

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, УПРАВЛЯЕМОЙ УСКОРИТЕЛЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ МИШЕНЯМИ РАСЩЕПЛЕНИЯ

*А. И. Дубровский<sup>a,1</sup>, А. И. Киевицкая<sup>a</sup>, С. И. Тютюнников<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова  
Белорусского государственного университета, Минск

<sup>b</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для планирования экспериментальных исследований в ОИЯИ (Дубна), направленных на трансмутацию радиоактивных отходов, проведены расчеты нейтронно-физических характеристик большой урановой мишени. Рассмотрено несколько гомогенных и комбинированная уран-бериллиевая мишень расщепления, которые могут быть использованы в качестве вставок в урановый бланкет для достижения оптимального нейтронного спектра и эффективного выжигания долгоживущих продуктов деления и минор-актинидов.

A number of neutronics of JINR big uranium target are simulated towards the planning of experimental investigations aimed at transmutation of radioactive waste. Several homogeneous spallation targets and uranium–beryllium combined one are considered to obtain an optimal neutron energy spectrum for effective burning of long-lived fission products and minor-actinides.

PACS: 24.10.Lx; 28.65.+a; 29.27.-a

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время электроядерные подкритические установки, управляемые сильноточными ускорителями (ADS — Accelerator Driven Systems), рассматриваются в качестве перспективных систем для трансмутации отработавшего ядерного топлива и производства энергии. Использование ускорителя в качестве внешнего источника делает такие системы безопасными и простыми с точки зрения управления критичностью. Одним из основных компонентов ADS является мишень, которая под действием пучка заряженных частиц генерирует нейтроны расщепления, которые, в свою очередь, инициируют цепную реакцию деления. Существенным преимуществом таких систем является также возможность использования природного урана в качестве ядерного топлива.

Планирование экспериментальных исследований на подкритической системе требует предварительных расчетов ее основных параметров, таких как выход нейтронов,

---

<sup>1</sup>E-mail: a1dubrovskii@gmail.com

энергетические спектры, энерговыделение, активация мишени и образование долгоживущих осколков деления. Для этого могут быть использованы современные программы, реализующие метод Монте-Карло для моделирования переноса излучений и адрон-ядерных взаимодействий в широком энергетическом диапазоне.

Данная работа является продолжением статьи «Моделирование нейтронно-физических характеристик подкритической системы, управляемой ускорителем заряженных частиц высоких энергий» [1].

## 1. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

В настоящей работе продолжены расчеты по коду Geant4 версии 10.5 на четырехъядерном процессоре Intel Core i7-6700 с тактовой частотой 3,4 ГГц и 8 Гб оперативной памяти в многопоточном режиме с использованием стандартных физических моделей, наиболее подходящих для решения поставленной задачи: Intra-Nuclear Cascade Liège (QGSP\_INCLXX\_HP), Bertini Cascade (QGSP\_BERT\_HP) и Binary Intranuclear Cascade (QGSP\_BIC\_HP), со стандартной испарительной моделью G4ExcitationHandler и с альтернативной моделью ABLA [2].

В табл. 1 приведены в сравнении интегральные данные по выходу нейтронов из тяжелых мишеней, полученные экспериментально и рассчитанные методом Монте-Карло с использованием различных кодов. Модель QGSP\_BIC\_HP показывает хорошую сходимость с экспериментом по выходу нейтронов из тяжелых мишеней.

Таблица 1. Интегральный выход нейтронов из тяжелых мишеней

Мишень	Энергия пучка, ГэВ	Эксперимент, BNL [3]	Geant4, BIC [1]	SONET [4]	MCNPX [5]	LANET [6]
Pb, $D = 10,2$ см, $H = 61$ см	0,8	$13,60 \pm 0,20$	$14,430 \pm 0,008$	$15,00 \pm 0,35$	$14,45 \pm 0,2$	14,96
	1,0	$17,38 \pm 0,20$	$18,440 \pm 0,009$	$16,90 \pm 0,35$	$18,64 \pm 0,2$	19,82
	1,2	$22,31 \pm 0,30$	$21,742 \pm 0,009$	$23,30 \pm 0,40$	$23,20 \pm 0,2$	24,25
	1,4	$26,21 \pm 0,45$	$24,903 \pm 0,010$	$26,10 \pm 0,30$	$27,09 \pm 0,3$	28,26
W, $D = 10,2$ см, $H = 40$ см	0,8	$15,11 \pm 0,11$	$15,341 \pm 0,008$	$16,60 \pm 0,90$	$17,25 \pm 1,0$	17,47
	1,0	$20,40 \pm 0,15$	$19,691 \pm 0,009$	$21,70 \pm 0,80$	$22,58 \pm 1,0$	23,22
	1,2	—	$23,606 \pm 0,010$	$26,90 \pm 1,40$	$28,54 \pm 1,0$	28,81
	1,4	$28,46 \pm 0,20$	$27,286 \pm 0,010$	$31,60 \pm 1,60$	$31,85 \pm 1,2$	33,67

Анализ результатов по интегральному выходу нейтронов показывает, что по сравнению со свинцом из вольфрамовой мишени наблюдается на 5–10% больший нейтронный поток, несмотря на ее меньший объем и атомный номер. К тому же сечение реакций ( $p, fission$ ) и ( $p, xn$ ) на вольфраме в разы меньше, чем на свинце. Причиной такого различия является на 70% бóльшая плотность вольфрама по сравнению со свинцом.

В табл. 2 представлены результаты расчета нейтронного выхода с использованием различных физических моделей. Статистическая погрешность приведенных моделей

Таблица 2. Интегральный выход нейтронов из тяжелых мишеней для разных физических моделей Geant4

Мишень	Энергия пучка, ГэВ	Эксперимент, BNL [3]	BIC	BERT	INCL	INCL/ABLA
Pb, $D = 10,2$ см, $H = 61$ см	0,8	$13,60 \pm 0,20$	14,678	16,673	13,551	15,607
	1,0	$17,38 \pm 0,20$	18,484	21,762	17,361	20,112
	1,2	$22,31 \pm 0,30$	21,890	26,148	20,648	24,064
	1,4	$26,21 \pm 0,45$	25,012	30,068	23,561	27,574
W, $D = 10,2$ см, $H = 40$ см	0,8	$15,11 \pm 0,11$	15,306	17,337	13,771	15,797
	1,0	$20,40 \pm 0,15$	19,621	22,983	17,869	20,600
	1,2	—	23,646	28,087	21,587	24,996
	1,4	$28,46 \pm 0,20$	27,300	32,667	24,954	28,950

не превышает 1%. Модель BERT показывает наименьшее время моделирования, однако существенно (на 15–25%) завышает выход нейтронов, особенно в низкоэнергетическом диапазоне, что хорошо согласуется с данными [7]. Модели BIC и INCL со стандартной испарительной моделью и с ABLA хорошо воспроизводят экспериментальные данные.

Важно отметить, что время моделирования INCL/ABLA примерно вдвое ниже по сравнению с моделью BIC. Более того, по данным [8] применение модели INCL/ABLA дает лучшую сходимость с экспериментальными данными по образованию осколков деления урана в системе, управляемой пучком высокоэнергетических протонов.

Из рис. 1 видно, что форма энергетических спектров частиц, испущенных из свинцовой мишени, практически не зависит от энергии пучка, изменяется лишь скорость адрон-ядерных взаимодействий и суммарный выход вторичных частиц.

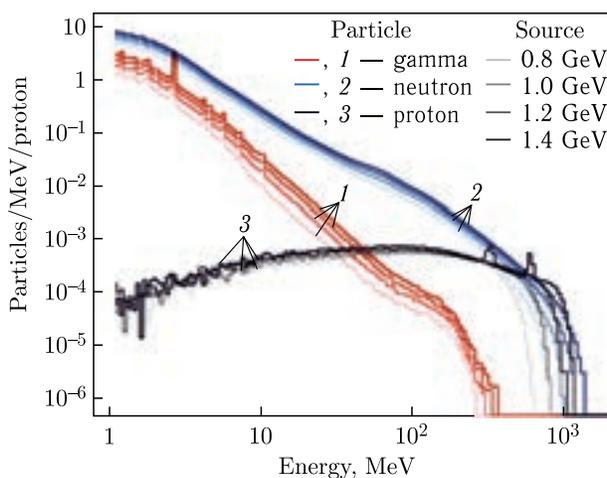


Рис. 1. Энергетические спектры частиц, испущенных из свинцовой мишени (модель бинарного каскада, BIC)

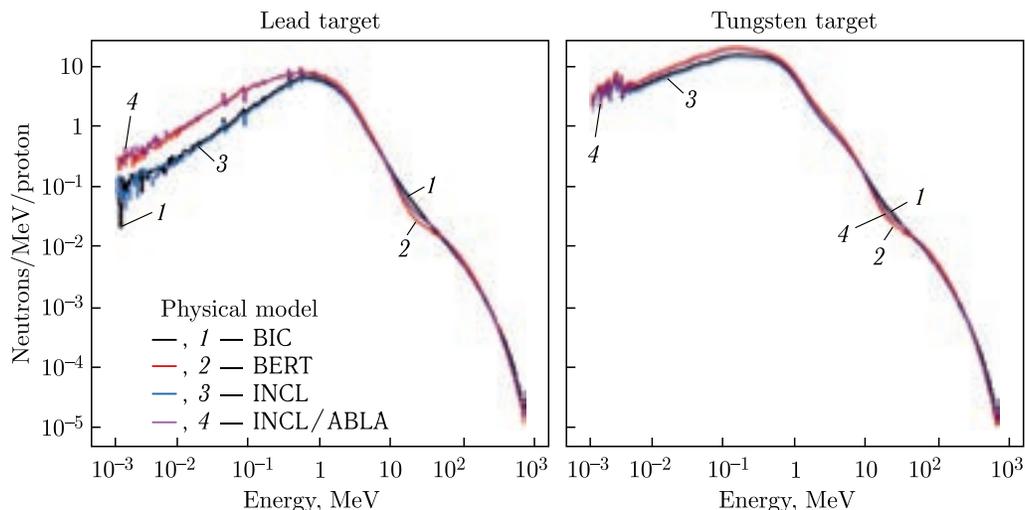


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов, испущенных из вольфрамовой и свинцовой мишеней

Таблица 3. Время моделирования  $10^6$  историй в задаче с мишенью из вольфрама в минутах

Энергия пучка, ГэВ	BIC	BERT	INCL	INCL/ABLA
0,8	73,06	17,08	43,70	42,33
1,0	104,85	23,12	58,18	55,62
1,2	131,11	29,28	71,42	68,41
1,4	155,52	34,40	83,00	79,45

На рис. 2, 3 показано, как соотносятся между собой нейтронные спектры, полученные с использованием разных физических моделей. Для моделей INCL и BIC спектральные характеристики нейтронов расщепления различаются в пределах 25 % во всем энергетическом диапазоне. Наблюдается существенное отклонение модели BERT от BIC и INCL в области низких энергий, особенно в случае свинцовой мишени. Однако если в модели INCL заменить стандартную испарительную модель на ABLA, то низкоэнергетическая часть нейтронного спектра сойдется с даваемой моделью BERT. Поэтому предполагается, что расхождения в низкоэнергетическом диапазоне нейтронных спектров, полученных с использованием различных физических моделей, главным образом обусловлены различиями в испарительной стадии взаимодействий. На сегодняшний день модель девозбуждения ABLA протестирована только в связке с INCL [1], поэтому мы не использовали ее с BIC и BERT.

С учетом сказанного выше и ввиду недостатка экспериментальных данных для обоснованного однозначного выбора физической модели все расчеты были выполнены с использованием двух моделей — INCL/ABLA и BIC.

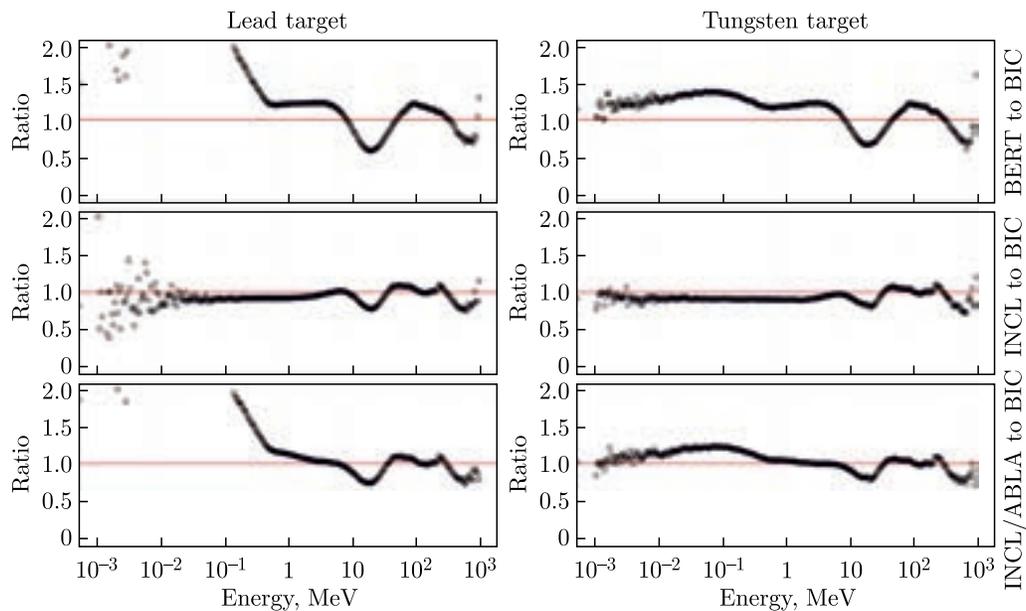


Рис. 3. Соотношение энергетических спектров нейтронов, полученных с использованием различных физических моделей

## 2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК КОМБИНИРОВАННОЙ ВСТАВКИ

Для трансмутации актиноидов проблема выбора оптимального спектра все еще остается открытой. Поэтому помимо гомогенных мишеней также представляют интерес комбинированные. На рис. 4 представлена модель уран-бериллиевой мишени —

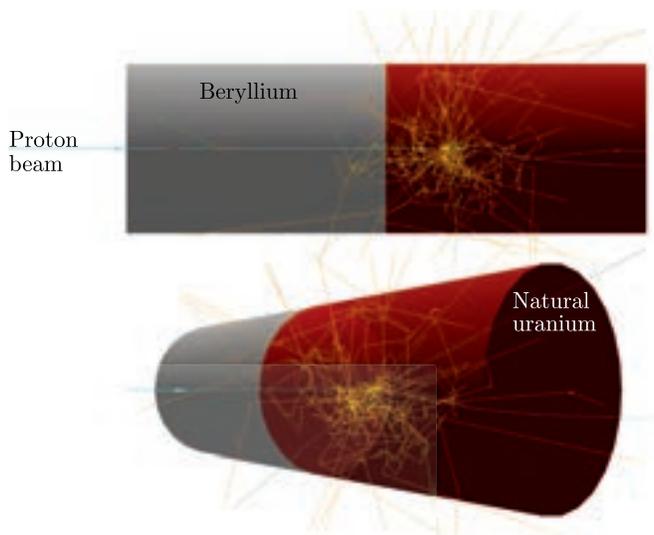


Рис. 4. Модель комбинированной уран-бериллиевой вставки

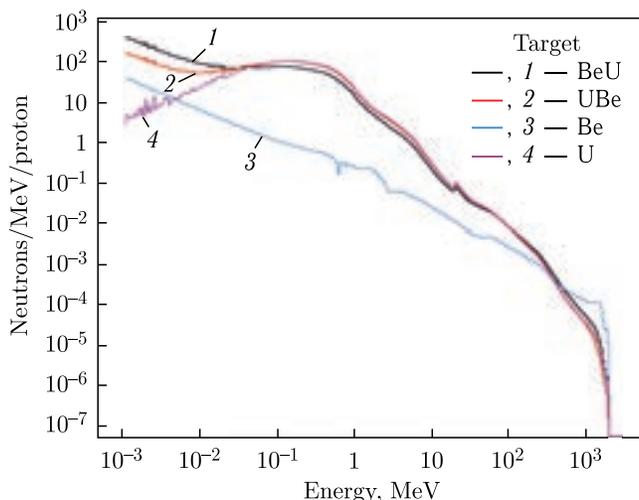


Рис. 5. Энергетические спектры нейтронов, испущенных из урановой, бериллиевой и комбинированной мишеней

результат адрон-ядерных взаимодействий, инициируемых одним протоном с энергией 2 ГэВ.

На рис. 5 представлены энергетические спектры нейтронов, испущенных из урановой и бериллиевой мишеней диаметром 20 см и высотой 30 см, а также при их соосной комбинации (по модели INCL/ABLA). Для мишеней с наличием урана виден характерный подъем в области низких энергий за счет нейтронов деления. Бериллиевая составляющая поднимает высокоэнергетическую и надтепловую части спектра. Этот эффект усиливается, когда бериллий стоит первым по направлению пучка, при этом интегральный выход снижается примерно на 30 %.

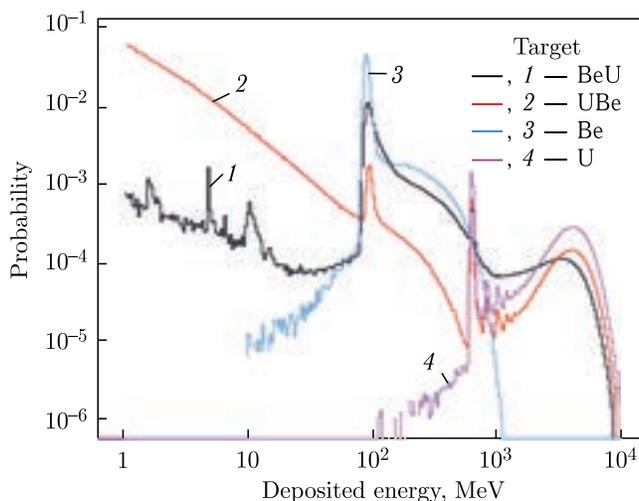


Рис. 6. Энерговыведение внутри урановой, бериллиевой и комбинированных мишеней

Энерговыведение в гомогенной бериллиевой мишени варьирует в пределах 10–1000 МэВ (см. рис. 6). В районе 90 МэВ имеется ярко выраженный острый пик, положение которого соответствует энергии, выделяемой протоном, в том случае, когда он проходит по всей длине мишени. Его положение тем правее, чем толще мишень и/или чем выше ее плотность и атомный номер. Отметим также, что с ростом энергии пучка положение этого пика практически не изменяется, растет лишь его площадь, потому что с ростом энергии пучка углы рассеяния протонов становятся все меньше. Часть спектра справа от пика обусловлена энерговыведением вторичных частиц. Уменьшение диаметра мишени приводит к ее спаду и к росту левой части спектра относительно пика, так как все более вероятным становится выход протонов через боковую поверхность мишени. В таких событиях суммарное энерговыведение не превышает значения, равного положению пика, при этом чем раньше протон вышел из мишени, тем меньше энергии в ней выделяется в результате каскада.

В урановой мишени выделяется почти на порядок больше энергии, чем в бериллиевой. Кроме основного пика в районе 600 МэВ на кривой энерговыведения имеются характерные пики с дискретностью около 180–200 МэВ, что соответствует событиям однократного, двукратного и т. д. деления урана. Видно, что вероятность событий, сопровождающихся более чем четырехкратным делением урана, пренебрежимо мала. Такой характер кривой энерговыведения хорошо согласуется с данными [8].

Касаясь комбинированной мишени, отметим только, что при любой комбинации ее составляющих энерговыведение варьирует в широком диапазоне энергий вплоть до нескольких гигаэлектронвольт, в зависимости от того, по какому сценарию прошел каскад. Передняя часть мишени является доминирующей, поэтому в среднем, когда бериллий первый по направлению пучка, выделяется меньше энергии, чем когда спереди стоит урановая составляющая.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Модель большой урановой мишени представляет собой цилиндрический урановый блок с внешним диаметром 120 см и высотой 100 см, в центральной части которого предусмотрено отверстие для пучка частиц диаметром 6 см на глубину 40 см от переднего торца и отверстие диаметром 20 см на оставшиеся 60 см высоты цилиндра —

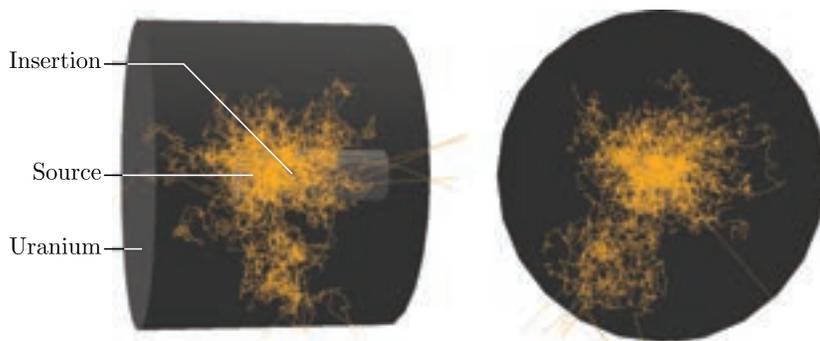


Рис. 7. Модель большой урановой мишени

для вставок из различных материалов. В качестве топлива используется обедненный металлический уран с обогащением по изотопу U-235, равным 0,4%, что соответствует содержанию ядер в единице объема U-238 —  $0,0471 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$  и U-235 —  $0,000189 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 7 схематически представлена упрощенная модель большой урановой мишени, разработанная на первом этапе исследований [1], и результат нейтронных взаимодействий, инициируемых одним протоном с энергией 2 ГэВ. Эта модель была модифицирована и оптимизирована для расчета нейтронно-физических характеристик системы со вставками из различных материалов.

#### 4. РАСЧЕТ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БОЛЬШОЙ УРАНОВОЙ МИШЕНИ

Из рис. 8 видно, что форма нейтронных спектров практически не зависит от материала вставки, изменяется лишь суммарное число образующихся нейтронов. Данное утверждение согласуется с выводами, полученными в работах [9–11]. Из табл. 4 видно, что чем больше атомный номер материала вставки, тем выше скорость ядерных реакций и нейтронный выход, и, конечно, для урана и тория эти показатели существенно выше за счет делений тепловыми нейтронами. Статистическая погрешность приведенных результатов не превышает 2%.

По сравнению с висмутом свинцовая вставка обладает на 17% большей атомной плотностью, но при этом на 50% меньшим сечением реакции ( $p, fission$ ). Тем не менее нейтронный выход из свинцовой вставки без бланкета примерно на 10% выше, так как высокоэнергетические деления в тяжелых мишенях существенного влияния на образование нейтронов не оказывают. Суммарный нейтронный поток в системе главным образом формируется в результате неупругих адрон-ядерных взаимодействий

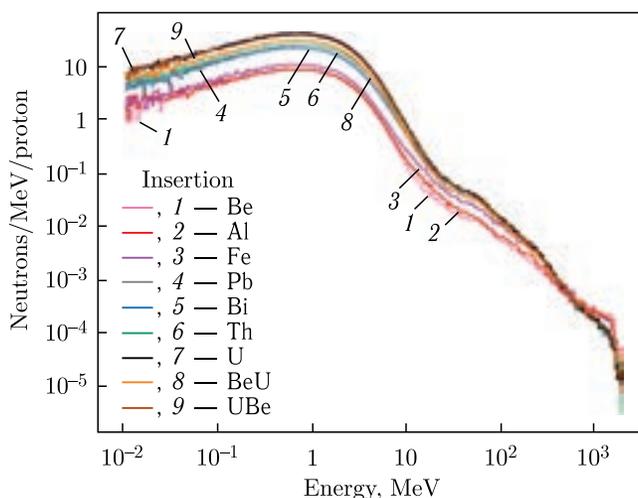


Рис. 8. Энергетические спектры нейтронов, испущенных внутри большой урановой мишени со вставками из разных материалов

во вставке и, особенно, цепной реакции деления в бланкете. Поэтому энергетические спектры нейтронов, испущенных в большой урановой мишени для Pb- и Bi-вставок, практически совпали как по форме, так и по площади.

Для расчета нейтронно-физических характеристик большой урановой мишени было разыграно  $10^4$  историй для каждой вставки по обоим физическим моделям. Результаты моделирования показали, что в системе количественно преобладают ионизационные и упругие взаимодействия. Однако куда больший интерес представляют дискретные процессы, список которых представлен в табл. 4.

Таблица 4. Выход нейтронов и список основных процессов, протекающих в большой урановой мишени со вставками из разных материалов в расчете на один протон

Параметр	Вставка									
	Be	Al	Fe	Pb	Bi	Th	U	BeU	UBe	
Атомный номер, $Z$	4	13	26	82	83	90	92	—	—	
Плотность, г/см <sup>3</sup>	1,848	2,699	7,874	11,35	9,747	11,72	18,95	—	—	
Выход нейтронов	INCL/ABLA	29,659	29,577	37,961	76,764	75,859	91,975	136,19	99,384	127,32
	BIC	35,491	33,458	41,263	76,353	75,680	92,596	144,82	114,10	137,14
Реакция захвата нейтронов	INCL/ABLA	32,770	33,579	49,653	95,368	91,533	118,47	159,85	105,34	148,29
	BIC	36,925	35,743	51,768	94,322	90,501	117,98	167,15	116,74	157,91
Реакция ( $n$ , fission)	INCL/ABLA	7,416	6,779	8,652	16,135	16,065	18,592	32,414	23,863	30,259
	BIC	9,001	7,955	10,040	17,106	17,043	19,760	35,822	28,478	34,164
Неупругие рассеяния нейтронов	INCL/ABLA	160,04	192,84	291,04	550,17	532,98	662,93	903,64	564,50	801,27
	BIC	183,37	208,95	308,36	555,60	536,05	670,65	954,06	635,07	862,76
Неупругие рассеяния протонов	INCL/ABLA	1,568	1,601	2,176	1,774	1,727	1,728	1,798	2,061	1,768
	BIC	1,567	1,629	2,225	1,758	1,713	1,716	1,774	2,052	1,726
Время расчета, мин	INCL/ABLA	11,15	8,70	13,43	23,977	22,61	25,07	37,99	40,62	32,50

Обе модели показывают схожие результаты по неупругому рассеянию протонов, чего нельзя сказать о других реакциях. Модель BIC по сравнению с INCL/ABLA систематически дает на 10–20% большую скорость нейтрон-ядерных реакций для делящихся и легких вставок.

Наблюдается на 25–40% больше неупругих рассеяний протонов в системе с железной вставкой по сравнению с остальными гомогенными мишенями, возможно, за счет реакций  $^{56}\text{Fe}(p, xp)$  и  $^{56}\text{Fe}(n, xp)$ .

Необходимо подчеркнуть также, что бериллиевая вставка при меньшей плотности и  $Z$ , по сравнению с алюминиевой, дает на 6% больший выход нейтронов в бланкете, видимо, за счет реакций  $^9\text{Be}(n, 2n)$ , более эффективной термализации вторичных нейтронов и, как следствие, более интенсивного деления ядер урана.

По сравнению с BeU-вставкой бланкет с UBe-вставкой показывает на 27–42 % больший выход нейтронов и скорость нейтрон-ядерных взаимодействий, при этом неупругих рассеяний протонов на 17 % меньше.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детализирована и оптимизирована упрощенная модель большой урановой мишени с различными вставками для дальнейших исследований ее нейтронно-физических характеристик.

Получены и проанализированы интегральный выход нейтронов, энергетические спектры вторичных частиц и данные об энерговыделении в мишенях расщепления, выполненных из различных материалов, гомогенных и композитных.

Достигнута хорошая сходимость результатов моделирования с соответствующими экспериментальными данными.

Рассчитаны нейтронно-физические характеристики подкритической системы с различными вставками с использованием стандартных физических моделей VIC и INCL/ABLA.

Результаты будут использованы при планировании экспериментальных исследований на большой урановой мишени ОИЯИ (Дубна), направленных на решение проблем трансмутации долгоживущих продуктов деления и минор-актинидов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубровский А. И., Киевицкая А. И. Моделирование нейтронно-физических характеристик подкритической системы, управляемой ускорителем заряженных частиц высоких энергий // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17, № 1(226). С. 7–17.
2. Geant4 Collaboration Physics Reference Manual. Release 10.6. [https://geant4.web.cern.ch/support/user\\_documentation](https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation). Date of access: 01.02.2020.
3. Zucker M. S. et al. Spallation Neutron Production Measurements // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies & Applications (ADTTA), Kalmar, Sweden, June 1996. V. 1. P. 527–533.
4. Kievitskaia A. I. et al. Accelerator Molten Salt Breeder as Fissible Producing Component of THORIUM-NES Concept for Energy Production and Transmutation of Plutonium // Proc. of the 8th Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES'96), Obninsk, Russia, June 24–28, 1996. P. 564–571.
5. Goorley T. et al. MCNP Monte Carlo Team, X-5, Release of MCNP5\_RSICC\_1.30-LANL.
6. Huges H. et al. MCNPX — The LAHET/MCNP Code Merger. Report Los Alamos National Laboratory LA-UR-97-1638. Los Alamos, USA, 1997. P. 26.
7. Балдин А. А., Берлеев А. И., Кудашкин И. В., Могилдея Г., Могилдея М., Параипан М., Тютюнников С. И. Моделирование генерации нейтронов в мишенях из тяжелых металлов при помощи программного пакета Geant4 // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 2(200). С. 391–402.
8. Malyshkin Y. et al. Modeling Spallation Reactions in Tungsten and Uranium Targets with the Geant4 Toolkit // Eur. Phys. J. Web Conf. 2012. V. 21. P. 10006.
9. Киевицкая А. И. Мезокаталитический гибридный реактор. Нейтронно-физические характеристики и энергетический баланс. Дис. ... канд. техн. наук. Защищена 05.12.1991. Минск, 1991. 125 с.

10. *Chigrinov S., Rakhno I., Kiyavitskaya H.* The Code SONET to Calculate Accelerator Driven System Performance // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Application (99'ADTTA), Praha (Pruhonice), June 7–11, 1999. P. 1–8. MO-O-C12 (CD ROM Edition).
11. *Chigrinov S., Rakhno I., Kievitskaia A.* Monte Carlo Calculation of Relativistic Protons Interaction with Extended Targets and Transmutation of Iodine-129 and Neptunium-237 // Proc. of the Intern. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology, New York, USA, Oct. 5–8, 1998. P. 1455–1461.

Получено 19 марта 2020 г.