

# ДОЗИМЕТРИЯ СМЕШАННЫХ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ НА МАЛОГАБАРИТНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ ИМПУЛЬСНОГО И НЕПРЕРЫВНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А. Лычагин, Е.В. Корякина, С.Е. Ульяненко  
Медицинский радиологический научный центр им. А.Ф. Цыба  
Минздрава России, Обнинск

Рассмотрены особенности измерения составляющих радиационных полей, создаваемых портативными нейтронными генераторами (ПНГ). Особое внимание уделено влиянию импульсного излучения ПНГ на показания дозиметрических систем. Показано, что ионизационные камеры типа RTW 3001 при импульсном облучении дают заниженные на 1–1,5 % результаты, а применение активационных детекторов требует тщательного анализа обработки данных применительно к режиму облучения. Расчет в приближении непрерывного источника облучения может завысить результат на величину от 0,5 % до нескольких десятков процентов в зависимости от периода полураспада активированных изотопов и режима облучения.

Ключевые слова: *нейтронные генераторы, импульсное и непрерывное излучение, ионизационные камеры, активационные и трековые детекторы*

## Введение

Портативные нейтронные генераторы (ПНГ) интенсивно используются в МРНЦ им. А.Ф. Цыба в исследованиях в области радиобиологии и медицинской физики [8]. В работе обобщен многолетний опыт определения дозиметрических характеристик радиационных полей, создаваемых ПНГ как в режиме непрерывного, так и импульсного облучения. В настоящее время все большее распространение получают импульсные источники ионизирующих излучений. Импульсная передача энергии характеризуется, во-первых, высокой плотностью потока частиц, во-вторых, интерференцией вторичных и первичных процессов при сравнимости длительности импульса с характерными временами протекания вторичных процессов в облучаемых объектах (и дозиметрических системах). Согласно некоторым теоретическим представлениям, именно импуль-

сное воздействие излучения на злокачественные новообразования, когда во время импульса не успевают пройти процессы репарации и восстановления, но возможны различные эффекты кумулятивного воздействия и синергизма, может оказаться особенно эффективным.

Однако вопросы зависимости терапевтической эффективности от мощности дозы, особенно при короткой длительности импульсов, а также влияния частоты следования импульсов нейтронного излучения изучены недостаточно. В таких исследованиях особенно важно корректно учесть влияние того или иного параметра облучения на отклик дозиметрических систем. Очевидно, что корректная интерпретация радиобиологических данных возможна лишь при условии минимизации влияния погрешностей, связанных с физико-дозиметрической стадией планирования эксперимента.

## Облучающие установки

Исследования проводили на портативных нейтронных генераторах (ПНГ) импульсного ИНГ-031 и непрерывного действия НГ-14 (ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова, Москва), источником нейтронов в которых служит тритиевая мишень, бомбардируемая потоком ускоренных дейтронов [2]. В результате реакции  $T(d,n)^4\text{He}$  образуются нейтроны со средней энергией  $14,50 \pm 1,04$  МэВ при стандартной процедуре облучения под  $0^\circ$  от оси генератора. Малые габариты, возможность размещения в небольшом помещении и достаточно высокая интенсивность делают нейтронные генераторы очень удобными исследовательскими источниками нейтронов.

Для калибровки ионизационных камер использовали установки "Луч-1" с источником гамма-квантов  $^{60}\text{Co}$  ( $E_{\text{cp}}=1,25$  МэВ) и "Панорама" с источником гамма-квантов  $^{137}\text{Cs}$  ( $E=0,661$  МэВ).

## Методика измерения дозовых распределений

Для радиобиологических исследований наиболее удобно определение поглощенных доз в объекте проводить, опираясь на полный выход нейтронов из ПНГ. Это дает возможность верифицировать расчетные методы, позволяющие быстро определить необходимое время облучения, с результатами ранее проведенных калибровочных измерений. Кроме того, такой подход позволяет контролировать процесс накопления дозы нейтронов, что особенно важно при нестабильности потока нейтронов.

Поглощенная доза в измеряемой точке смешанного поля излучения определяется как

$$D = D_n + D_\gamma, \quad (1)$$

где:  $D_n = F \cdot f_k$  – нейтронный компонент поглощенной дозы,  $F$  – плотность потока нейтронов, падающих на объект,  $1/\text{см}^2$ ,  $f_k$  – керма-фактор, равный  $10^{-11}$  Гр·см<sup>2</sup>;  $D_\gamma$  – гамма-компонент поглощенной дозы. Методы определения этой составляющей и понижения его вклада будут рассмотрены ниже.

Расчет нейтронного потока в заданной точке ( $F$ ) проводили по формуле для источника в виде диска с равномерно распределенной активностью [5]:

$$F = N_0 \cdot G, \quad (2)$$

где:  $N_0$  – число нейтронов, испускаемых всей мишенью в секунду (определяется on-line по показаниям монитора),  $G$  – геометрический фактор, соответственно определяемый по формуле:

$$G = 1/(4\pi r^2) \cdot \ln((h^2 + r^2 - R^2 + (r^4 + 2r^2(h^2 - R^2) + (h^2 + R^2)^2)/2h^2))^{1/2}, \quad (3)$$

где  $r$  – эффективный радиус мишени\*,  $R$  – расстояние от оси пучка до объекта,  $h$  – расстояние от центра мишени по оси пучка. При расчете погрешностей  $G$ -фактора были приняты следующие оценки погрешностей этих величин:  $\Delta h=0,15$ ,  $\Delta r=0,25$ ,  $\Delta R=0,1$  см. В табл. 1 приведены относительные погрешности  $G$ -фактора при определении выхода нейтронов. В крайнем правом столбце указаны относительные отклонения для случая точечной геометрии ( $\delta G_{\text{точ}}$ ). Очевидно, что, начиная с  $h=15$  см, можно пользоваться формулами для точечной геометрии без существенной потери точности. Также очевидно, что погрешностью из-за неточности определения смещения от оси пучка, можно пренебречь.

Выход нейтронов из мишени нейтронных генераторов ИНГ-031 и НГ-14 измеряли активационным методом с применением изотопов меди и алюминия в качестве активируемого элемента. Также использовали трековые детекторы деления со слюдяными регистраторами из набора ДКН-2 (ВНИИФТРИ, Менделеево) с делящимися изотопами-мишенями из  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ .

## Метод активационного анализа

Основы метода достаточно подробно изложены в различных публикациях, в частности в работах [3, 4]. Ниже рассмотрены некоторые особенности дозиметрии импульсного излучения при использовании активационного метода, которые учитывали в дальнейшем при проведении радиобиологических исследований по сравнению зависимости биологических эффектов от режима облучения.

Для источников периодически повторяющихся импульсов распространена практика определения дозы на основе средних по времени

\* Эффективный радиус определен таким образом, что на расстояниях  $>1$  см геометрический фактор ослабления дозы от источника с равномерным выходом нейтронов совпадает с реальным фактором ослабления дозы от мишени с гауссовским распределением выхода нейтронов

Таблица 1

Значения погрешностей G-фактора при определении выхода нейтронов

$h, \text{ см}$	$\delta G_h$	$\delta G_r$	$\delta G_R$	$\delta G_{\text{сум}}$	$\delta G_{\text{тов}} / \delta G_{\text{сум}}$
3,8	0,0703	0,03090	0,000458	0,0768	0,15300
6,3	0,0456	0,01300	0,000214	0,0474	0,05700
8,0	0,0366	0,00836	0,000141	0,0375	0,03600
10,0	0,0296	0,00547	$9,35 \cdot 10^{-5}$	0,0300	0,02290
13,0	0,0229	0,00329	$5,68 \cdot 10^{-5}$	0,0231	0,01360
15,0	0,0199	0,00248	$4,31 \cdot 10^{-5}$	0,0200	0,01020
20,0	0,0150	0,00141	$2,46 \cdot 10^{-5}$	0,0150	0,00577

характеристик полей в приближении непрерывного облучения. Однако это приближение может приводить к погрешностям определения характеристик поля. Дело в том, что импульсные источники характеризуются большой мощностью дозы в импульсе. Причем, чем больше отношение периода следования импульсов к длительности импульса (скважность), тем сильнее мощность источника в импульсе превышает его среднюю мощность. Облучение периодически повторяющимися импульсами характеризуется и наличием периодически повторяющихся “темновых” промежутков времени, в течение которых происходит распад активированных нейтронами состояний без рождения новых. В силу разной направленности указанных процессов, расчет характеристик радиационного поля в приближении непрерывного источника может привести к переоценке его интенсивности, а, следовательно, и полученной дозы.

В общем случае, если на вещество падает поток нейтронов  $N(t)$ , то за промежуток времени  $dt$  активируется:

$$dN = -KN(t)dt, \tag{4}$$

где  $K$  характеризует свойства активируемого вещества. Скорость распада активированных ядер дается соотношением:

$$dN_a / dt = -\lambda N_a(t). \tag{5}$$

Решение этих уравнений относительно числа активированных на конец облучения ядер ( $N_{\text{акт}}$ ) в случае постоянного во время облучения потока нейтронов  $N(t)=\text{const}=F$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) дает хорошо известное выражение:

$$N_{\text{акт}} = \lambda^{-1} \cdot F \cdot N_y \cdot I \cdot \sigma_{\text{акт}} [1 - \exp(-\lambda t_{\text{об}})], \tag{6}$$

где  $\lambda$  – постоянная распада ( $\text{с}^{-1}$ ),  $t_{\text{об}}$  – время облучения,  $N_y$  – число ядер в образце,  $N_y = P \cdot n \cdot A_v / A_m$ ,  $I$  – множитель, характеризующий относитель-

ную интенсивность перехода с испусканием выбранного для регистрации гамма-кванта с энергией  $E$ ,  $P$  – вес образца,  $n$  – процентное содержание по весу активируемого изотопа,  $A_v$  – число Авогадро,  $A_m$  – атомный вес изотопа.

До начала измерения активности образцов число активированных ядер упадет в соответствии с законом радиоактивного распада и будет равно:

$$N_{\text{акт}} = N_{\text{акт}} \cdot \exp[-\lambda(t_{\text{ни}} - t_{\text{ко}})], \tag{7}$$

где  $t_{\text{ко}}$  – время конца облучения,  $t_{\text{ни}}$  – время начала измерения.

К концу измерения число активированных ядер составит:

$$N_{\text{акт}} = N_{\text{акт}} \cdot \exp[-\lambda(t_{\text{ки}} - t_{\text{ни}})], \tag{8}$$

где  $t_{\text{ки}}$  – время конца измерения, а число сочитанных событий:

$$N_{\text{сч}} = (N_{\text{акт}} - N_{\text{акт}}) \cdot \varepsilon_d \cdot G \cdot I = \\ = (1/\lambda) \cdot F \cdot N_y \cdot \sigma_{\text{акт}} \cdot I \cdot \varepsilon_d \cdot G \cdot [1 - \exp(-\lambda t_{\text{об}})] \times \\ \times [1 - \exp[-\lambda(t_{\text{ки}} - t_{\text{ни}})]] \cdot \exp[-\lambda(t_{\text{ни}} - t_{\text{ко}})], \tag{9}$$

где:  $G$  – геометрический фактор, определяющий отношение потока, проходящего через апертуру детектора, к полному потоку, испускаемому источником,  $\varepsilon_d$  – эффективность детектора, т.е. отношение числа зарегистрированных импульсов на выходе детектора к числу частиц, падающих на детектор.

Введем следующие обозначения для упрощения вида формулы: если

$$K_m = N_y \cdot \sigma_{\text{акт}}, \quad \varepsilon = \varepsilon_d \cdot I \cdot G, \quad J = K_m \cdot \varepsilon / \lambda, \tag{10}$$

тогда

$$N_{\text{сч}} = J \cdot F \cdot [1 - \exp(-\lambda t_{\text{об}})] \cdot \exp(-\lambda t_{\text{в}}) \times \\ \times [1 - \exp(-\lambda t_{\text{изм}})], \tag{11}$$

где  $t_{\text{в}} = t_{\text{ни}} - t_{\text{ко}}$  – продолжительность выдержки, т.е. интервал времени от конца облучения до

начала измерения активности,  $t_{изм} = t_{ки} - t_{ни}$  – продолжительность измерения.

Импульсный характер облучения может сказаться только на результирующее количество ядер в конце облучения. Далее процессы распада и измерения количества распавшихся состояний проходят одинаково для обеих мод облучения.

Поэтому запишем выражение (10) в виде:

$$N_{сч} = L_m \cdot F \cdot [1 - \exp(-\lambda t_{об})], \quad (12)$$

где  $L_m = J \cdot \exp(-\lambda t_b) \cdot [1 - \exp(-\lambda t_{изм})]$  – при одинаковых условиях облучения и измерения является константой для обоих характеров облучения.

Чтобы учесть импульсный периодичный характер облучения, найдем число ядер, активированных одним импульсом, оставшихся в активированном состоянии на конец облучения:

$$q_i = (1/\lambda) \cdot (N_{ni}/\tau) L_m [1 - \exp(-\lambda \tau)] \cdot \exp(-\lambda t_{ei}), \quad (13)$$

где  $N_{ni}$  – число нейтронов, попавших на 1 см<sup>2</sup> активируемого образца за 1 импульс, если  $N_{ni} = \text{const}$  за цикл облучения, то  $N_{ni} = F \cdot T$ , где  $T$  – период следования импульсов,  $\tau$  – длительность импульса,  $t_{ei}$  – интервал времени между окончанием облучения  $i$ -м импульсом и концом цикла облучения.

Пренебрегая длительностью импульса по сравнению с периодом, можно записать:

$$t_{ei} = (k-i)T, \quad (14)$$

где  $k$  – число импульсов за время облучения,  $k = t_{об}/T = f \cdot t_{об}$ , где  $i$  – порядковый номер импульса.

Число активированных ядер на конец цикла облучения составит:

$$Q = \sum_i^k q_i, \quad i = 0 \dots k. \quad (15)$$

Тогда

$$N_{сч\text{ имп}} = L_m \cdot F \cdot Q \quad (16)$$

и при  $\tau = \text{const}$

$$\begin{aligned} N_{сч\text{ имп}} &= L_m \cdot F \cdot (T/\tau) \cdot [1 - \exp(-\lambda \tau)] \times \\ &\times \sum_i^k \exp[-\lambda(k-i)T] = \\ &= L_m \cdot F \cdot (T/\tau) \cdot [1 - \exp(-\lambda \tau)] \times \\ &\times \exp(-\lambda t_{об}) \cdot \sum_i^k \exp(\lambda iT), \end{aligned} \quad (17)$$

При одном и том же времени облучения, временном интервале между концом облучения и началом измерения  $t_b$  и времени измерения один и тот же поток нейтронов даст разные значения  $N_{сч}$  и  $N_{сч\text{ имп}}$ :

$$\begin{aligned} R &= N_{сч\text{ имп}} / N_{сч} = \\ &= (T/\tau) \cdot [1 - \exp(-\lambda \tau)] \cdot \exp(-\lambda t_{об}) \times \\ &\times \sum_i^k \exp(\lambda iT) / [1 - \exp(-\lambda t_{об})]. \end{aligned} \quad (18)$$

При равных значениях экспериментальных данных  $N_{сч}$  и  $N_{сч\text{ имп}}$  получим соотношение поправочного коэффициента для соотношения расчетных величин среднего потока в приближениях стационарного и импульсного потока:

$$\lambda = F_{имп} / F = 1/R, \quad (19)$$

где  $F_{имп}$  – средний поток нейтронов (с<sup>-1</sup>), вычисленный для режима импульсного источника,  $F$  – то же для непрерывного режима.

Весь процесс обработки данных можно вести в приближении непрерывного облучения, введя для импульсного излучения коэффициент  $\Lambda$ , зависящий только от периодичности (частоты), длительности импульсов и времени облучения. В частном случае, для импульсов одинаковой длительности  $\Lambda$  будет зависеть только от частоты импульсов и времени облучения. Конечно, закономерен вопрос о величине этой поправки. Если  $\lambda t_{об} \ll 1$ , тем более  $\lambda iT \ll 1$  и  $\lambda t \ll 1$ , то

$$R = \{T \cdot \lambda \cdot \exp(-\lambda t_{об}) \cdot \sum_i^k (1 - \lambda iT)\} / (\lambda t_{об}), \quad (20)$$

получим

$$R \approx T \lambda (1 - \lambda t_{об}) k / (\lambda t_{об}) = \lambda T k / (\lambda t_{об}) = 1, \quad (T k = t_{об}), \quad (21)$$

т.е. импульсность источника можно не учитывать, а расчеты вести по среднему за время облучения потоку. Это условие, в частности, выполняется при использовании реакции  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  с периодом распада изотопа  $^{24}\text{Na}$  15 ч и времени одноразового облучения, максимально возможного для импульсного генератора серии ИНГ (15 мин). Для оценки вносимой при этом погрешности был проведен расчет с точным учетом всех параметров, и отклонение рассчитанных величин составило 0,5 %.

В то же время при использовании в качестве активирующей реакции  $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$  с периодом полураспада результирующего ядра  $^{62}\text{Cu}$  9,76 мин и  $^{107}\text{Ag}(n, 2n)^{106}\text{Ag}$  с периодом полураспада 24 мин условие  $\lambda t_{об} \ll 1$  не выпол-

няется. В этих случаях необходимо проводить расчет поправочного коэффициента. Например, при использовании в качестве активируемого элемента серебра в реакции  $^{109}\text{Ag}(n,2n)^{108}\text{Ag}$ , с периодом полураспада 145,2 с, величина  $R$  может составить 1,016, при частотах, меньших 50 Гц, и длительностях импульсов 10–40 нс различие может достигать ещё больших значений.

Регистрацию наведенной гамма-активности проводили с помощью гамма-спектрометра со сцинтилляционным детектором NaJ(Tl) и многоканальным анализатором АЦП-USB-8К-В фирмы “АСПЕКТ”. В качестве индикатора использовали пластины алюминия весом 1956 мг и чистотой ~98 %. Эффективность регистрации гамма-линий  $\varepsilon_d$  определяли с помощью стандартных образцовых источников (ОСГИ)  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  (рис. 1).

Погрешность измерений определяли следующим образом:

$$\delta F = (\delta P^2 + \delta n^2 + \delta \sigma_{\text{акт}}^2 + \delta \lambda^2 + \delta t_{\text{обл}}^2 + \delta t_{\text{изм}}^2 + \delta \varepsilon^2 + \delta N_{\text{сч}}^2)^{1/2}, \quad (22)$$

где  $\delta P$  – погрешность взвешивания,  $\delta n$  – погрешность определения концентрации элемента, т.к. концентрация точно не известна, за нее принимали процентное содержание примесей,  $\delta \sigma_{\text{акт}}$  – погрешность табличных данных по сечению активации, сюда же включена погрешность, связанная с точностью определения энергии нейтрона,  $\delta \lambda$  – погрешность табличных данных по величине постоянной распада,  $\delta t_{\text{обл}}$  – погрешность определения времени облучения,  $\delta t_{\text{в}}$  – погрешность определения времени выдержки (для рутинных измерений меньше 0,5 %),  $\delta t_{\text{изм}}$  – точность фиксации времени считывающим устройством,  $\delta \varepsilon$  – погрешность определения эффективности регистрации детектора, которую определяли путем проведения ряда независимых измерений и принимали как сумму отклонения от среднего значения (5 %) и паспортной погрешности приведенной активности источника (2,5 %,  $p=0,95$ ),  $\delta N_{\text{сч}}$  – погрешность определения площади пика полного поглощения выбранной гамма-линии, в которой должна учитываться не только статистика отсчетов, но и точность установки границ пиков. Погрешности результатов измерений приведены в табл. 2.

Для уменьшения погрешности вычисления потока по результатам измерений необходимо несколько раз ( $m$ ) повторить измерение

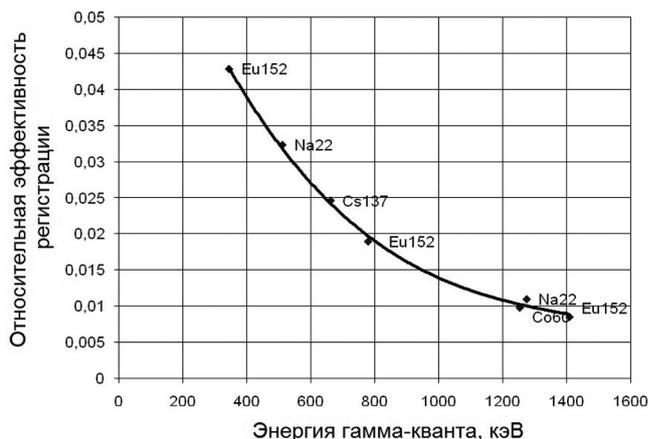


Рис. 1. Зависимости эффективности спектрометра от энергии гамма-излучения (кэВ)

активности образца с таким интервалом времени, чтобы количества отсчетов отличались между собой на величину, большую статистической погрешности каждого измерения. Тогда

$$\delta N_{\text{сч}}^2 = (\delta N_{\text{сч}i}^2 + \delta t_{\text{в}i}^2) / (m-1). \quad (23)$$

Определение выхода нейтронов из мишени проводили несколькими сериями измерений (до 10) с нормировкой к показаниям мониторингового детектора. Далее использовали средневзвешенное значение потока, вычисленное по всем измерениям, где в качестве весовых множителей выступают погрешности каждого измерения. Такие измерения проводили перед каждой серией радиобиологических экспериментов. Рядом погрешностей, вносимых при расчете потока пренебрегали в виду незначительности их величины, как, например, погрешностью величины числа Авогадро, значением относительной интенсивности гамма-линий и т.п.

В полную погрешность определения выхода нейтронов из мишени будет входить и погрешность геометрического фактора, определенная выше (от 8 до 1 %). Результирующее значение выхода нейтронов представляет собой средневзвешенное значение нескольких измерений на разных расстояниях от мишени, что значительно снижает вклад погрешности G-фактора.

Отметим, что вследствие высокого эффективного порога активирующей реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  ( $E_{\text{пор}} \approx 8$  МэВ) [4], этим методом регистрируются практически только нейтроны из источника.

Таблица 2

## Погрешности измерений активационным методом

Источник погрешности	Символ	%
Погрешность взвешивания	$\delta P$	0,1
Содержание примесей	$\delta n$	2,5
Погрешность данных по сечению активации	$\delta\sigma_{\text{акт}}$	$\approx 6$
Погрешность в величине постоянной распада	$\delta\lambda$	0,6
Погрешность определения времени облучения	$\delta t_{\text{обл}}$	$\approx 0,2$
Погрешность определения времени выдержки	$\delta t_{\text{в}}$	$< 0,6$
Погрешность времени измерения	$\delta t_{\text{изм}}$	$< 0,1$
Погрешность определения эффективности регистрации детектора	$\delta\varepsilon$	5,6
Погрешность определения числа отсчетов	$\delta N_{\text{сч}}$	3,5
Ожидаемая суммарная погрешность		$\leq 10$

## Метод трековых детекторов

Использование трековых детекторов деления из набора ДКН-2 (ВНИИФТРИ, Менделеево) с делящимися изотопами-мишенями  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  – еще один из подходов к определению нейтронного потока компактного генератора. В этом случае проблемы, связанной с импульсным характером нейтронного облучения, не существует. Выбор указанных изотопов обусловлен тем, что они являются пороговыми (0,4 МэВ и 0,6 МэВ), и такой порог в значительной мере подавляет регистрацию неупруго рассеянных и замедленных в результате многократных упругих соударений нейтронов, а также полностью тепловых и эпитепловых нейтронов из защиты, стен, пола и окружающего оборудования.

Флюенс нейтронов рассчитывали по формуле:

$$F = \frac{N_{\text{ср}} \cdot S_{\text{м}} \cdot 1/S_{\text{сеч}} \cdot 4\pi / 2\pi}{n \cdot 2\sigma \cdot \varepsilon_0} = \frac{N_{\text{общ}}}{n \cdot \sigma \cdot \varepsilon_0}, \quad (24)$$

где  $N_{\text{ср}}$  – среднее число треков, видимое в одном поле микроскопа;  $N_{\text{общ}}$  – общее количество треков на всей слюде;  $S_{\text{м}}$  – площадь изотопа-мишени,  $\text{см}^2$ ;  $S_{\text{сеч}}$  – площадь видимого в микроскоп поля зрения,  $\text{см}^2$ ;  $n$  – число атомов изотопа-мишени;  $\sigma$  – сечение реакции деления, барн ( $10^{-24} \text{ см}^2$ );  $\varepsilon_0$  – эффективность регистрации осколков деления слюдой.

Погрешность определения потока нейтронов:

$$\delta F = \sqrt{\delta N_{\text{общ}}^2 + \delta n^2 + \delta \varepsilon_0^2 + \delta \sigma^2}, \quad (25)$$

где погрешности определения числа ядер изотопа-мишени  $\delta n^2 = 3\%$ , эффективности регистрации треков слюдяными регистраторами  $\delta \varepsilon_0 = 2,3\%$ , сечений реакций деления  $^{237}\text{Np}(n, f) = 2,35 \pm 0,059$  ( $\delta \sigma = 2,5\%$ ),  $^{238}\text{U}(n, f) = 1,142 \pm 0,028$ , ( $\delta \sigma = 2,45\%$ ).

Погрешность определения числа треков:

$$\delta N_{\text{общ}} = (\delta_{\text{сч}} \cdot N_{\text{общ}} + N_{\text{ср}}^{1/2}) / N_{\text{общ}}, \quad (26)$$

где, в свою очередь, погрешность метода визуального подсчета треков  $\delta_{\text{сч}} \leq 6\%$ , и статистическая ошибка определения числа треков, исходя из пуассоновского распределения треков по слюде:

$$\delta N_{\text{сч}} = \delta N_{\text{ср}} = 1 / N_{\text{ср}}^{1/2}. \quad (27)$$

Погрешности определения полного выхода  $N_0$  нейтронов с энергией 14,5 МэВ трековыми детекторами с учетом погрешности геометрического фактора представлены в табл. 3.

Оба метода анализа, активационный и трековый, вследствие достаточно высокого порога регистрации нейтронов применяли для определения полного выхода нейтронов из источника и нахождения нормирующего коэффициента на показания монитора. В случае расчета этими методами нейтронной составляющей дозы необходимо учесть вклад подпороговых нейтронов. Эта возможность реализуется при использовании в трековой дозиметрии беспороговых делящихся мишеней (например,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ).

В табл. 4 представлены результаты одновременного измерения полного выхода нейтронов из мишени активационным и трековым методами при импульсном и непрерывном режи-

Таблица 3

Погрешности определения полного выхода  $N_0$  нейтронов с энергией 14,5 МэВ трековыми детекторами

h, мм	Изотоп	$\delta n$	$\delta \varepsilon$	$\delta \sigma$	$\delta N_{cp}$	$\delta_{сч}$	$\delta F$	$\delta G$	$\delta N_0$
1-я серия измерений*									
39	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0246	0,06	0,086	0,0768	0,115
80	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0470	0,06	0,095	0,0375	0,102
80	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0245	0,0680	0,06	0,101	0,0375	0,108
122	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0630	0,06	0,104	0,0231	0,107
122	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0245	0,0920	0,06	0,119	0,0231	0,121
Среднее									0,111
2-я серия измерений*									
86	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0245	0,0780	0,06	0,108	0,0375	0,115
112	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0630	0,06	0,104	0,0301	0,108
130	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0740	0,06	0,111	0,0231	0,113
Среднее									0,112
3-я серия измерений*									
38	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0245	0,0219	0,06	0,078	0,0768	0,110
64	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0250	0,0351	0,06	0,083	0,0474	0,096
88	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0250	0,0425	0,06	0,086	0,0375	0,094
88	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0679	0,06	0,107	0,0375	0,113
111	$^{237}\text{Np}$	0,030	0,023	0,0250	0,0567	0,06	0,094	0,0301	0,099
111	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0798	0,06	0,115	0,0301	0,119
130	$^{238}\text{U}$	0,045	0,023	0,0250	0,0655	0,06	0,105	0,0231	0,108
Среднее									0,105

\* В каждой серии измерений детекторы облучали одновременно на разных расстояниях от мишени генератора

мах облучения. В качестве монитора использовали наперстковую ионизационную камеру, окруженную свинцовой оболочкой. Камеру размещали вблизи мишени-источника для минимизации вклада от рассеянного излучения. Для каждого типа генератора расстояние мишень-камера сохранялось одним и тем же.

Как видно из табл. 4, результаты обоих методик измерения потока совпадают в пределах, меньших погрешности эксперимента, поэтому измерение потока проводили обоими методами и для дальнейших расчетов принимали среднее значение.

**Определение нейтронной и гамма-составляющей радиационного поля**

Для разделения нейтронной и гамма-составляющих применяли метод двух детекторов с разной чувствительностью к нейтронам и гамма-квантам: ионизационные камеры Фармеровского типа с тканеэквивалентной (А-150) и воздухоэквивалентной стенками (магниева) с дозиметром Unidos. При использовании таких ионизационных камер возможна большая

погрешность из-за возрастания роли объемной рекомбинации и изменения эффективности собирания ионов. Роль этих факторов и методы введения соответствующих поправок приведены в [1, 7]. В работе [6] рекомендуется определять поправочный коэффициент с помощью метода двух напряжений. В настоящей работе поправочный коэффициент находили по упрощенной формуле:

$$D = 3D_1 / (4 - D_1 / D_2), \tag{28}$$

где  $D_1$  – доза, измеренная при рабочем напряжении камеры,  $D_2$  – доза при снижении напряжения камеры вдвое. Формула дает достаточно точное значение поправочного коэффициента при условии  $(D_1 - D_2) / D_1 \leq 0,05$ . Если это условие не соблюдается, то необходимо либо увеличить рабочее напряжение, либо взять другую камеру.

Естественно, что поправочный коэффициент должен измеряться в реальных условиях облучения. Для типичных условий эксперимента с ПНГ, поправочный коэффициент для дозиметра Unidos составил для камеры А-150 – 0,99, для магниева камеры – 0,985.

В настоящей работе для разделения нейтронной и гамма-составляющих использовался

**Таблица 4**  
**Полный выход нейтронов из мишени генератора, полученный трековым и активационным методом ( $10^{10}$  н/с)**

№ изм	$N_0$ трек	$N_0$ акт Al	Режим	Трек/акт
1	0,58	0,54	имп.	1,07
2	0,57	0,53	имп.	1,08
3	0,51	0,52	имп.	0,98
4	0,46	0,43	имп.	1,07
5	0,58	0,66	имп.	0,88
среднее				1,02
6	1,23	1,35	стац.	0,91
7	1,1	1,05	стац.	1,05
8	1,08	1,18	стац.	0,92
9	1,34	1,38	стац.	0,97
10	1,42	1,36	стац.	1,04
11	1,62	1,59	стац.	1,02
12	1,41	1,36	стац.	1,04
среднее				0,99

дозиметр Unidos с тканеэквивалентной (индекс  $tk$ ) и магниевой (индекс  $mg$ ) камерами:

$$\begin{aligned} Q_{tk} &= A_{ntk} D_n + A_{\gamma tk} D_\gamma, \\ Q_{mg} &= \alpha_{nmg} D_n + \alpha_{\gamma mg} D_\gamma, \end{aligned} \quad (29)$$

где  $Q_{tk}$  и  $Q_{mg}$  – заряды, измеренные тканеэквивалентной и магниевой ионизационными камерами;  $A_{ntk}$ ,  $A_{\gamma tk}$ ,  $\alpha_{nmg}$  и  $\alpha_{\gamma mg}$  – коэффициенты чувствительности камер к нейтронам и гамма-излучению в пКл/сГр.

Коэффициенты чувствительности камер к гамма-излучению со средней энергией 1,25 МэВ ( $^{60}\text{Co}$ ) определяли экспериментально на паспортизованном источнике установки “Луч-1”. Коэффициенты чувствительности изменяются в зависимости от энергии излучения, и при неизвестном энергетическом составе гамма-излучения на нейтронных трубках прямая подстановка этих коэффициентов в систему уравнений становится некорректной. Поэтому проводили определение чувствительности к излучению с энергией 0,661 МэВ ( $^{137}\text{Cs}$ ) на установке “Панорама”. В пределах погрешности эксперимента, значения коэффициентов чувствительности для этих энергий совпали, и в дальнейшем использовали их среднее значение.

Ввиду отсутствия паспортных данных о коэффициенте чувствительности дозиметров к нейтронам проводили измерение чувствительности детекторов в “чистом” нейтронном пучке, который получали, используя свинцовые фильтры. Толщину фильтров подбирали таким

образом, чтобы с увеличением их толщины показания дозиметров с учетом ослабления в свинце не изменялись. При этом необходимо было учитывать эффект увеличения вклада гамма-квантов неупругого рассеяния нейтронов на фильтре. Однако этот эффект оказался достаточно мал и в пределах погрешности эксперимента им можно пренебречь. Зная нейтронную составляющую, измеренную с помощью активационных и трековых детекторов (среднее значение), можно определить гамма-составляющую дозы, используя каждое из приведенных выше уравнений (29).

Поскольку в гамма-составляющую дозы делают вклад активационные, мгновенные гамма-кванты от неупруго рассеянных нейтронов, а подавляющий вклад – тормозное излучение с энергией  $\leq 100$  кэВ, то во всех экспериментах использовали свинцовый фильтр толщиной 2,5 мм, достаточной для полного поглощения тормозного излучения, который ослаблял и нейтронный поток, но на величину менее 1 %.

Измерение активационной составляющей и вклада мгновенных гамма-квантов проводили с помощью дозиметров, практически не чувствительных к нейтронам, – ДРГ-01М1 и РАД-72. Вклад таких гамма-квантов в поглощенную дозу составил менее 1 %, без учета вклада гамма-квантов от нейтронов, рассеянных в объекте облучения.

## Заключение

В результате проведенных экспериментов получен согласованный набор данных, что подтверждает правильность использованных методик определения поглощенных доз и компонентов радиационного поля портативных нейтронных генераторов как импульсного, так и непрерывного действия. Различия поглощенных доз, полученные при прочих равных условиях (в частности, при одной и той же мощности дозы облучения) можно объяснить тем, что ионизационные камеры дают в случае импульсного режима заниженные на 1–1,5 % результаты. Применение активационных детекторов требует тщательной обработки данных применительно к режиму облучения. Расчет в приближении непрерывного источника может завысить результат на величину от 0,5 % до нескольких десятков процентов в зависимости от

периода полураспада активированных изотопов и режима облучения.

При используемых параметрах генераторов ( $E_n=14,5$  МэВ, длительность импульса 1 мкс, частота следования импульсов 1–100 Гц, выход нейтронов до  $10^{11}$  с<sup>-1</sup>) для дозиметрического сопровождения радиобиологических исследований расчет потока нейтронов и кермы с помощью алюминиевых детекторов можно проводить в приближении непрерывно-го источника.

### Список литературы

1. Аглинцев К.К. Дозиметрия ионизирующих излучений. – М.: Изд. технической и теоретической литературы, 1950, 500 с.
2. Боголюбов Е.П., Сыромуклов С.В., Юрков Д.И. Нейтронные генераторы ВНИИА для ядерной медицины. // Межд. научно-технич. конф. “Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе”. – Москва, 2012.
3. Боуэн Г., Гиббсон Д. Радиоактивационный анализ. – М.: Атомиздат, 1968, 11 с.
4. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М., Атомиздат, 1976, 232 с.
5. Руководство по радиационной защите для инженеров. Пер. с англ. под ред. Д.Л. Бродера и др. – М.: Атомиздат, 1973, 2, 288 с.
6. International Atomic Energy Agency. Absorbed dose determination in photon and electron beams. An international code of practice. Technical Reports Series. – Vienna: IAEA, 1987, No. 277.
7. Attix F.H. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. A Wiley-Interscience publication. – New York, 1986, 607 pp.
8. Lychagin A.A. Portable neutron generators in medicine. // Biomed. Eng., 2014, 48, Issue 1, P. 9–12.

### SOME FEATURES OF DOSIMETRY AND RADIOBIOLOGICAL REACTIONS OF IMPULSE NEUTRON IRRADIATION

A.A. Lychagin, E.V. Koryakina, S.E. Ulianenko

A. Tsyb Research Centre of Medical Radiology, Obninsk, Russia

Some features of measuring neutrons and  $\gamma$ -rays in mixed radiation fields at portable neutron generators (PNG) were considered. Special attention was given to the influence of impulse irradiation from PNG on dosimetric systems responses. It was shown that responses of ionization chambers like RTW 3001 can be decreased by 1–1.5 % in the case of impulse irradiation as compared to continues one. When using activation detectors thorough analysis of data is necessary with regard to exposure mode. The continues irradiation approximation can increase the results by 0.5 % up to tens of percents in dependence on half-life period of activated isotopes and on irradiation mode.

Key words: *neutron generators, impulse and continues irradiation, ionization chambers, activation and track detectors*

E-mail: [lychagin1@yandex.ru](mailto:lychagin1@yandex.ru)