той же физической основе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Rudnev P.I., Cheshigin I.V.** Neitronnyy spektrometer-dozimeter novogo pokoleniya [New generation neutron spectrometer-dosimeter]. Journal NTB-Electonica. 2023. No. 4, PP. 122–129.
2. **Rudnev P.I., Cheshigin I.V.** Izmerenie energeticheskikh raspredeleniy plotnosti potoka izlucheniya, ili kak pravilno rasschitat mocshnost dosu ot neitronov i gamma-kvantov [Measuring energy distributions of radiation flux density, or how to correctly calculate the dose rate from neutrons and gamma quanta]. Journal NTB.Electonica. 2022. No. 3. PP. 118–121.
3. **Bolshov L.A.** Reshenie NTS №10 Ecologia I radiacionnaya bezopasnost Goskorporaziya Rosatom [Decision of the Scientific and Technical Council No. 10 Ecology and Radiation Safety of the State Corporation Rosatom], Moscow, 20 Dec. 2017.
4. International Commission on Radiological Protection. Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection against External Radiation // ICRP Publication 74. 1995.
5. **Knoll G.F.** Radiation Detection and Measurement. 4th Edition. John Wiley & Sons. 2010.
6. **Brooks F.D.** A neutron spectrometer for continuous monitoring // Nuclear Instruments and Methods. 1960. V. 4. PP. 151–163.
7. **Kolevatov Yu.I., Semenov V.P., Trykov L.A.** Spektrometriya neitronov i gamma-izlucheniya v radiatsionnoy fizike [Spectrometry of Neutrons and Gamma Radiation in Radiation Physics]. Moscow: Energoatomizdat, 1990.
8. **Toms M.E.** A computer analysis to obtain neutron spectra from an organic scintillator // Nuclear instruments and methods. 1971. V. 92. PP. 61–70.
9. **Verbinski V.V. et al.** Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry // Nuclear Instruments and Methods. 1968. V. 65. PP. 8–25.
10. **Rudnev P.I., Cheshigin I.V.** Measurement of the Flux Density of Monoenergetic Neutrons Using the SDMF-1608SN Spectrometer–Dosimeter in the Radiation Fields of the PTB Ion Accelerator Facility (PIAF), Germany. Instruments and Experimental Techniques, 2022, Vol. 65, No. 5, PP. 738–744.
11. Description of the type of measuring instruments SDMF Neutron and Gamma-Quantum Spectrometers-Dosimeters // ADC Center LLC.
12. **Кожевников А.Н., Мадеев В.Г.** Сборник тезисов докладов 10-й юбилейной научной конференции «Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях». Обнинск, 2015. С. 297–298.