

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, УПРАВЛЯЕМОЙ УСКОРИТЕЛЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А. И. Дубровский¹, А. И. Киевицкая

Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова
Белорусского государственного университета, Минск

Для планирования и обоснования экспериментальных исследований на большой урановой мишени, которые будут проводиться в ОИЯИ (Дубна), необходимо рассчитать ряд нейтронно-физических характеристик подкритической системы, облучаемой пучками заряженных частиц высоких энергий. В настоящей работе представлены модель и расчеты по коду Geant4 большой урановой мишени, облучаемой пучком протонов с энергией 2 ГэВ.

To plan and substantiate experimental studies on a large uranium target, it is necessary to carry out a number of calculations of the neutronics of the system irradiated with high energy charged particle beams. In the present paper the physical model and a number of the characteristics of a big uranium target irradiated with 2 GeV protons calculated using the Geant4 code are presented.

PACS: 28.20.-v; 28.50.Dr

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во всех странах с развитой ядерной энергетикой для трансмутации ядерных отходов и производства энергии разрабатываются проекты синергических систем [1, 2]. Предполагается, что использование синергических систем станет наиболее перспективным направлением переработки долгоживущих осколков деления и минор-актинидов. Такие системы предполагают объединение различных технологий, в том числе и ядерных (деления, синтеза и расщепления ядер высокоэнергетическими пучками частиц), для разработки целостной системы производства. В 90-х гг. XX в. начала интенсивно разрабатываться концепция применения ускорителей высоких энергий для крупномасштабного использования реакций расщепления в тяжелых протяженных мишенях с целью генерации нейтронов, которые, размножаясь в подкритическом ($k_{эф} \sim 0,90-0,98$) бланкете, вызывают реакции деления ядер урана (Accelerator Driven Systems — ADS) [3]. Такая система позволяет получать достаточно высокие потоки нейтронов ($\Phi \approx 10^{15}-10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), которые могут быть

¹E-mail: a1dubrovskii@gmail.com

использованы для выработки энергии, трансмутации радиотоксичных изотопов или наработки трития для термоядерных источников [1–3].

Основная идея, на которой основаны все ADS-системы, состоит в использовании ускорителей заряженных частиц высоких энергий для производства нейтронов в мишенях из тяжелых элементов (Pb, Bi, W, U, Pb–Bi эвтектики) с последующим их размножением посредством цепной ядерной реакции. Такие подкритические системы состоят из ускорителя высокоэнергетических протонов, мишени, подкритического бланкета с коэффициентом умножения $M = 1/(1 - k_{эф}) \approx 50$, парогенератора, турбины и электрогенератора. Прекращение работы ускорителя приводит к прекращению ввода нейтронов из мишени в ядерное топливо, что приводит к практически мгновенному затуханию цепной реакции деления. Для реализации ADS-систем необходимо решить ряд физических и технических задач: 1) выбрать энергию и ток протонного пучка и создать ускоритель с требуемыми параметрами; 2) выбрать материал мишени и создать оптимальную конструкцию мишени для получения нейтронов расщепления; 3) разработать схему съема тепла в мишенном блоке; 4) разработать схему и конструкцию подкритического бланкета и обеспечить ядерную безопасность; 5) разработать схему съема тепла в подкритическом бланкете; 6) определить скорости реакций трансмутации долгоживущих нуклидов и скорости их наработки [1–3]. К настоящему времени, несмотря на достаточно большое количество теоретических работ, проблема получения наиболее оптимального энергетического спектра нейтронов для трансмутации долгоживущих осколков деления (йода, цезия, стронция, циркония) и минор-актинидов (нептуния, плутония, америция, кюрия) остается одной из наиболее актуальных. Это связано, в первую очередь, с недостаточно точными данными по сечениям взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами в широком диапазоне энергий от электронвольт до 10 ГэВ. Эта проблема может существенно повлиять на процесс лицензирования проекта. С другой стороны, сложный нуклидный состав бланкетов и необходимость поддержания заданного значения $k_{эф}$ требуют разработки определенного подхода к таким экспериментам и обоснования ядерной и радиационной безопасности.

В Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) планируется проведение экспериментов на большой урановой мишени, облучаемой пучками высокоэнергетических протонов [4]. В работе [5] описаны выполненные еще в 1990-х гг. расчетные исследования нейтронно-физических характеристик большой урановой мишени с различными вставками с целью обоснования идеи мюонно-каталитического гибридного реактора. В работе представлены данные расчетных исследований [5] и их сравнение с результатами моделирования по коду Geant4 [6].

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схематически установка представляет собой цилиндрический блок с внешним диаметром 120 см и высотой 100 см. В центральной части предусмотрено отверстие для пучка частиц диаметром 6 см и длиной 40 см от переднего торца и отверстие диаметром 20 см на оставшиеся 60 см высоты цилиндра для вставок из различных материалов (рис. 1).

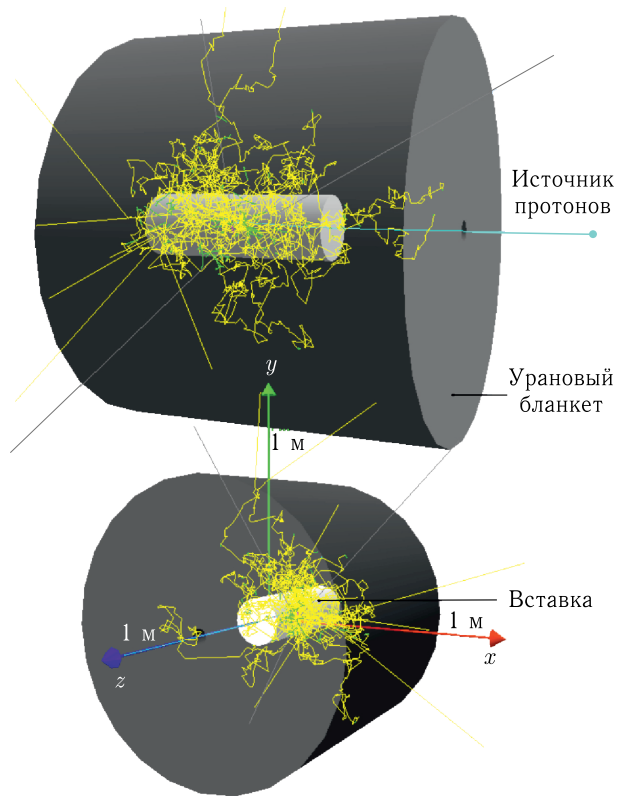


Рис. 1. Модель большой урановой мишени

Бланкет состоит из обедненного металлического урана с обогащением по изотопу ^{235}U $x_5 = 0,4\%$, что соответствует следующему содержанию ядер в единице объема: $^{238}\text{U} - 0,0471 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $^{235}\text{U} - 0,000189 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

В процессе прохождения частиц и ядер высоких энергий через вещество можно выделить два этапа, которые отличаются характером протекания реакций, энергией и типом частиц [1, 6, 7]. Первый этап связан с интенсивной генерацией адронов в высокоэнергетических ядерных реакциях и их распространением в веществе. Второй этап характеризуется распространением в веществе низкоэнергетических нейтронов ($E_n \leq 20 \text{ МэВ}$), образованных в реакциях расщепления и деления. Вследствие этого расчет межъядерного каскада сводится к нахождению характеристик низкоэнергетического ($E_n \leq 20 \text{ МэВ}$) источника нейтронов (энергетического и пространственного распределений) с последующим расчетом переноса нейтронов на основе методов, развитых в теории ядерных реакторов.

Взаимодействие высокоэнергетических частиц с веществом в области энергий от нескольких до тысяч мегаэлектронвольт представляет собой чрезвычайно сложный процесс с участием большого числа сильновзаимодействующих частиц (n , p ,

π -мезонов и др.), в котором происходят электромагнитные взаимодействия, ядерные реакции, образуется и развивается электромагнитный каскад и на определенном этапе взаимодействия развиваются сложные цепочки химических реакций [1, 6, 7].

Очевидно, что процесс взаимодействия может быть разделен во времени на несколько стадий, которые определяются механизмом взаимодействия, временем протекания ядерных реакций, особенностями переноса тяжелых ядерных частиц высоких и низких энергий и свойствами химических реакций, которые сопровождают весь процесс взаимодействия высокоэнергетического излучения с веществом. В зависимости от энергии первичной частицы, ее типа и среды можно говорить о временах от 10^{-21} с до миллисекунд и минут для делящихся сред.

Первичное столкновение такой частицы с ядром приводит к серии прямых реакций (внутриядерному каскаду), в которых отдельные нуклоны или группы нуклонов выбиваются из ядра. При энергиях выше нескольких гигаэлектронвольт на нуклон происходит фрагментация ядра. После завершения внутриядерного каскада ядро остается в возбужденном состоянии и постепенно переходит в основное состояние путем испарения нуклонов (n , p , d , t , ^3He , ^4He , γ), в основном нейтронов [1, 6, 7]. В толстых мишенях высокоэнергетические ($E > 20$ МэВ) вторичные частицы (и их потомки) вызывают реакции расщепления. В некоторых материалах мишеней низкоэнергетические ($E < 20$ МэВ) вторичные нейтроны расщепления (т. е. образовавшиеся на каскадной и испарительной стадиях) могут вызывать реакции (n, xn). Для тяжелых мишеней испарение может дополняться высокоэнергетическим делением в сильно возбужденных ядрах, которое конкурирует с испарением [1, 6, 7]. Тантал, вольфрам, свинец могут испытывать высокоэнергетическое деление, а торий, обедненный уран могут делиться еще и при взаимодействии с нейтронами, энергия которых ниже 20 МэВ. Для расчетов таких сложных процессов используются математические программы, разработанные в ведущих лабораториях мира (LANET, HETS, SONET, SPECTR, FLUKA, Geant4 и др.).

В данной работе в расчетах использовалась стандартная Geant4 физическая модель QGSP_BIC_HP, в которой для описания взаимодействий частиц используются данные о сечениях взаимодействий из открытой библиотеки ENDF (Evaluated Nuclear Data File). Она хорошо описывает развитие внутриядерных каскадов с учетом временных и энергетических зависимостей и включает в себя такие базовые составляющие, как:

- QGSP (Quark–Gluon String Precompound) — кварк-глюонная струнная модель высокоэнергетических взаимодействий протонов, нейтронов, пионов, каонов с ядрами;
- BIC (Binary Cascade) — модель бинарного каскада, которая хорошо описывает образование вторичных частиц в результате взаимодействий протонов и нейтронов с ядрами в диапазоне энергий до 10 ГэВ;
- NeutronHP (Neutron High Precision) — модель нейтронных взаимодействий повышенной точности в диапазоне энергий до 20 МэВ [10].

Для описания образования осколков деления в Geant4 по умолчанию используется стандартная модель NeutronHP. В последних релизах пакета научным сообществом Geant4 был разработан так называемый FFG (Fission Fragment Generator), который максимально точно описывает события деления, включая массу и энергию продуктов реакций, а также поддерживает тройное деление [11]. Расчеты были выполнены с использованием обеих моделей.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе предварительно была выполнена привязка модели к эксперименту. Интегральные данные по выходу нейтронов из свинцовой мишени (табл. 1, рис. 2) и экспериментальные данные по энергетическим спектрам нейтронов [13] хорошо согласуются с соответствующими результатами моделирования.

Из рис. 3 видно, что с ростом энергии протонов форма нейтронного спектра практически не изменяется, увеличивается лишь среднее число взаимодействий, а также суммарный выход нейтронов.

Таблица 1. Данные по выходу нейтронов из свинцовой мишени ($R = 20$ см, $L = 60$ см)

Энергия источника, ГэВ	Данные [12]	Geant4
0,991	$25,1 \pm 3,0$	25,9448
2,000	$44,2 \pm 3,1$	50,7262
3,650	$80,7 \pm 6,9$	84,9362

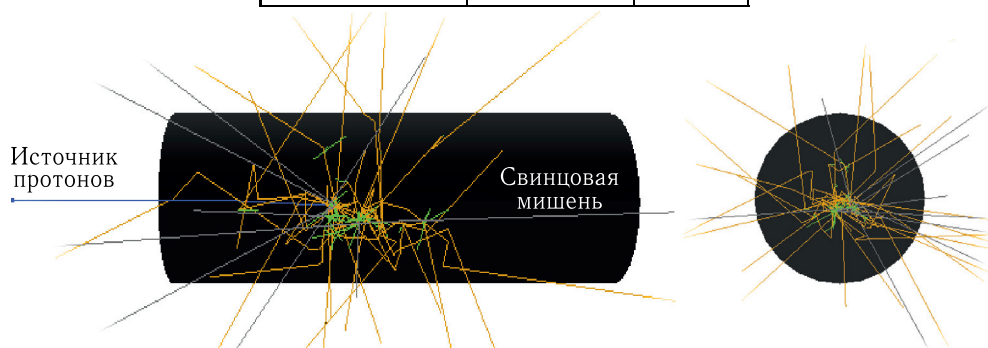


Рис. 2. Модель свинцовой мишени ($R = 20$ см, $L = 60$ см)

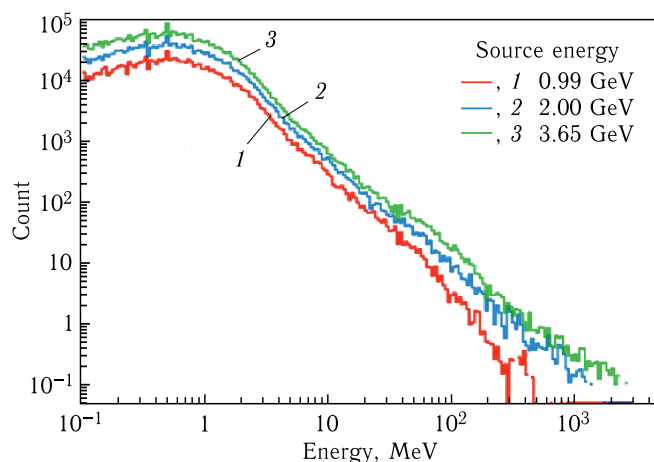


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени ($R = 20$ см, $L = 60$ см, 10^4 историй)

На рис. 4–7 приведены зависимости количества испущенных вторичных частиц от их кинетической энергии в момент испускания и в момент выхода из вставки соответственно. Количество разыгранных историй — 10^4 . В табл. 2 представлены соответствующие интегральные характеристики по выходу частиц из свинцовой и бериллиевой вставок в расчете на один испущенный протон. Разумеется, в бериллиевой вставке образование вторичных частиц не такое интенсивное, как в свинцовой, но и поглощение излучений в ней заметно ниже. Для свинцовой вставки характерно большое количество образующихся γ -квантов, особенно в области низких энергий, которые практически полностью поглощаются в самой вставке. Поэтому энергия выходящих из бериллиевой вставки γ -квантов и протонов выше по сравнению со свинцовой, а спектр стяннут немного правее. На спектре испущенных в свинцовой вставке α -частиц имеется пик в области 20 МэВ, соответствующий реакции $^{107}\text{Pb}(p, \alpha)^{204}\text{Tl}$. Количество нейтронов в том числе в области высоких энергий для свинцовой вставки

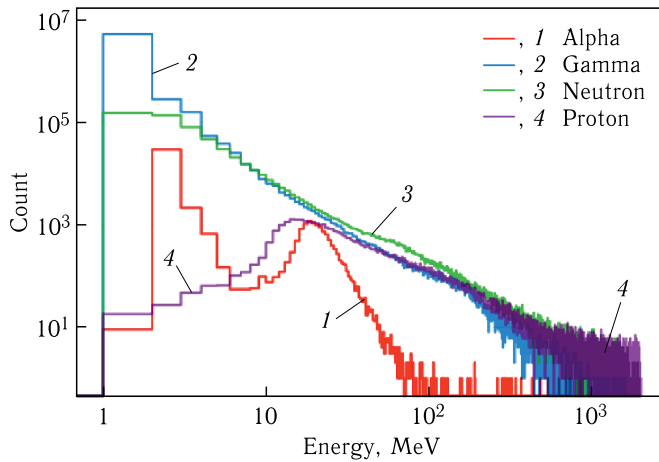


Рис. 4. Энергетические спектры вторичных частиц, испущенных внутри свинцовой вставки

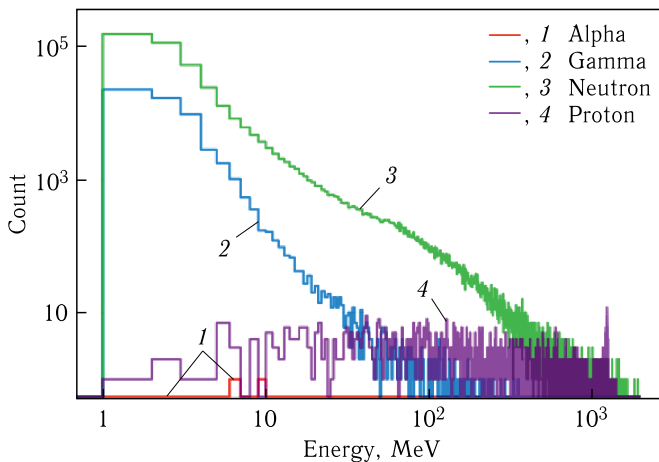


Рис. 5. Энергетические спектры вторичных частиц, вылетающих из свинцовой вставки

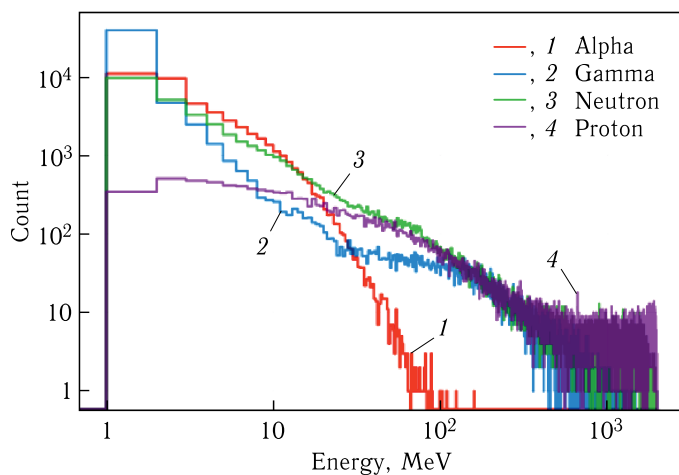


Рис. 6. Энергетические спектры вторичных частиц, испущенных внутри бериллиевой вставки

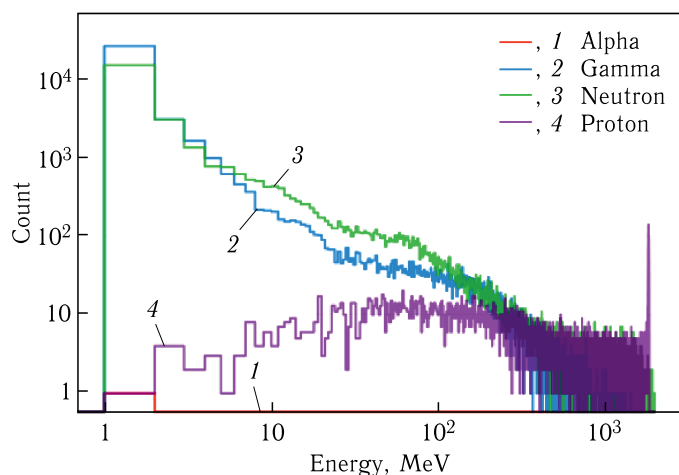


Рис. 7. Энергетические спектры вторичных частиц, вылетающих из бериллиевой вставки

Таблица 2. Образование и выход вторичных частиц из Be- и Pb-вставок в расчете на один протон

Материал вставки	Количество частиц, испущенных внутри вставки / выходящих из вставки			
	α	γ	n	p
Be	4,5950/0,0002	6,2372/4,3485	5,5912/3,9630	4,0138/0,9220
Pb	4,4025/0,0002	601,3480/5,6004	61,9083/42,4793	6,4625/0,1786

заметно выше, что, скорее всего, связано с размножением нейтронов в результате реакций (p, xn) и ($p, fission$) в области высоких энергий. Как известно, барьер деления для свинца — порядка 24 МэВ.

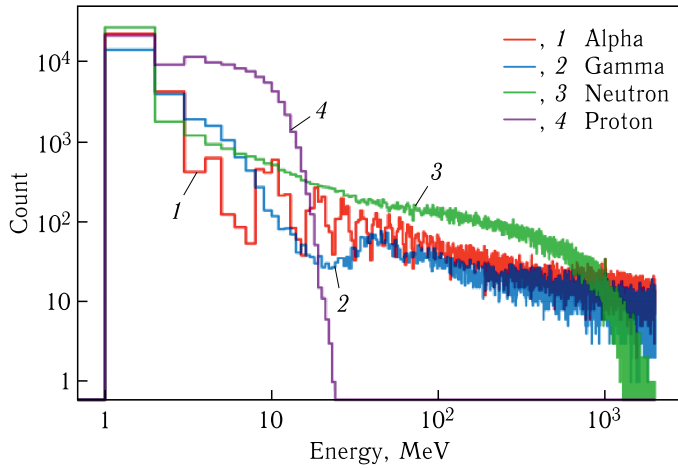


Рис. 8. Распределение количества частиц, образующихся в урановой мишени с бериллиевой вставкой от одного протона с энергией 2 ГэВ

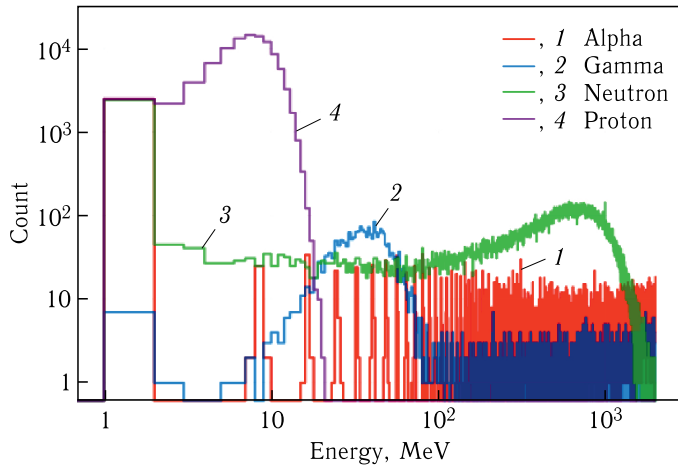


Рис. 9. Распределение количества частиц, образующихся в урановой мишени со свинцовой вставкой от одного протона с энергией 2 ГэВ

На рис. 8 и 9 приведены гистограммы числа вторичных частиц, образующихся в урановой мишени в результате испускания одного протона с энергией 2 ГэВ. Видно, что в рамках одного события в системе может возникать до 20 вторичных протонов, главным образом, в объеме вставки. К моменту полного затухания цепной реакции деления может образовываться от 0 до 2000 нейтронов. В свинцовой вставке наблюдается более интенсивное образование вторичных частиц по сравнению с бериллиевой, поэтому максимумы гистограмм находятся правее.

В табл. 3 приведены результаты расчетов некоторых нейтронно-физических характеристик урановой мишени с бериллиевой и свинцовой вставками при облучении протонами с энергией 2 ГэВ [5] и соответствующие результаты моделирования ме-

Таблица 3. Нейтронно-физические характеристики большой урановой мишени

Характеристики, нормированные на одну частицу источника	Ве-вставка			Pb-вставка		
	Данные [5]	Geant4 FFG	Geant4 Neutron HP	Данные [5]	Geant4 FFG	Geant4 Neutron HP
Эффективный коэффициент размножения на нейтронах с $E < 10,5$ МэВ, $k_{эф}$	0,42	0,6103	0,5442	0,36	0,4918	0,4283
Количество вторичных нейтронов деления в низкоэнергетической области $N_{\nu f}$	33,3	31,8099	25,4788	47,6	62,083	49,8709
Количество реакций $(n, 2n)$ в области низких энергий $N_{n,2n}$	2,47	2,8311	2,31408	1,6	2,668	2,041
Количество реакций захвата низкоэнергетических нейтронов на ядрах всех элементов N_c	54,8	40,9081	36,5566	96,5	103,45	94,7710
Количество низкоэнергетических реакций деления N_f	12,2	10,121	10,0669	17,1	19,659	16,0346
Количество низкоэнергетических реакций деления на ^{238}U N_f^8	9	7,409	5,8010	14,1	16,388	13,0318
Количество неупругих столкновений высокоэнергетических частиц во вставке N_{in}	3,16	2,9735	2,9310	—	8,085	7,9717

тодом Монте-Карло. Данные [5] были получены по коду SONET [7], в котором для описания высокоэнергетической стадии использовались модели межъядерного и внутриядерного каскадов, модели развала для ядер с $A < 20$ и испарения для $A > 20$, модель высокоэнергетического деления Фонга [5–8].

В работах [5, 7–9] не учитывалось достаточно большое количество факторов. Например, пучок протонов считался направленным перпендикулярно к мишени, мишень считалась однородной, не учитывалось расположение измерительного оборудования и др. Кроме того, имеющиеся в то время компьютеры не позволяли получать высокую точность расчетных характеристик [5, 7, 8].

Возможно, что этими причинами обусловлены различия в расчетных характеристиках большой урановой мишени с бериллиевой и свинцовой вставками, полученных по кодам SONET [7] и Geant4. Следует отметить, что модель нейтронных взаимодействий повышенной точности в диапазоне энергий до 20 МэВ [10] дает более близкие к [5] данные, тогда как для бериллиевой мишени их занижает по сравнению с [5].

Расчеты проводились на четырехъядерном процессоре Intel Core i7-6700 с тактовой частотой 3,4 ГГц и 8 Гб оперативной памяти с использованием многопоточного режима. Реальное время счета отдельной задачи составило 20 ч на 100 000 историй. Версия программы — Geant4.10.05.p01. Для построения гистограмм использовалась стандартная физическая модель QGSP_BIC_HP без подключения FFG.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены предварительные результаты исследования нейтронно-физических характеристик подкритической системы, облучаемой пучками заряженных частиц высоких энергий, на примере большой урановой мишени ОИЯИ. В выполненных расчетах не учитывалась реальная геометрия помещения, в котором размещены подкритическая установка и ускоритель.

Получена хорошая сходимость результатов моделирования с имеющимися экспериментальными данными по выходу нейтронов из свинцовой мишени и по их спектральным характеристикам.

Разработана модель большой урановой мишени для расчетов по коду Geant4, и проведено сравнение результатов моделирования с соответствующими расчетами, выполненными ранее при помощи связки двух кодов — SONET и MCNP4A. Есть некоторые расхождения между соответствующими результатами, возможные причины которых обсуждаются в настоящей статье.

Для более полного понимания кинетики подкритической системы планируется модификация модели — повышение детализации геометрии и физической составляющей. Это позволит повысить достоверность выполняемых расчетов и обосновать планируемые экспериментальные исследования на большой урановой мишени в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kiyavitskaya H., Bournos V., Serafimovich I., Routkovskaya C., Fokov Y.* Transmutation of Fission Products and Minor Actinides in a Subcritical Assembly Driven by a Neutron Generator // NATO Advanced Research Workshop: Nuclear Science and Safety in Europe, Yalta, Ukraine, Sept. 10–16, 2005. Physics and Biophysics: Springer Netherlands. Ser. B. 2005. P. 265–274.
2. *Киевицкая А. И.* Нейтронно-физические характеристики подкритических систем: Стенд «ЯЛІНА». Дис. . . д-ра физ.-мат. наук. Защищена 01.12.2017. Минск, 2017. 198 с.
3. *Salvatores M. et al.* Global Physics Approach to Transmutation of Radioactive Nuclei // Nucl. Sci. Technol. 1994. V. 116, No. 1. P. 215–227.
4. *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.
5. *Киевицкая А. И.* Мезокаталитический гибридный реактор. Нейтронно-физические характеристики и энергетический баланс. Дис. . . канд. техн. наук. Защищена 05.12.1991. Минск, 1991. 125 с.
6. *Барашенков В. С., Тонеев В. Д.* Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. 648 с.
7. *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 Applications (99'ADTTA), Praha (Pruhonice), June 7–11, 1999. P. 1–8. MO-O-C12 (CD ROM Edition).
8. *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.

9. Chigrinov S., Kievitskaia A., Petlitskij V. Relevance of Mesocatalytic Hybrid Reactors for Accumulation of Fissile Nuclei and Energy Balance Analysis // Nucl. Fusion. V.33, No.5. 1993. P.815–820.
10. Geant4 Use Cases — Reference Physics Lists. <https://Geant4.web.cern.ch/node/302>. Date of access: 01.07.2019.
11. Wendt B., Burgett E. Development and Integration of a Fission Event Generator into the Geant4 Framework // Student Conf., Pennsylvania, USA, April 3–5, 2014. Amer. Nucl. Soc., 2014.
12. Zucker M. S. et al. Spallation Neutron Production Measurements // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications (ADTTA), Kalmar, Sweden, June 1996. V. 1. P. 527–533.
13. Grudzevich O., Yavshits S. Complete Files of Neutron- and Proton-Induced Nuclear Data to 1 GeV for ^{208}Pb Target // Book of Summaries of the 8th Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, April 22–27, 2007. P. 102.

Получено 30 августа 2019 г.