

радиохимии и радиэкологии». Екатеринбург, 10—14 ноября 2014 г., с. 63—67.

8. Шадрин А.Ю., Кащеев В.А., Кадочигов К.А. и др. Очистка жидких радиоактивных отходов от трансуранических элементов методом щелочного осаждения. —

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2018, вып. 3(94), с. 85—91.

Поступила 6.06.18

В окончательной редакции 11.10.19

УДК 539.125.5: 539.125

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕРВИЧНЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ЭТАЛОН ЕДИНИЦ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА И ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Севастьянов В.Д., Янушевич А.В., Коваленко О.И., Шубаев Р.М. (ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево)
e-mail: sevast@vniiftri.ru

В 2015—2016 гг. проведены работы по совершенствованию Государственного первичного специального эталона единиц плотности потока нейтронов и флюенса нейтронов для ядерно-физических установок ГЭТ 51—80 для предприятий ядерного энергетического, оружейного комплекса, атомного флота, ядерной медицины, научно-исследовательских институтов прикладных и фундаментальных исследований. В 2017 г. эталон был утвержден Росстандартом, в 2018 г. утверждена актуализированная поверочная схема.

Эталон единиц плотности потока и флюенса нейтронов для ядерно-физических установок предназначен для воспроизведения и хранения единиц плотности потока нейтронов — $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ и флюенса нейтронов — м^{-2} и передачи размера единиц рабочим эталонам и средствам измерений для обеспечения единства измерений. Он включает комплекс технических средств, вспомогательных устройств и специальных инженерных сооружений:

источники быстрых моноэнергетических и тепловых нейтронов на основе генератора НГ-10М, реализующего реакцию $T(d, n)^4\text{He}$, и замедляющей сборки;

канал мониторинга нейтронного излучения, состоящий из трактов канала для низко- и высокоинтенсивных полей нейтронного излучения (первый, второй канал) — системы детектирования на основе ДКД-Пм-2,5-3А с цифровым спектрометрическим трактом ЦСУ-В-1К и радиометра-монитора с пороговой камерой деления с ^{238}U соответственно;

канал мониторинга сопутствующих частиц — система детектирования протонного

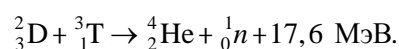
излучения на основе ДКД-Пм-0,8-1А и цифрового спектрометрического тракта ЦСУ-В-1К;

радиометрический комплекс в составе эталонной установки УОР-1-а и эталонного комплекса КРОНА-1-ЭТАЛОН;

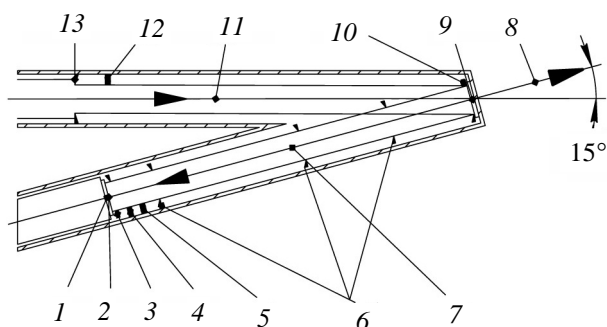
техническую инфраструктуру.

В качестве источника нейтронов энергией 14 МэВ используется модернизированный серийный генератор НГ-10М с двумя ионопроводами: прямым и отклоненным. На каждом из них установлен свой блок с тритиевой мишенью диаметром 14,3 и 45 мм соответственно для генерации нейтронов. На отклоненном ионопроводе мишень большого диаметра вращается, что обеспечивает эффективное охлаждение водой. Это, в свою очередь, позволяет ее облучать пучком ускоренных до энергии 150 кэВ дейтронов и генерировать в тритиевой мишени интенсивный поток нейтронов $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Энергия ускоряемых дейтронов до 200 кэВ, ток пучка до 5 мА.

На генераторе установлен высокоэкономичный сверхвысокочастотный ионный источник дейтронов, обеспечивающий получение в ускоренном пучке до 95% атомарных дейтронов. Для фокусировки ускоренного пучка ионов на тритиевую мишень на каждом ионопроводе установлены квадрупольные линзы и отдельные вакуумные системы, обеспечивающие быструю безаварийную смену мишеней в каждом мишенном блоке. Нейтроны в тритиевых мишенях рождаются в реакции



На прямом ионопроводе поток нейтронов составляет $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, на отклоненном $10^{11}—5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.



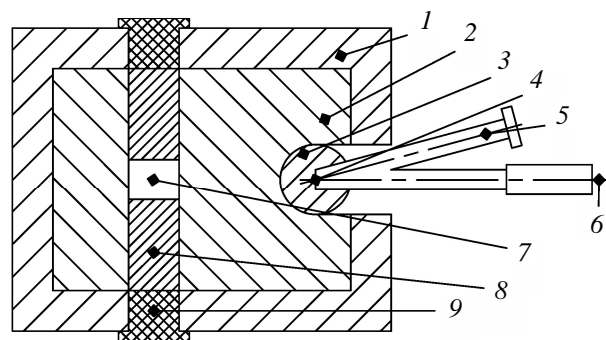
Р и с. 1. Мишенный блок источника моноэнергетических нейтронов

Мишенный блок эталонного источника моноэнергетических нейтронов. Мишенный блок эталонного источника моноэнергетических нейтронов энергией 14,7 МэВ показан на рис. 1. Пучок ускоренных дейтронов 11, бомбардирующих тритиевую мишень 9, коллимируется с помощью двух диафрагм 10, 13. Он генерирует в мишени нейтроны 8 энергией ~14 МэВ по реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ и α -частицы 7 энергией ~3 МэВ, сопутствующие вылету нейтронов энергией 14 МэВ. α -Частицы, регистрируются сцинтилляционным кристаллом CsI(Tl) 1, сочлененным с фотоумножителем ФЭУ-58. Телесный угол регистрации α -частиц формируется диафрагмами 3, 10. Коллимирующие диафрагмы 6 предназначены для поглощения α -частиц, рассеянных на стенках мишенного блока и вылетающих в направлении телесного угла их регистрации. Фильтр 2 служит для поглощения рассеянных в материале мишени дейтронов, также вылетающих в направлении телесного угла регистрации α -частиц. В процессе работы нейтронного генератора происходит поглощение дейтерия материалами внутренней стенки ионопровода. При взаимодействии ускоренных дейтронов с поглощенными стенками дейтерием также рождаются нейтроны. Шторка 12 предназначена для перекрытия пучка ускоренных дейтронов при оценке их вклада в плотность потока нейтронов энергией 14 МэВ. Шторка 4 служит для перекрытия пучка α -частиц в эксперименте по оценке чувствительности радиометра сопутствующих α -частиц к заряженным частицам, рождающимся в реакциях $\text{D}(d, p)$ и ${}^3\text{He}(n, p)$. Шторку 5 используют в эксперименте по оценке чувствительности радиометра сопутствующих α -частиц к нейтронам энергией 14 МэВ. В качестве тритиевой мишени в блоке используют

стандартные тритий-титановые мишени диаметром 14,3 мм. Диаметр активной части мишени 12 мм. Подложка мишени выполнена из тугоплавкого материала (молибдена) толщиной 0,3 мм. Мишень с помощью специального механизма плотно поджимается к доньшку корпуса блока, которое охлаждается испаряющимся азотом. Суммарная толщина доньшка блока и подложки мишени в направлении аттестуемого пучка нейтронов 8 не превышает 0,6 мм, что сводит к минимуму деформацию спектра нейтронов, вылетающих из мишени в указанном направлении.

Толщина кристалла CsI(Tl), используемого для регистрации α -частиц, составляет около 0,2 мм. Он приклеивался к подложке из оптического стекла с помощью канадского бальзама. Геометрический фактор G регистрации α -частиц в мишенном блоке рассчитывали по формуле [1]. Он был измерен с погрешностью 0,1% и составил $1,6204 \cdot 10^{-6}$.

Устройство теплового источника нейтронов (рис. 2). Быстрые нейтроны энергией ~14 МэВ в указанном источнике образуются в результате бомбардировки тритиевой мишени 1 ускоренными до 140 кэВ дейтронами 4 по реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ с рождением сопутствующих α -частиц 5. Затем они конвертируются в нейтроны энергией преимущественно 0,5—3 МэВ в трансформаторе нейтронного излучения 2 из тяжелых элементов (свинца или урана). Замедление нейтронов энергией 14 МэВ на ядрах легких элементов, например, водорода до тепловой энергии нецелесообразно из-за малого сечения упругого рассеяния на них (менее 1 б). Сечение неупругих процессов на ядрах тяжелых элементов, например, ${}^{238}\text{U}$ большое. Так, суммарное сечение реакций ${}^{238}\text{U}(n, n')$, ${}^{238}\text{U}(n, 2n)$, ${}^{238}\text{U}(n, f, 4,5n)$, ${}^{238}\text{U}(n, 3n)$ при энергии нейтронов



Р и с. 2. Источник тепловых нейтронов

14 МэВ составляет 2,8 б [2]. Неупругорассеянные на тяжелых элементах нейтроны имеют среднюю энергию ~ 2 МэВ. Кроме того, в результате указанных неупругих процессов на ядрах урана рождаются дополнительные нейтроны. Эти свойства тяжелых элементов были использованы при создании нового источника тепловых нейтронов.

В замедлителе б из тяжелой воды D_2O в результате упругого рассеяния на ядрах дейтерия нейтроны энергией преимущественно 0,5—3 МэВ эффективно замедляются до тепловых максвелловских. Для уменьшения утечки тепловых нейтронов замедлитель окружен отражателем 3 из бидистиллированной воды. Внешний диаметр цилиндрического замедлителя 615 мм, высота 525 мм, внешний диаметр отражателя 895 мм, высота 805 мм. Для размещения исследуемых детекторов тепловых нейтронов в рабочей полости 7 замедляющей сборки предусмотрены съемные пробки из оргстекла 9 и графита 8. Рабочая полость имеет диаметр 101,7, высоту 105,1 мм.

Плотность потока тепловых нейтронов в рабочей полости источника увеличивается также за счет нейтронов, рождающихся при взаимодействии нейтронов энергией ~ 14 МэВ с ядрами дейтерия в замедлителе по реакции $D(n, 2n)^1H$. Сечение этой реакции составляет 183 мб [3].

Применение в описанном источнике трансформатора и замедлителя позволило существенно снизить температуру нейтронного газа в рабочей полости. Измеренная температура нейтронного газа на 3 К выше температуры тяжелой воды в замедлителе. В рабочей полости получено диффузное поле тепловых максвелловских нейтронов.

Воспроизведение размера единиц в источнике моноэнергетических нейтронов. В качестве основного на эталоне использован широко распространенный в практике метод измерения плотности потока или флюенса нейтронов по сопутствующему α -излучению [4—7].

Флюенс нейтронов энергией 14 МэВ на расстоянии r от тритиевого слоя мишени определяется по формуле [8, 9]

$$F = \frac{N_\alpha}{G_\alpha r^2} K_{ан} K_n K_H, \quad (1)$$

где N_α — число сопутствующих α -частиц, зарегистрированных радиометром за время экспозиции t ; G_α — геометрический фактор регистрации α -частиц в радиометре; r — расстояние между тритиевым слоем мишени и исследуемой точкой поля нейтронов в направлении, противоположном направлению регистрации сопутствующих вылету нейтронов α -частиц; $K_{ан}$, K_n , K_H — коэффициенты, учитывающие анизотропию вылета нейтронов и α -частиц, поглощение нейтронов, изменение флюенса за счет неупругих ядерных процессов (n, n') и ($n, 2n$) в материале мишенного блока соответственно.

Число сопутствующих частиц рассчитывается по соотношению

$$N_\alpha = \frac{N}{\varepsilon_\alpha (1 - \tau n)} K_q K_{сч},$$

где N — число импульсов, зарегистрированных радиометром за время экспозиции t ; ε_α — эффективность регистрации α -частиц радиометром; τ — «мертвое» время радиометра; n — скорость счета импульсов радиометра; K_q , $K_{сч}$ — коэффициенты, учитывающие взаимодействие нейтронов энергией 14 МэВ с материалом детектора по реакциям (n, p), (n, α) и влияние заряженных частиц из сопутствующих реакций соответственно.

Плотность потока нейтронов определяется по формуле

$$\phi = F/t,$$

где F — флюенс нейтронов, определенный по формуле (1); t — время экспозиции.

Коэффициент анизотропии из формулы (1) определяется по соотношению

$$K_{ан} = \frac{\int_0^{E_0} \sigma(E) (d\Omega_{ц}/d\Omega_{н})_n / (dE/dx) dE}{\int_0^{E_0} \sigma(E) (d\Omega_{ц}/d\Omega_{н})_\alpha / (dE/dx) dE},$$

где E_0 — энергия дейтронов, бомбардирующих мишень; $\sigma(E)$ — сечение реакции ${}^3H(d, n){}^4He$ при энергии дейтронов E ; $d\Omega_{ц}/d\Omega_{н}$ — коэффициент преобразования телесного угла из системы центра масс в лабораторную систему для нейтронов n или α -частиц соответственно;

dE/dx — удельные тормозные потери энергии E дейтроном.

При расчете $K_{ан}$ применяются следующие ядерно-физические константы: энергия реакции $T(d, n)$ 17,5897 МэВ, масса дейтрона, нейтрона, α -частицы и тритона составляет 1875,5873, 939,5527, 3727,3276 и 2809,4554 МэВ соответственно.

Одним из факторов, влияющих на точность воспроизведения (измерения) плотности потока моноэнергетических нейтронов, является плотность потока нейтронов, рождающихся в результате сопутствующей реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{H}$, и протонов энергией 2,5 и 10 МэВ, рождающихся в мишени в результате сопутствующей реакции ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$. Поэтому при воспроизведении единиц плотности потока или флюенса нейтронов абсолютным методом — методом счета сопутствующих вылету нейтронов энергией 14 МэВ α -частиц в соответствии с формулой (1) учитываются поправки. Поправка K_{α} обусловлена чувствительностью радиометра сопутствующих α -частиц к заряженным частицам из сопутствующих реакций ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$, ${}^2\text{H}({}^3\text{He}, p)$, а также реакций (n, p) и (n, α) в материалах детектора и окружающих его конструктивных элементов. Ядра дейтерия ${}^2\text{H}$ в тритиевой мишени появляются в результате торможения и полной остановки ускоренных дейтронов в материале мишени. Ядра ${}^3\text{He}$ образуются в мишени при распаде трития, период полураспада которого составляет 12,32 года. Поправка K_n обусловлена поглощением нейтронов энергией 14 МэВ в конструктивных элементах мишенного блока по реакциям (n, p) и (n, α) и др., поправка K_n учитывает уменьшение флюенса нейтронов за счет неупругих ядерных процессов (n, n') и $(n, 2n)$ в материалах мишени и мишенного блока.

Воспроизведение размера единиц в источнике тепловых нейтронов. Поле тепловых нейтронов аттестуется по эффективной плотности потока [10]. Под эффективной плотностью потока тепловых нейтронов Φ_T понимают произведение концентрации нейтронов n_T энергией меньше эффективной граничной энергии кадмия на скорость $v_0 = 2,2 \cdot 10^5$ см/с — наиболее вероятную скорость для распределения Максвелла при 293,6 К. Эффективная плотность потока тепловых нейтронов определяется по активации

образцов из золота и марганца методом кадмевой разности. В исследуемом поле последовательно облучают один и тот же или два идентичных образца. В одном случае образец облучается в кадмиевом экране, во втором без него. Тепловой компонент поля нейтронов определяется из разности измеренных скоростей реакции. Исходными для расчета эффективной плотности потока тепловых нейтронов являются активационные интегралы рассматриваемой реакции для открытого образца R_0 , с^{-1} и образца в кадмиевом экране R_{Cd} , с^{-1} , а также ядерно-физические характеристики реакции. Под активационным интегралом реакции R понимают скорость реакции активации, протекающей в образце, в расчете на одно ядро изотопа-мишени. Активационный интеграл рассчитывается по измеренной активности образца A по формуле

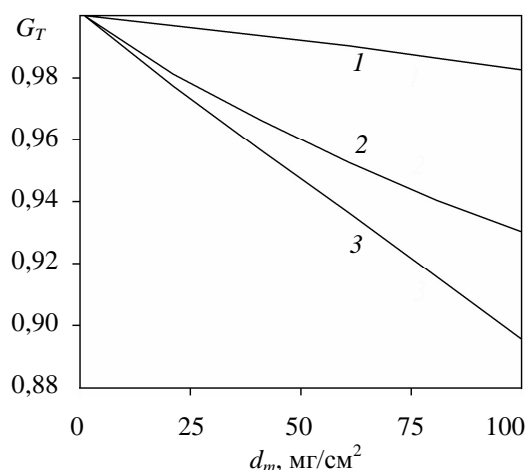
$$R = A / \{N[1 - \exp(-\lambda t_0)] \exp(-\lambda t_b)\},$$

где N — число ядер изотопа-мишени в образце; λ — постоянная распада радиоактивного продукта реакции; t_0 — продолжительность облучения образца; t_b — время от окончания облучения до измерения активности образца.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов связана с активационными интегралами соотношением

$$\Phi_T = \{R_0 / [\sigma_0 g G_T (1 + \epsilon)]\} [1 - 1 / (r_{Cd} F_{Cd})],$$

где R_0 — активационный интеграл открытого образца, с^{-1} ; σ_0 — сечение реакции активации при скорости нейтронов $2,2 \cdot 10^5$ см/с, см^2 ; g — параметр Весткотта, учитывающий эффект отклонения зависимости сечения активации от закона $1/v$ в тепловой области; G_T — коэффициент, учитывающий эффекты самоэкранирования и возмущения поля нейтронов образцом в тепловой области; ϵ — коэффициент, учитывающий краевой эффект; $r_{Cd} = R_0 / R_{Cd}$ — кадмиевое отношение для данного образца; F_{Cd} — коэффициент, учитывающий ослабление кадмиевым экраном надтепловых нейтронов. На рис. 3 показана зависимость коэффициента, учитывающего эффекты самоэкранирования, для образца из золота от толщины для трех наиболее важных условий измерения плотности потока тепловых нейтронов: в направленном нейтронном излучении I , изотропном нейтронном излучении при



Р и с. 3. Зависимость коэффициента G_T от толщины образца из золота

пренебрежимо малом возмущении поля нейтронов 2 и проведении измерений в воде 3.

Коэффициент G_T для образцов из марганца определяется как коэффициент для образцов из золота эквивалентной толщины, определяемой по формуле

$$\delta_{\text{экр}}^{\text{Au}} = 0,488\delta^{\text{Mn}}.$$

Для детекторов толщиной по изотопу-мишени до 100 мг/см² коэффициент ϵ рассчитывается по формулам

$$\epsilon_{\text{Au}} = 3,25 \cdot 10^{-5} d_m; \quad \epsilon_{\text{Mn}} = 3,40 \cdot 10^{-4} d_m,$$

где d_m — толщина детекторов по изотопу-мишени, мг/см².

Коэффициенты ослабления надтепловых нейтронов F_{Cd} выбраны на основе анализа экспериментальных данных — 0,99 для золота, 0,96 для марганца. При этом неисключенный остаток систематической погрешности оценен равным 1% для золота и 2% для марганца.

Принимая во внимание измеренную температуру нейтронов, параметр Весткотта g для золота был скорректирован следующим образом: $g = 1,0075$ при температуре окружающей среды 293,6 К, для марганца $g = 1$.

Погрешность воспроизведения единицы плотности потока тепловых нейтронов. Отдельные составляющие погрешности воспроизведения единицы плотности потока тепловых нейтронов в полости источника по активации образцов из золота и марганца методом кадмевой разности приведены в таблице. Случайные погрешности выражены в виде среднеквадратичного отклонения результата измерений, для

неисключенных систематических погрешностей указаны максимальные пределы. Результирующая неисключенная систематическая погрешность воспроизведения единицы плотности потока тепловых нейтронов, рассчитанная как $\theta_0 = \sqrt{\sum_i \theta_i^2}$, составляет 0,6% для золота и 0,7% для марганца.

Составляющие погрешности воспроизведения единиц плотности потока и флюенса тепловых нейтронов и их значения

Источник погрешности	Золото		Марганец	
	Погрешность, %			
	случайная S_i	неисключенная систематическая θ_i	случайная S_i	неисключенная систематическая θ_i
Число ядер	—	0,1	—	0,1
Активность	0,4	0,3	0,3	0,4
Кадмиевое отношение	0,1	—	0,1	—
Сечение активации	—	0,2	—	0,4
Коэффициент G_T	—	0,2	—	0,2
Коэффициент ϵ	—	—	—	0,1
Коэффициент F_{Cd}	—	0,3	—	0,1
Прочие	—	0,1	—	0,1

К детекторам, калибруемым на источнике тепловых нейтронов эталона, предъявляются следующие основные требования: детектор должен иметь минимальную массу, минимальные габариты, его объем должен составлять не более 1—2% объема рабочей полости источника.

Приведенные в статье погрешности измерений характеристик источников нейтронов установлены в ходе первичной аттестации эталона после его модернизации.

Стабильность плотности потока или флюенса нейтронов при калибровке активационных или делительных детекторов в источнике тепловых нейтронов контролируется с помощью радиометра сопутствующих вылету нейтронов энергией 14 МэВ α -частиц энергией ~3 МэВ. Случайная погрешность плотности потока нейтронов при облучении активационных детекторов определяется, в основном, статисти-

ческой погрешностью потока α -частиц. Она преимущественно не превышает 1—2%.

В источнике тепловых нейтронов эталона преимущественно осуществляется калибровка малогабаритных высокочувствительных активационных детекторов (диаметр 10—20 мм, масса 10^{-7} — 10^{-3} г), применяемых для измерения характеристик высокоинтенсивных моделирующих опорных полей нейтронов. Эти активационные детекторы нечувствительны к γ -излучению, генерируемому шарами из свинца или урана. В случаях, когда детектор чувствителен к γ -излучению, его влияние на результаты калибровки учитывается в методике ее выполнения. Безопасность людей, осуществляющих градуировку детекторов, обеспечивается специальной службой радиационной безопасности.

Научно-технический уровень усовершенствованного эталона соответствует современным достижениям развития отечественной и зарубежной науки и техники. По метрологическим характеристикам он соответствует уровню эталонов промышленно развитых стран.

Диапазон плотности потока и флюенса нейтронов, воспроизводимых эталоном в опорных полях со спектром тепловых нейтронов и спектром нейтронов из реакции $T(d, n)^4\text{He}$, составляет $1 \cdot 10^7$ — $2 \cdot 10^{12}$ $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ и $1 \cdot 10^8$ — $1 \cdot 10^{16}$ м^{-2} соответственно. Эталон является основным элементом государственной поверочной схемы, предназначен для поверки, калибровки средств измерений плотности потока и флюенса нейтронов на ядерно-физических установках как находящихся в обращении, так и вновь разрабатываемых.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Curtis M., Heyd J., Olt R. e.a. — Nucleonics, 1955, vol. 13, № 5, p. 38.
2. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1965. 70 p.
3. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982. 216 с.
4. Васильев Р.Д., Ярына В.П., Севастьянов В.Д. Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов для области измерений на ядерно-физических установках. — Измерительная техника, 1974, № 7, с. 10—14.
5. Мирсалихова Ф.Х., Скородумов Б.Г., Таланин Ю.Н. К вопросу об измерении абсолютного выхода нейтронов с энергией 14 МэВ по сопутствующим α -частицам из реакции $T(d, n)^4\text{He}$. — Изв. АН Уз. ССР. Сер. физ.-мат. наук, 1966, № 4, с. 57—60.
6. Нефедов Ю.Я., Щвецов М.С., Нагорный В.И. и др. Измерение флюенса 14 МэВ нейтронов по сопутствующему α -излучению. — В сб.: Всесоюз. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 2. М., ЦНИИатоминформ, 1983, с. 92—98.
7. Hertel N., Wehring V. Absolute monitoring of DD u DT neutron fluences using the associated — particle technique. — Nucl. Instrum. Meth., 1980, v. 172, p. 501—506.
8. Севастьянов В.Д. Моделирующие опорные поля нейтронов для метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках РФ. Под ред. С.И. Донченко. Монография. Менделеево, ВНИИФТРИ, 2015. 176 с.
9. Gunnerson E., Jammes G. On the efficiency of the reaction $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ in titanium tritide bombarded with deuterons. — Nucl. Instrum. Meth., 1960, v. 8, p. 173—174.
10. Характеристики реакторных нейтронных полей. Методика нейтронно-активационных измерений МИ 1393—86. Менделеево, ВНИИФТРИ, 1986.

Поступила в Редакцию 10.01.19

УДК 621.039.553.5

ДОЗОВЫЕ НАГРУЗКИ НА НАСЕЛЕНИЕ ПРИМОРСКОГО КРАЯ ВСЛЕДСТВИЕ ЯДЕРНОЙ АВАРИИ НА АТОМНОЙ ПОДВОДНОЙ ЛОДКЕ В БУХТЕ ЧАЖМА

Саркисов А.А., Высоцкий В.Л., Припачкин Д.А., Панченко С.В. (ИБРАЭ РАН, г. Москва)

e-mail: vvl@ibrae.ac.ru

Облучение населения Приморского края вследствие ядерной аварии 10 августа 1985 г. на атомной подводной лодке в бухте Чажма до настоящего времени остается неоднозначным. По оценкам Тихоокеанского флота оно было допустимым и не требовало отселения жителей прилегающих поселков и городов, по данным

отдельных исследователей — высокое. В дополнение к ранним исследованиям в настоящее время получены подтвержденные экспертными оценками непротиворечивые данные, воспроизводящие ход протекания ядерной аварии, что позволило определить мощность источника выброса техногенных радионуклидов в приземный