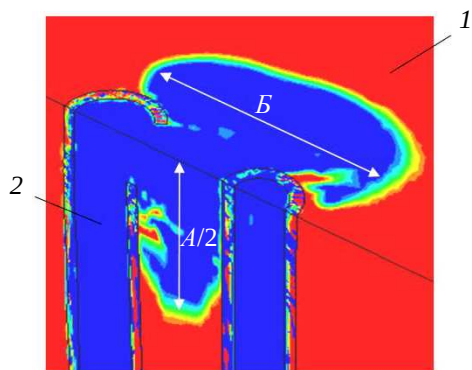
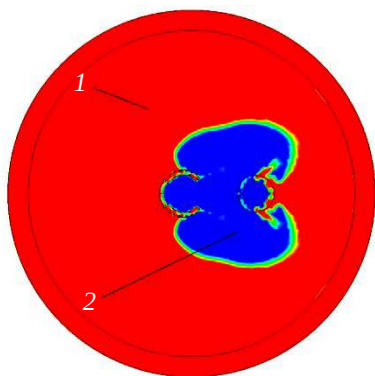




Р и с. 11. Развитие пароводяного пузыря в свинце на момент времени 3 мс после разрыва трубы: 1 — свинец; 2 — пароводяная смесь



Р и с. 12. Эволюция пароводяной полости в свинцовом теплоносителе на момент времени 3 мс (вид сверху): 1 — свинец; 2 — пароводяная смесь

Выводы. В экспериментах показана возможность визуализации с использованием рентгенографической установки, работающей в режиме ожидания, динамических процессов, которые происходят при взаимодействии пароводяной смеси с жидким свинцом при авариях, связанных с нарушением целостности теплообменных труб парогенератора БРЕСТ-ОД-300. Получено рентгенографическое изображение следующих процессов взаимодействия пароводяной смеси с жидким свинцом:

барботажа пароводяных пузырей из сквозных цилиндрических отверстий в стенке тепло-

обменной трубы диаметром 0,5—1,5 мм при давлении в трубе на входе в экспериментальный участок до 0,4 МПа. По результатам экспериментов оценена скорость роста паровых полосей по мере их всплытия;

истечение затопленной пароводяной струи из отверстия диаметром 1 мм при давлении на входе в экспериментальный участок ~3 МПа;

формирование паровой полости, образующейся в результате спонтанного разрыва теплообменной трубы с концентратором напряжений при давлении ~27 МПа. По результатам экспериментов оценены характерные размеры полости через 3 мс после разрыва теплообменной трубы.

Экспериментальные данные могут быть использованы, в первую очередь, для верификации расчетных кодов, предназначенных для моделирования взаимодействия пароводяной смеси со свинцовым теплоносителем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филин А.И., Леонов В.Н., Петрушин М.А. и др. Системы локализации и защиты реактора БРЕСТ-ОД-300 от превышения допустимого давления в газовом объеме. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Обеспечение безопасности. АЭС. Ядерные технологии для энергетики будущего, 2004, вып. 4, с. 106—112.
2. Безносков А.В., Бокова Т.А. Оборудование энергетических контуров с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями в атомной энергетике. Нижегород. гос. техн. ун-т им. Р.Е. Алексеева. Нижний Новгород, 2012. 536 с.
3. Безносков А.В., Драгунов Ю.Г., Рачков В.И. Тяжелые жидкометаллические теплоносители в атомной энергетике. М.: ИздАТ, 2007. 434 с.
4. Козловский В.Н. Информация в импульсной рентгенографии. Снежинск, РФЯЦ — ВНИИТФ, 2006. 304 с.

Поступила в Редакцию 13.03.15

УДК 621.039.564

КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НЕЙТРОНОВ

Горбунова А.Ю., Рогожкин В.Ю. (АО «ВНИИИМ», г. Москва)

Метод множественности нейтронов применяется для неразрушающего измерения массы плутония [1]. Согласно этому методу скорость спонтанного деления в образце вычисляют по

потoku нейтронов, двойным и тройным нейтронным совпадениям. Ее связывают с эффективной массой ^{240}Pu , по которой при известном изотопном составе рассчитывают массу

плутония. Экспрессность, независимость измерений от состава и размножающих свойств образца делают этот метод привлекательным для учета и контроля ядерных материалов.

Метод множественности нейтронов требует калибровки детектора по эффективности регистрации нейтронов и коэффициенту отбора совпадений. Однако способы калибровки приводят к систематической погрешности, связанной с приближенностью модели метода, которая доминирует в структуре погрешности [2]. В настоящей работе предложен новый способ калибровки, исключаяющий эту составляющую погрешности.

Метод множественности. Если в установке происходят события множественного рождения нейтронов, то средняя скорость счета истинных совпадений кратности n в воротах $T \sim \tau$ (τ — время жизни нейтрона в установке)

$$N_n = S\varepsilon^n \chi_n \sum_{i=n}^{\infty} C_i^n P(i) = \frac{S\varepsilon^n \chi_n}{n!} \sum_{i=n}^{\infty} i(i-1)\dots(i-n+1)P(i), \quad (1)$$

где $S = S_{\text{сп}} + S_{\alpha}$ — скорость первичных событий; S_{α} , $S_{\text{сп}}$ — скорость (α, n) -реакций и спонтанного деления соответственно; ε — эффективность регистрации нейтронов; $\chi_n = \chi^{n-1}$ — коэффициент отбора совпадений кратности n ; χ — коэффициент отбора двойных совпадений (далее будем его называть коэффициентом отбора совпадений); $C_i^n = i!/[n!(i-n)!]$; $P(i)$ — распределение множественности нейтронов (имеются в виду все нейтроны — спонтанного, вынужденного деления и (α, n) -реакций).

В уравнение (1) входят факториальные моменты распределения множественности нейтронов $\langle i(i-1)\dots(i-n+1) \rangle = \sum_{i=n}^{\infty} i(i-1)\dots(i-n+1)P(i)$, вычисление которых с учетом всех реакций их рождения описано в работе [3]. В результате выражения для скорости счета одиночных нейтронов, двойных и тройных совпадений принимают вид

$$N_1 = S\varepsilon \langle v \rangle = S_{\text{сп}}\varepsilon M \langle v_{\text{сп}} \rangle (1 + \alpha); \quad (2)$$

$$N_2 = \frac{1}{2} S\varepsilon^2 \chi \langle v(v-1) \rangle = \frac{1}{2} S_{\text{сп}}\varepsilon^2 \chi M^2 \left[\langle v_{\text{сп}}(v_{\text{сп}}-1) \rangle + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{M-1}{\langle v_f \rangle - 1} \right) \langle v_{\text{сп}} \rangle (1 + \alpha) \langle v_f(v_f-1) \rangle \right]; \quad (3)$$

$$N_3 = \frac{1}{6} S\varepsilon^3 \chi^2 \langle v(v-1)(v-2) \rangle = \frac{1}{6} S_{\text{сп}}\varepsilon^3 \chi^2 M^3 \left\{ \langle v_{\text{сп}}(v_{\text{сп}}-1)(v_{\text{сп}}-2) \rangle + \right. \\ \left. + \left(\frac{M-1}{\langle v_f \rangle - 1} \right) \left[3 \langle v_{\text{сп}}(v_{\text{сп}}-1) \rangle \langle v_f(v_f-1) \rangle + \right. \right. \\ \left. \left. + \langle v_{\text{сп}} \rangle (1 + \alpha) \langle v_f(v_f-1)(v_f-2) \rangle \right] + \right. \\ \left. + 3 \left(\frac{M-1}{\langle v_f \rangle - 1} \right)^2 \langle v_{\text{сп}} \rangle (1 + \alpha) \langle v_f(v_f-1) \rangle^2 \right\}, \quad (4)$$

где индекс сп обозначает спонтанное, f — вынужденное; $M = (1-p)/(1-\langle v_f \rangle p)$ — коэффициент умножения нейтронов; p — вероятность поглощения нейтрона в образце; $\alpha = S_{\alpha}/(\langle v_{\text{сп}} \rangle S_{\text{сп}})$ — отношение числа (α, n) -нейтронов к числу нейтронов спонтанного деления.

Выражения (2)–(4) рассматривают как три уравнения относительно переменных $S_{\text{сп}}$, M , α . По измеренной скорости счета N_1 , N_2 , N_3 находят скорость спонтанных делений $S_{\text{сп}}$ и связывают ее с эффективной массой ^{240}Pu , которая выражается через массу плутония в образце и массовую долю четных изотопов плутония в плутонии.

Как следует из уравнений (2)–(4), для реализации метода множественности необходима калибровка детектора по эффективности регистрации ε и коэффициенту отбора совпадений χ . Для калибровки рекомендуют использовать стандартный образец ^{252}Cf , аттестованный по потоку нейтронов. ^{252}Cf выбирают потому, что его вынужденное деление пренебрежимо мало на фоне спонтанного.

Алгоритм калибровки. Математическая модель метода множественности содержит приближения:

нейтроны вынужденного деления испускаются одновременно с первичными нейтронами, спонтанного деления или нейтронами (α, n) -реакции;

эффективность регистрации нейтронов и вероятность деления являются постоянными (это предположение называют точечной моделью, оно выполняется хуже для объемных образцов, в частности, из-за неоднородности эффективности регистрации по объему детектора);

нейтроны спонтанного деления, (α, n) -реакции и вынужденного деления имеют одинаковый энергетический спектр, так что вероятность деления одинакова для всех источников вынужденного деления;

вероятность радиационного захвата нейтронов в образце пренебрежимо мала;

распределение множественности нейтронов вынужденного деления не зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление.

С точки зрения метрологии принятые в модели приближения наряду с неопределенностью ядерных данных являются источниками систематической погрешности измерения эффективной массы ^{240}Pu , которая может достигать 10% и более. Эта систематическая погрешность проявляется в погрешности калибровочных коэффициентов ε и χ : из-за различий нейтронных свойств истинной эффективной массы ^{240}Pu объекта измерения соответствуют коэффициенты, отличающиеся от предварительно установленных при калибровке по ^{252}Cf . Если для калибровки детектора использовать аттестованные по массе ^{240}Pu стандартные образцы, близкие по свойствам к анализируемым, а не по потоку нейтронов, то основная причина систематической погрешности будет устранена. Такая калибровка может быть выполнена на основании распределения числа зарегистрированных за время t нейтронов. Это обобщенное распределение Пуассона с производящей функцией

$$f(r, t) = \exp\{St[\psi(r) - 1]\}, \quad (5)$$

где $\psi(r)$ — производящая функция распределения множественности нейтронов на одно первичное событие — (α, n) -реакцию или спонтанное деление.

Из выражений (1), (5) следует, что среднее число и второй факториальный момент распределения регистрируемых нейтронов на одно первичное событие составляют $\frac{d\psi}{dr}\bigg|_{r=1} = \varepsilon\langle v \rangle$ и

$$\frac{d^2\psi}{dr^2}\bigg|_{r=1} = \varepsilon^2\langle v(v-1) \rangle, \text{ первичных событий —}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \psi}\bigg|_{r=1} = St \text{ и } \frac{\partial^2 f}{\partial \psi^2}\bigg|_{r=1} = (St)^2. \text{ Поэтому среднее}$$

число и второй факториальный момент распределения зарегистрированных за время t

$$\text{нейтронов } \frac{\partial f(r, t)}{\partial r}\bigg|_{r=1} = \varepsilon St\langle v \rangle \text{ и } \frac{\partial^2 f(r, t)}{\partial r^2}\bigg|_{r=1} =$$

$$= (\varepsilon St\langle v \rangle)^2 + \varepsilon^2 St\langle v(v-1) \rangle. \text{ Учитывая, что дис-}$$

персия скорости счета нейтронов $\sigma_{N_1}^2$ выражается через второй факториальный момент соотношением

$$\sigma_{N_1}^2 t^2 = \frac{\partial^2 f(r, t)}{\partial r^2}\bigg|_{r=1} - \frac{\partial f(r, t)}{\partial r}\bigg|_{r=1} \left[\frac{\partial f(r, t)}{\partial r}\bigg|_{r=1} - 1 \right],$$

и принимая во внимание уравнения (2), (3), находим

$$\sigma_{N_1}^2 t^2 = 2N_2 t / \chi + N_1 t. \quad (6)$$

Отсюда коэффициент отбора совпадений

$$\chi = 2N_2 / (\sigma_{N_1}^2 t - N_1). \quad (7)$$

Таким образом, при калибровке коэффициент отбора совпадений может быть выражен формулой (7) через скорость счета нейтронов, двойных совпадений и дисперсию скорости счета нейтронов. Для оценки коэффициента отбора совпадений по формуле (7) требуется провести серию или несколько серий калибровочных измерений, по которым наряду со скоростью счета нейтронов и нейтронных совпадений нужно оценить дисперсию скорости счета нейтронов. Этот подход не содержит приближений и применим к любым образцам без ограничения, в частности, не требуется, чтобы образцы были неразмножающимися. Эффективность регистрации нейтронов ε следует оценивать по этим же измерениям. Для этого после нахождения коэффициента отбора совпадений χ нужно численно решить уравнения (2)—(4) относительно ε , M и α при заданной скорости спонтанного деления $S_{\text{сп}}$. Скорость спонтанного деления необходимо рассчитать по известной эффективной массе ^{240}Pu , поэтому при калибровке должны применяться стандартные образцы, аттестованные по изотопному составу и массе плутония. При та-

ком подходе калибровочные коэффициенты ϵ и χ получаются согласованными с эффективной массой ^{240}Pu , тем самым устраняется систематический сдвиг результатов измерений, связанный с приближенностью модели и неточностью ядерных данных.

Отметим, что формула (6) приведена в руководстве эксплуатации счетчика множественности нейтронов АО «ВНИИНМ» производства Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) [4] в качестве одного из возможных вариантов оценки случайной погрешности измерения скорости счета нейтронов. Ее использование для калибровки детектора руководством не предусматривается, по-видимому, из-за большой погрешности оценки самой дисперсии. В действительности из-за сильной корреляции коэффициентов χ и ϵ — коэффициент корреляции между ними близок к -1 при измерении массы плутония их погрешности компенсируются, что позволяет применять для калибровки выражения (6) и (7). Корреляция вызвана тем, что, как следует из уравнений (2)–(4), коэффициент умножения нейтронов M является функцией произведения $\xi = \epsilon\chi$, а не функцией двух отдельных переменных χ и ϵ . Коррелированность коэффициента отбора совпадений и эффективности регистрации нейтронов — фундаментальное свойство методов нейтронных совпадений, на которое прежде внимание не обращали. Из этого свойства следует, что калибровка по обоим коэффициентам должна выполняться на основании одних и тех же измерений, а при применении методов совпадений на практике корректировка только одного из калибровочных коэффициентов, например, эффективности без корректировки другого недопустима.

Пример калибровки. В качестве примера приведем результаты калибровки счетчика множественности АО «ВНИИНМ» по стандартному образцу из металлического плутония с рассчитанной по аттестованным параметрам эффективной массой ^{240}Pu $8,073 \pm 0,036$ г, которой соответствует скорость спонтанного деления 3823 ± 17 с $^{-1}$ (приведена погрешность для доверительной вероятности 0,95).

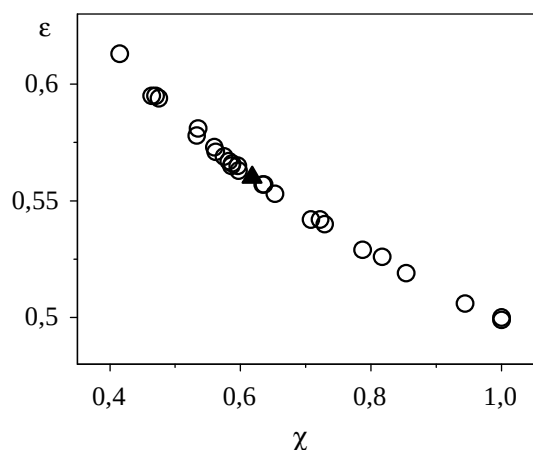
Счетчик множественных надтепловых нейтронов колодезного типа предназначен для измерения массы плутония в контейнерах, которые загружаются в измерительную полость

диаметром 26 см, высотой 40,6 см с помощью автономного подъемного механизма. В состав детектора входят 115 газоразрядных счетчиков с ^3He диаметром 2,45 см, активной длиной 76 см, вставленных в полиэтиленовую кассету. Число газоразрядных счетчиков в первом—четвертом от полости кольцах составляет 24, 30, 29, 32 соответственно. Детектор имеет 26 счетных каналов, в каждом из них задействованы от 3 до 6 газоразрядных счетчиков — большое число каналов необходимо для уменьшения эффекта «мертвого» времени. Между полиэтиленовой кассетой с газоразрядными счетчиками и измерительной полостью расположен слой кадмия, который поглощает тепловые нейтроны, предотвращая тем самым их возвращение в измеряемый образец и индуцирование дополнительных актов деления. Сверху и снизу измерительной полости расположены графитовые торцевые заглушки толщиной по 15,2 см для уменьшения утечки нейтронов из полости. Дополнительный слой кадмия окружает полиэтиленовую кассету с газоразрядными счетчиками снаружи. Между этим слоем кадмия и стенкой корпуса из коррозионно-стойкой стали не менее 5 см полиэтилена: все это защищает счетчик от внешнего радиационного фона. Для счета совпадений использован блок электроники AMSR (усовершенствованный сдвиговый регистр множественности). В качестве программного обеспечения применяется отечественная версия 1.0x программы INCC, работающей на персональных компьютерах с любой версией операционной системы Microsoft Windows [5]. Оптимальная конструкция детектора определена с помощью моделирования методом Монте-Карло. Основные технические характеристики следующие:

Предзадержка, мкс . . .	2
Ширина ворот совпадений, мкс . . .	32
Время жизни нейтронов, мкс . . .	24,8
Эффективность регистрации . . .	0,579
Коэффициент отбора совпадений . . .	0,6514
«Мертвое» время, нс . . .	39

Указанные коэффициент отбора совпадений и эффективность регистрации нейтронов установлены при поставке счетчика в его программном обеспечении на основании калибровки по ^{252}Cf .

Для калибровки предложенным способом было выполнено 26 серий по 100 измерений за



Калибровочные коэффициенты в сериях измерений (○) и их средневзвешенное значение (▲)

30 с. Результаты оценки калибровочных коэффициентов показаны на рисунке. Средневзвешенные калибровочные коэффициенты $\chi = 0,618 \pm 0,064$, $\varepsilon = 0,560 \pm 0,012$, коэффициент корреляции $-0,989$.

Оценка точности метода. Погрешность измерения эффективной массы ^{240}Pu методом множественности нейтронов складывается из систематической составляющей (погрешностей калибровки и аттестованных параметров стандартных образцов) и случайной погрешности измерений. Случайная погрешность оценивается по стандартному отклонению средней массы или средней скорости спонтанных делений в серии.

Оценим погрешность калибровки. Измеренную скорость спонтанных делений можно представить в виде

$$S_{\text{сп}}(\varepsilon, \xi) = F[\xi, M(\xi)]/\varepsilon,$$

$$\text{где } F[\xi, M(\xi)] = \frac{2N_2}{\xi M^2(\xi) \langle v_{\text{сп}}(v_{\text{сп}} - 1) \rangle} - \frac{[M(\xi) - 1] \langle v_f(v_f - 1) \rangle N_1}{M(\xi) \langle v_{\text{сп}}(v_{\text{сп}} - 1) \rangle [\langle v_f \rangle - 1]}.$$

Тогда дисперсия скорости спонтанных делений σ_S^2 выражается через дисперсии аргументов σ_ε^2 и σ_ξ^2 соотношением

$$\sigma_S^2 = \left(\frac{\partial S_{\text{сп}}}{\partial \varepsilon} \right)^2 \sigma_\varepsilon^2 + \left(\frac{\partial S_{\text{сп}}}{\partial \xi} \right)^2 \sigma_\xi^2 + 2\rho \frac{\partial S_{\text{сп}}}{\partial \varepsilon} \frac{\partial S_{\text{сп}}}{\partial \xi} \sigma_\varepsilon \sigma_\xi,$$

где ρ — коэффициент корреляции между ε и ξ .

Для описанных измерений относительное стандартное отклонение оценки эффективной массы ^{240}Pu с учетом коррелированности χ и ε (коэффициент корреляции $-0,989$) составляет $\sigma_S/S_{\text{сп}} \times 100\% = 0,3\%$. Оценка относительного стандартного отклонения скорости спонтанных делений заметно ниже относительного стандартного отклонения эффективности регистрации $1,1\%$ и коэффициента отбора совпадений $5,2\%$.

Статистическая значимость систематической погрешности оценивается по разности между измеренной и аттестованной с учетом погрешности аттестации стандартного образца, которая входит в оценку верхней границы доверительного интервала. В измерениях был использован стандартный образец, относительное стандартное отклонение оцененной по аттестованным характеристикам скорости спонтанных делений в котором составило $\sigma_{\text{ст}}/S_{\text{сп}} \times 100\% = 0,22\%$. Основной вклад в погрешность вносит массовая доля ^{240}Pu , оцененная гамма-спектрометрическим методом, — относительное стандартное отклонение равно $0,2\%$.

Суммарное относительное стандартное отклонение

$$\frac{\sigma}{S_{\text{сп}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_S}{S_{\text{сп}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{ст}}}{S_{\text{сп}}} \right)^2} = 0,37\%. \quad (8)$$

Оценка (8) показывает возможность достижения высокой для неразрушающих методов точности измерения массы плутония методом множественности нейтронов при использовании предложенного способа калибровки детектора.

Эффективная масса ^{240}Pu $7,612$ г, рассчитанная по предварительно установленным калибровочным коэффициентам, смещена относительно аттестованной на $5,8\%$. Из сравнения с оценкой (8) следует, что это смещение значимо. Поскольку при калибровке было выполнено большое число измерений, случайной составляющей при оценке значимости можно пренебречь. Таким образом, предложенный способ позволяет значительно повысить точность измерений.

Закключение. Преимущество предложенного способа калибровки детекторов множественности нейтронов по стандартным образцам, аттестованным по эффективной массе ^{240}Pu , со-

стоит в том, что калибровочные коэффициенты (коэффициент отбора совпадений и эффективность регистрации нейтронов) согласованы с эффективной массой ^{240}Pu , тем самым устраняется систематический сдвиг измерений, связанный с приближенностью модели метода.

Установлено наличие сильной отрицательной корреляции между эффективностью регистрации и коэффициентом отбора совпадений, которая приводит к повышению точности измерений массы плутония.

При калибровке предложенным способом возможно достижение высокой для неразрушающих методов точности — относительное стандартное отклонение равно нескольким десятым долям процента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ensslin N., Harker W., Krick M. e.a. Application Guide to Neutron Multiplicity Counting. LA-13422-M, 1998.
2. Carrillo L., Ensslin N., Krick M. e.a. Uncertainty Analysis for Determination of Plutonium Mass by Neutron Multiplicity. LA-UR-98-3044, 1998.
3. Böhnel K. The effect of multiplication on the quantitative determination of spontaneously fissioning isotopes by neutron correlation analysis. — Nucl. Sci. Engng, 1985, v. 90, p. 75—82.
4. Geist W., Rael C., Kroncke K. e.a. The Russian Epithermal Neutron Multiplicity Counter (RENMC). LA-UR-03-4077, 2002.
5. Harker N., Krick M. Russian ARIES INCC Software Users Manual. LA-UR-02-389. 2002.

Поступила в Редакцию 23.04.15

УДК 614.876; 574.24

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОТУ В РАЙОНАХ РАСПОЛОЖЕНИЯ ЛЕНИНГРАДСКОЙ И БЕЛОЯРСКОЙ АЭС

*Карпенко Е.И., Спиридонов С.И., Куртмулаева В.Э., Санжарова Н.И., Панов А.В., Цыгвинцев П.Н.
(ВНИИРАЭ, г. Обнинск)*

Радиационное воздействие на живые организмы на территории, прилегающей к предприятиям ядерного топливного цикла, зависит от состава и количества техногенных радионуклидов, поступающих в окружающую среду в результате их функционирования. Современный подход к радиоэкологической оценке ядерных объектов включает расчет дозовых нагрузок как на население, так и на компоненты биоты [1, 2]. Такие оценки могут быть выполнены на основе данных о составе выбросов и сбросов радионуклидов в окружающую среду с использованием моделей переноса радиоактивных веществ от источников выбросов [3, 4]. Территории размещения предприятий ядерной энергетики могут существенно различаться природно-климатическими условиями, что обуславливает особенности формирования дозы облучения человека и биоты. В этой связи представляет интерес оценка дозовых нагрузок на основе радиоэкологического мониторинга, проведенного на прилегающих к предприятиям ЯТЦ территориях.

Целями настоящей работы являются расчет дозовых нагрузок и сравнительная оценка радиационного воздействия на представительные

организмы биоты в районах расположения Ленинградской и Белоярской АЭС.

В состав Ленинградской АЭС входят четыре энергоблока с РБМК-1000, комплекс по переработке и битумированию жидких радиоактивных отходов, хранилище отработавших ТВС. Первый головной энергоблок был введен в эксплуатацию в 1973 г., остальные — в 1975, 1979 и 1981 гг. соответственно. Основным источником поступлений радиоактивных веществ в окружающую среду — газоаэрозольные выбросы. В районе размещения Ленинградской АЭС располагаются также НИТИ им. А.П. Александрова, РосРАО, ЗАО «Экомет-С».

На территории Белоярской АЭС находятся в стадии подготовки к выводу из эксплуатации первые два энергоблока с водографитовыми реакторами АМБ-100, -200, действующий энергоблок № 3 с БН-600 и строящийся № 4 с натриевым теплоносителем БН-800. В непосредственной близости от БН-800 располагается ОАО «ИРМ» с реакторной установкой ИВВ-2М.

На основе информации о содержании радиоактивных веществ в окружающей среде на рассматриваемых территориях была разработана база данных об удельной активности радио-