

УДК 621.039

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ В СВИНЦЕ К ВАРИАЦИЯМ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

*Ромоданов В.Л., Сахаров В.К. (НИЯУ МИФИ, г. Москва),
Черникова Д.Н. (Университет Чалмерса, г. Гетеборг, Швеция)*

Для тестирования ядерных данных обычно используют результаты бенчмарк-экспериментов в протяженных замедляющих нейтроны средах со стационарными источниками в комплексе с активационными детекторами, а также с импульсными совместно с техникой детектирования энергии нейтронов по времени пролета [1, 2]. Недостатком первого метода является сложность выделения части активации, не относящейся к нейтронам источника, при использовании времяпролетной методики возникают погрешности, связанные с неточным описанием угловой и энергетической анизотропии вылета нейтронов из конструкции реального мишенного узла генератора. Это приводит к неопределенности сравнения расчетных данных с результатами бенчмарк-экспериментов и, в конечном итоге, снижению точности сравнения расчетных и экспериментальных данных.

В настоящее время во многих установках неразрушающего контроля ядерных делящихся материалов используются импульсные источники в комбинации с замедлителями нейтронов, в которых создаются нестационарные спектры [3]. Это дает возможность проводить исследования в разных областях энергии, формируемых в замедлителях в разное время после импульса нейтронов источника. При этом во всех нестационарных спектрах излучения отсутствуют нейтроны с энергией источника, в процессе замедления снижается эффект угловой анизотропии вылета нейтронов из мишенного узла, что повышает точность и достоверность сравнения экспериментальных и расчетных данных. Возможность использования нестационарных спектров нейтронов для тестирования ядерных констант легких замедлителей (вода, графит, бериллий) для энергии источника с DT- и DD-реакциями показана в работе [4]. Применение свинца как тяжелого замедлителя, где самофокусировка нейтронов в процессе их замедления позволяет формировать моноэнергетические

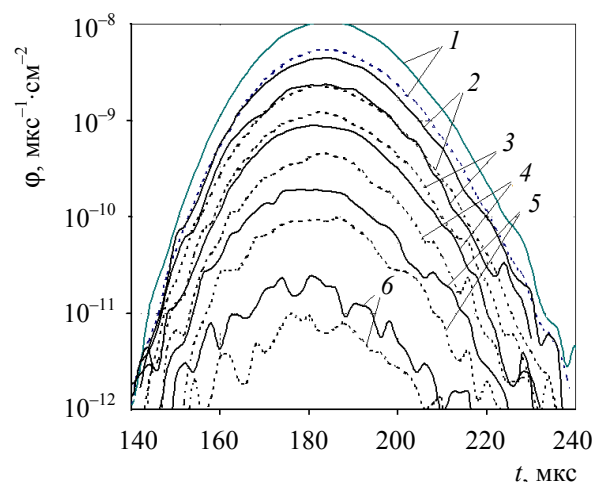
нейтроны энергией от 40 кэВ до нескольких эВ после импульса нейтронов источника, расширяет возможности контроля состава ядерных делящихся материалов, уменьшая эффект блокировки зондирующих в них нейтронов. В работе [5] показан способ оценки содержания ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в ТВС ядерных реакторов по времени замедления быстрых нейтронов в свинце на основе матрицы временных интервалов при малом времени после импульса нейтронов источника, который позволяет повысить точность определения их концентрации в отработавшем топливе. Спектрометры по времени замедления нейтронов в свинце находят применение в решении как фундаментальных, так и прикладных задач нейтронной физики [6, 7]. Однако следует иметь в виду, что за счет использования разных ядерных данных результаты расчетов, проведенных для проектирования установок с повышенными требованиями к точности определения количества делящихся материалов, могут различаться. В настоящее время нет планомерных исследований чувствительности функционалов нестационарных полей нейтронов и фотонов к вариациям ядерных данных как в простых, так и в сложных системах контроля делящихся материалов с импульсным нейтронным генератором, использующим различные реакции получения нейтронов. Цель настоящих исследований состояла в оценке отклонений расчетных параметров нестационарных спектров нейтронов в свинцовом замедлителе, связанных с использованием разных библиотек ядерных данных, что характеризует чувствительность этих параметров к вариации ядерных констант.

В расчетах временного энергетического распределения нейтронов методом Монте-Карло по программе MCNP 4c2 [8], проведенных в сферической геометрии с использованием импульсных источников с DT- и DD-реакциями получения нейтронов, погрешности результатов сводятся только к константной составляющей

при условии, что статистические погрешности расчета, в основном, не превышают 1%. Константная составляющая погрешности расчетов оценивалась методом прямой замены [9]. Изотопный состав свинца был представлен в виде, %: ^{206}Pb 23,8, ^{207}Pb 21,6, ^{208}Pb 52,8. В качестве библиотек поточечных нейтронных констант для свинца использовали файлы оцененных ядерных данных, представленные в формате программы MCNP [10]: FENDL 2.1, ENDF/B VI.6, VI.2, V.0, ENDL-92 и ENDL-85.

Временное распределение плотности потока нейтронов рассчитывали в следующих энергетических интервалах, эВ: $0,0245 \pm 0,0005$, $0,46 \pm 0,005$, $4,9 \pm 0,05$, $5,27 \pm 0,05$, $16,6 \pm 0,05$, $31,1 \pm 0,05$, $88,2 \pm 0,05$, 346 ± 1 , 410 ± 1 , 1100 ± 1 , 3000 ± 5 , 5000 ± 5 , 8000 ± 5 , $10\,000 \pm 5$, $20\,000 \pm 5$, $40\,000 \pm 5$. Выбор энергетических интервалов определялся энергией нестационарных спектров нейтронов в свинце от максимально возможной в экспериментах (40 кэВ) до энергии тепловых нейтронов. Результаты расчетов нормировали на один нейтрон источника.

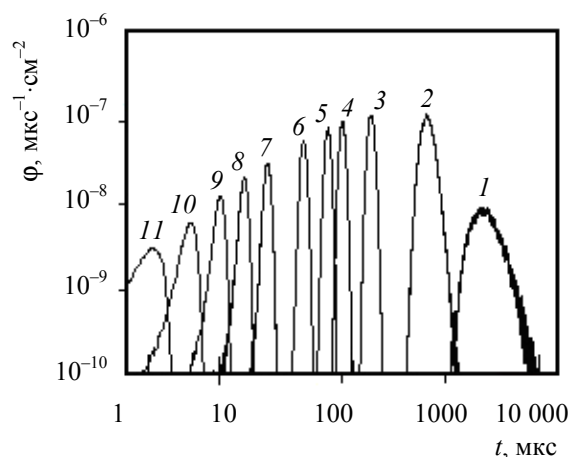
На первоначальном этапе исследований с константами ENDF/B VI.6 были проведены расчеты временного распределения средней по объему шаров разного диаметра плотности потока нейтронов в энергетическом интервале $4,9 \pm 0,05$ эВ (оценка по пробегу) для расположенных в их центре изотропных точечных импульсных источников энергией 2,5 и 14,3 МэВ. Полученные данные показали, что при радиусе шара 120 см наблюдается минимальная статистическая погрешность результатов и независимость формы временного распределения от его размера (рис. 1). Плотность потока нейтронов энергией 4,9 эВ для источника DT-реакции превышает в 1,85 раза аналогичное значение для DD-источника, что объясняется эффективным сбросом энергии нейтронов DT-источника в реакции ($n, 2n$) и реакции неупругого рассеяния на свинце. Результаты расчетов временного энергетического распределения плотности потока нейтронов на разном расстоянии от источника в шаре радиусом 120 см показали, что время достижения энергии в диапазоне 40 кэВ — 5,22 эВ слабо зависит от расстояния между источником



Р и с. 1. Временное распределение средней по объему замедлителя плотности потока нейтронов энергетической группы $4,9 \pm 0,05$ эВ в свинцовом шаре радиусом 120 (1), 90 (2), 80 (3), 70 (4), 60 см (5) для импульсных источников нейтронов энергией 2,5 (---), 14,3 МэВ (—), рассчитанное с использованием библиотеки ENDF/B VI.6

и детектором, а для энергетического интервала от 410 до 4,9 эВ форма временного распределения нейтронов мало меняется с увеличением расстояния. Полученные закономерности позволили для дальнейшего анализа чувствительности результатов расчетов к библиотеке констант ограничиться исследованием временного распределения плотности потока нейтронов разных энергетических групп на расстоянии 60 см от импульсного источника нейтронов энергией 14,3 МэВ, расположенного в центре шара.

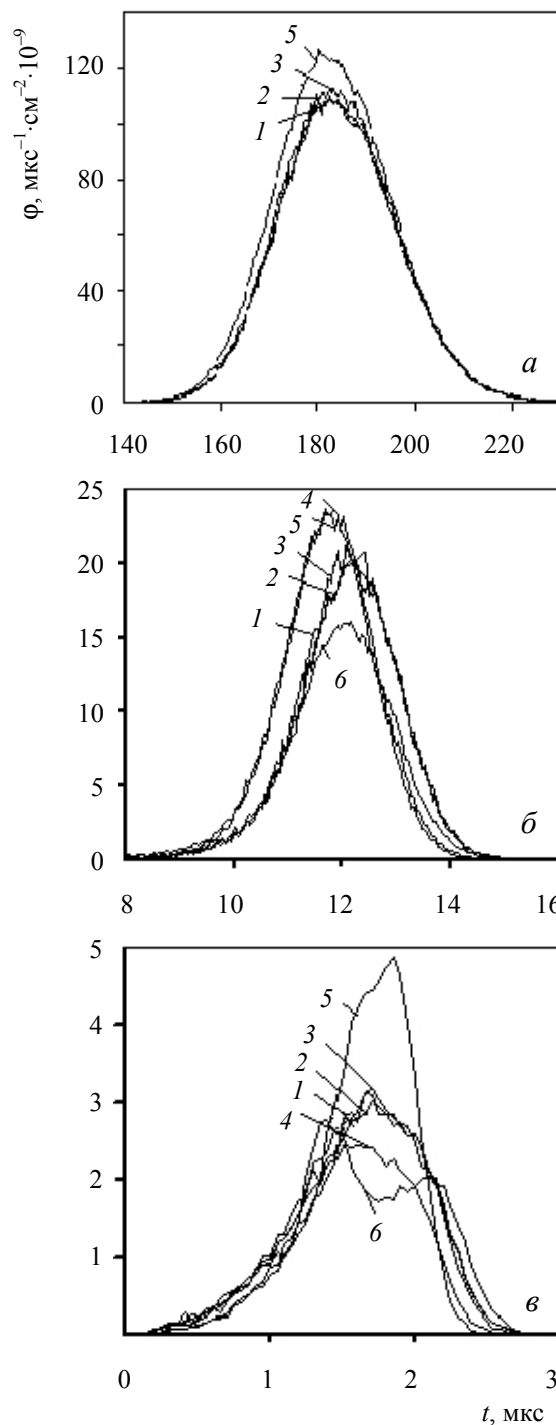
На рис. 2 прослеживается эффект самофокусировки нейтронов, приводящий к сужению пиков распределения с уменьшением их энергии в диапазоне от 40 кэВ до 4,9 эВ с последующим уширением пиков при энергии, приближающейся к тепловой. Ширина пиков характеризует неопределенность в зависимости энергии от времени замедления до этой энергии. Аналогичные результаты получены с использованием всех имеющихся в распоряжении библиотек ядерных данных. Характерный вид временного распределения показан на рис. 3. Заметна разница во временном распределении нейтронов разной энергией как по форме, так и по амплитуде, обусловленная используемой библиотекой констант. Так, для энергии нейтронов 40 кэВ расчеты с библиотекой ENDL-85 вообще не дают единственного пика во временном распределении.



Р и с. 2. Временное распределение плотности потока нейтронов для энергетических групп $0,0245 \pm 0,0005$ (1), $0,46 \pm 0,005$ (2), $5,27 \pm 0,05$ (3), $16,6 \pm 0,05$ (4), $31,1 \pm 0,05$ (5), $88,2 \pm 0,05$ (6), 410 ± 1 (7), 1100 ± 1 (8), 5000 ± 5 (9), $10\,000 \pm 5$ (10), $40\,000 \pm 5$ эВ (11) на расстоянии 60 см от источника в свинцовом шаре радиусом 120 см, рассчитанное с использованием библиотеки ENDF/B VI.6

В качестве характеристик временного энергетического распределения нейтронов в свинце, с помощью которых анализировали влияние констант, были выбраны время достижения максимума распределения, плотность потока нейтронов в максимуме и интегральная плотность в выделенном временном интервале. При анализе зависимости энергии максимума распределения нейтронов от времени его достижения было обнаружено, что ее вид $E = K/(t + \tau)^2$, определенный ранее в экспериментах [6, 7], не зависит от библиотеки ядерных данных, однако константы K и τ , устанавливающие абсолютную связь между энергией и временем ее достижения, зависят от используемых сечений (см. таблицу). Детальные измерения в работе [7] показали наличие зависимости константы K от времени в области малого времени замедления нейтронов. Необходимо отметить, что в работе [6] нет экспериментальных данных для энергии нейтронов выше 1,5 кэВ, поэтому допускалось, что они могут быть представлены в виде экстраполированных значений по эмпирической формуле, полученной в этой работе.

Следует отметить, что при небольшом времени после импульса существенную роль играет величина τ , поэтому время достижения максимума энергии брали непосредственно из графического представления временного распределе-



Р и с. 3. Временное распределение плотности потока нейтронов в свинце для энергетического интервала $4,9 \pm 0,05$ (а), 1100 ± 1 (б), $40\,000 \pm 5$ эВ (в), рассчитанное с использованием библиотек констант FENDL 2.1 (1), ENDF/B VI.6 (2), ENDF/B VI.2 (3), ENDF/B V.0 (4), ENDL-92 (5), ENDL-85 (6)

ния. На рис. 4 показано относительное отклонение расчетного времени достижения максимума временного распределения плотности потока нейтронов для разных энергетических интервалов и разных библиотек от экспериментального

Зависимость энергии нейтронов E от времени t ее достижения после импульса нейтронов источника, полученная с использованием разных библиотек ядерных данных*

Библиотека, эксперимент	Зависимость
FENDL 2.1	$E = 164,7/(t + 0,072)^2$
ENDF/B VI.6	$E = 164,7/(t + 0,066)^2$
ENDF/B VI.2	$E = 165,9/(t + 0,164)^2$
ENDF/B V	$E = 163,5/(t + 0,313)^2$
ENDL-92	$E = 157,4/(t + 0,112)^2$
ENDL-85	$E = 170,6/(t + 0,431)^2$
Эксперимент [6]	$E = 183/(t + 0,3)^2$
Эксперимент [7]	$E = (165 - 15,2e^{-27,7/t})/(t + 0,3)^2$

* E — кэВ, t — мкс.

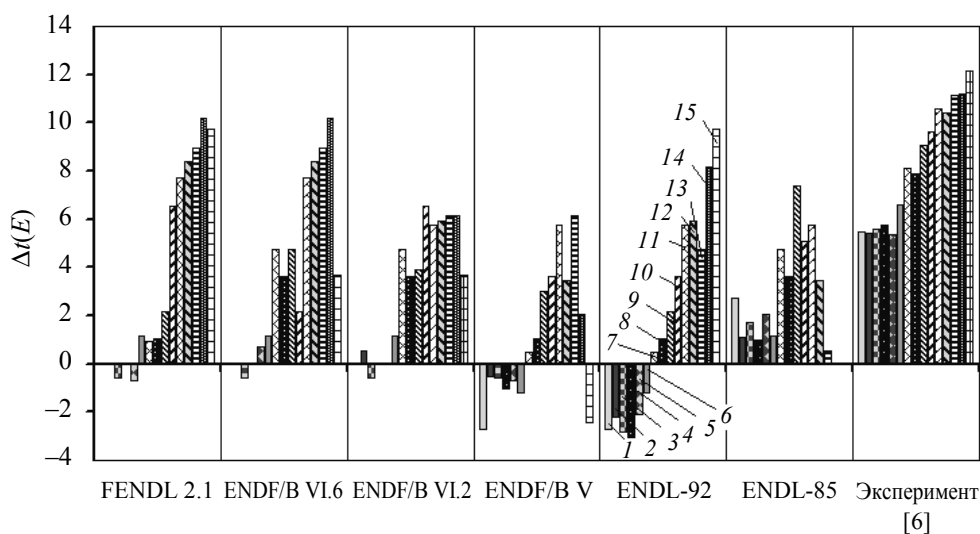
[7]. Здесь же приведено относительное отклонение экспериментальных данных [6] от аналогичных [7].

Можно видеть, что время достижения максимума нейтронного потока в пределах $\sim 8\%$ согласуется для всех расчетных значений с результатами эксперимента [7], за исключением высокоэнергетических интервалов. Расчеты на основе библиотеки ENDL-85 показали, что в энергетических интервалах 20 кэВ и 40 кэВ нет явно выраженной структуры единственного пика нейтронного потока. Наилучшее согласие экспериментальных данных с расчетными достигнуто в пределах от -3 до 6% для библиотеки ENDF/B V. Результаты экспериментов [6, 7] имеют систематическое различие между собой в пределах $5\text{—}12\%$, которое можно объяснить различием формы и размера свинцовых замедлителей, а также составом возможных примесей. Поэтому расхождение данных расчета и эксперимента в области небольшого времени после импульса нейтронов источника требует более

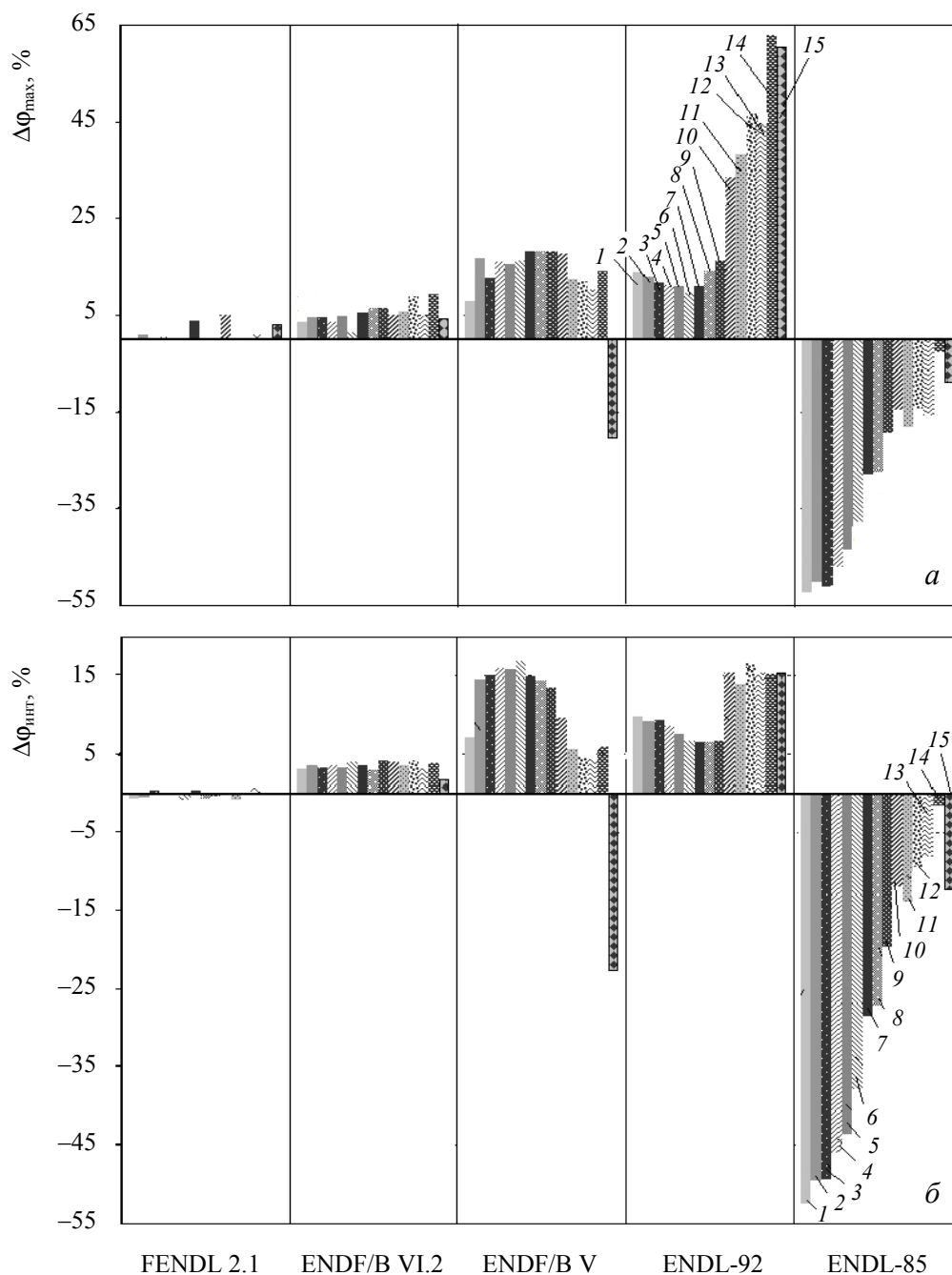
тщательного анализа и детальных исследований формы распределения. Вследствие этого приведенные в таблице формулы можно рассматривать как приближенные для времени намного больше константы τ .

Ввиду того, что в экспериментальных работах нет данных о плотности потока в максимуме временного распределения и интегральной плотности потока нейтронов в выделенном временном интервале, в качестве реперных использовали результаты, полученные в расчетах с помощью библиотеки констант ENDF/B VI.6. Расхождение расчетных величин определяли в виде относительного отклонения результатов, полученных с использованием выбранной библиотеки констант, от аналогичных данных решения той же задачи с применением библиотеки ENDF/B VI.6.

Эти отклонения для разных библиотек констант и разных энергетических интервалов приведены на рис. 5. Наилучшее согласие (завышение не более $1\text{—}6\%$ во всей области энергии нейтронов) достигнуто для библиотек FENDL 2.1 и ENDF/B VI.2. Расчеты с помощью библиотеки ENDL-92 завышают на $30\text{—}60\%$ данные, полученные с использованием библиотеки ENDF/B VI.6 в области энергии от 1,1 до 40 кэВ и на $6\text{—}10\%$ в остальном энергетическом диапазоне. Отклонение результатов расчетов с



Р и с. 4. Относительное отклонение рассчитанного с помощью разных библиотек ядерных данных времени замедления нейтронов в свинце до заданной энергии от экспериментального [7] для энергетической группы нейтронов $0,3 \pm 0,005$ (1), $4,9 \pm 0,05$ (2), $5,27 \pm 0,05$ (3), $16,6 \pm 0,05$ (4), $31,1 \pm 0,05$ (5), $88,2 \pm 0,05$ (6), 346 ± 1 (7), 410 ± 1 (8), 1100 ± 1 (9), 3000 ± 5 (10), 5000 ± 5 (11), 8000 ± 5 (12), $10\,000 \pm 5$ (13), $20\,000 \pm 5$ (14), $40\,000 \pm 5$ эВ (15)



Р и с. 5. Относительное отклонение плотности потока нейтронов в максимуме энергетического распределения (а) и интегральной плотности потока нейтронов (б), рассчитанной при использовании разных библиотек ядерных данных для свинцового замедлителя (обозначения см. на рис. 4)

помощью библиотеки ENDF/B V по сравнению с ENDF/B VI.6 завышает данные на 5—15% и занижает на 20—25% для энергии нейтронов 40 кэВ. Наибольшую разницу в результатах расчетов показывает библиотека ENDL-85, которая занижает результаты на 10—50%.

Расчетные исследования показали значительную чувствительность дифференциальных и интегральных характеристик поля нейтронов в свинце к библиотеке ядерных данных. Она зави-

сит от вычисляемого функционала и энергетической группы нейтронов. Полученные результаты указывают на необходимость учета константной составляющей погрешности при проведении расчетов со свинцовыми замедлителями. Наименьшие отклонения расчетов от реперных данных получены для библиотек ядерных констант FENDL 2.1, ENDF/B VI.2, библиотеки ENDL-85, ENDL-92 желательно не использовать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Batistoni P. e.a.** Bulk shield benchmark experiment on stainless steel at Frascati neutron generator. INDC(NDS)-338 Fusion Benchmarks for Nuclear Data Validation Studies. Vienna: IAEA, 1994, p. 49—54.
2. **Borisov A.A., Zagryadskij V.A., Chuvilin D.Yu.** Spectrum of neutron leakage from an iron sphere with a central 14 MeV neutron source. — In: Proc. of the XIX Intern. Symp. on Nuclear Physics. Dresden, December 1989, p. 76—83.
3. **Lee Yong-Deok, Block R., Slovacek R. e.a.** Neutron tomographic fissile assay in spent fuel using the lead slowing down time spectrometer. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. A, 2001, v. 459, p. 365—376.
4. **Romodanov V.L., Sakharov V.K., Chernikova D.N.** Testing of data libraries based on the analysis of time distributions of radiations. — In: Proc. of 2d Intern. Conf. «Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy». Ukraine, Kiev, June 2008, p. 609—613.
5. **Chernikova D., Romodanov V., Sakharov V.** Time intervals matrix analysis of ^{235}U and ^{239}Pu content in a spent fuel assembly using lead slowing down spectrometer. — In: Spec. Ses. on Determination of Pu Mass in Spent Fuel with NDA of the 52nd Annual Meeting of the Institute of Nuclear Materials Management, July 2011.
6. **Шапиро Ф.Л.** Физика нейтронов. Собрание трудов. М.: Наука, 1976.
7. **Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И. и др.** Сечение подбарьерного деления ^{236}U . — Ядерная физика, 2008, т. 71, № 8, с. 1370—1388.
8. **MCNP 4B** — a General Monte Carlo N Particle Transport Code, Vers. 4C. LA 13709 M, April 2000.
9. **Болятко В.В., Вырский М.Ю., Илюшкин А.И. и др.** Погрешности расчетов защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат, 1983. 176 с.
10. **DLC-189.** RSICC Data Library Collection MCNPXS. Standard Neutron, Photon, and Electron Data Libraris for MCNP-4b. ORNL, 1997.

Поступила в Редакцию 8.07.11

УДК 621.039.58+614.86

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ ПРИ АВАРИИ
В БУХТЕ ЧАЖМЕ С УЧЕТОМ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ И ОРОГРАФИИ МЕСТНОСТИ***Богатов С.А., Киселев А.А. (ИБРАЭ РАН, г. Москва)*

В настоящее время в ИБРАЭ РАН разрабатывается программный комплекс ПРОЛОГ для оценки радиационной обстановки, облучения и эффективности защитных мероприятий при кратковременном выбросе радиоактивных веществ в атмосферу [1]. Его особенностью является достижение компромисса между простотой, наглядностью, минимумом необходимых исходных данных и достоверностью прогнозов с учетом параметров, которыми обычно пренебрегают. К таковым относятся полидисперсность радиоактивных веществ, рельеф, застройка, истощение облака в процессе распространения и др.

Неотъемлемой частью разработки являются тестирование и верификация заложенных алгоритмов на реальных примерах. В настоящей работе приведен один из примеров такого тестирования — сравнение расчетной и измеренной мощности дозы γ -излучения и плотности радиоактивных выпадений на местности в ходе изучения последствий аварии на атомной подвод-

ной лодке. Авария, которая произошла 10 августа 1985 г. в бухте Чажме (Приморский край), является одним из немногих событий, где на распространение радиоактивных веществ влияли несколько параметров, учитываемых в модели, — их полидисперсность, сложный рельеф местности и наличие осадков.

Атомная подводная лодка проекта 675 первого поколения находилась в плановом ремонте на судоремонтном заводе в бухте Чажме до 2 августа 1985 г. В процессе проверки выявилась негерметичность реактора левого борта. При подъеме крышки реактора 10 августа произошла самоподдерживающаяся цепная реакция с залповым выделением энергии, разрушением и выбросом внутриреакторных конструкций и паровоздушной смеси, пожаром. Поскольку самоподдерживающаяся цепная реакция произошла на свежей активной зоне, радионуклидный состав выброса определялся короткоживущими продуктами деления (криптон, ксенон, изотопы иода), наработанными при аварийном увели-