

достаточной для производства большего количества электроэнергии, чем потребление, был бы нацелен на практические цели изучения комбинации деления и синтеза для энергетики. Такая установка дала бы реальную почву для оценок места термоядерного синтеза в ядерной энергетике, инициированных В.В. Орловым и статьей [1].

Автор признателен В.И. Ильгисонису за инициацию работы и полезные замечания, а также В.В. Орлову за обсуждение вопросов, затронутых в этой статье.

Работа частично поддержана грантом 14.Y26.31.0008 Министерства образования и науки Российской Федерации и грантом US DoE DE-SC0019060.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Orlov V.V., Ponomarev L.I. Nuclear problems of thermonuclear power generation. — Atomic Energy, 2018, v. 124, № 2, p. 129.
2. Bethe H. The fusion hybrid. — Phys. Today, 1979, v. 32, № 5, p. 44—51.
3. McGuire K., Adler H., Alling P. e.a. Review of deuterium-tritium results from the Tokamak Fusion Test Reactor. — Phys. Plasmas, 1995, v. 2, p. 2176. <https://doi.org/10.1063/1.871303>.
4. Strachan J., Adler H., Alling P. e.a. Fusion power production from TFTR plasmas fueled with deuterium and tritium. — Phys. Rev. Lett., 1994, v. 72, № 22, p. 3526.
5. Bell M., McGuire K., Arunasalam V. e.a. Overview of DT results from TFTR. — Nucl. Fus., 1995, v. 35, p. 1429.
6. Keilhacker M., Gibson A., Gormezano C. e.a. High fusion performance from deuterium-tritium plasma in JET. — Ibid., 1999, v. 39, № 1, p. 209—234.
7. JET Team, Physics of high performance JET plasmas in DT. — Ibid., p. 1227.
8. Krasheninikov S.I., Zakharov L.E., Pereverzev G.V. On lithium walls and the performance of magnetic fusion devices. — Phys. Plasmas, 2003, v. 10, № 5, p. 1678.
9. Evtikhin V.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V. e.a. Technological aspects of lithium capillary-pore systems application in tokamak device. — Fus. Engng Des., 2001, v. 56—57, p. 363—367.
10. Шафранов В.Д. Устойчивость гибкого проводника с током в продольном магнитном поле. — В сб.: Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза. М., АН СССР, 1958, т. 1, с. 207—213.
11. Zakharov L.E. On burning plasma low recycling regime with $P_{DT} = 23—26$ MW, $Q_{DT} = 5—7$ in JET-like tokamak. — Nucl. Fus., 2019, v. 59, № 9, p. 096008.
12. Wagner F., Becker G., Behringer K. e.a. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, № 19, p. 1408.
13. Арцимович Л.А., Шафранов В.Д. Токамак с некруглым сечением плазменного витка. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, вып. 1, p. 72; Artsimovich L.A., Shafranov V.D. — JETP Lett., 1972, v. 15, № 1, p. 51.
14. Emmert G., Donhowe J., Mense A. Poloidal divertor for the Wisconsin tokamak reactor design. — J. Nucl. Mater., 1974, v. 53, p. 39—42.
15. McCracken G., Ertents S. Ion burial in the divertor of a fusion reactor. — In: BNES Nuclear Fusion Reactor Conf. at Culham Laboratory, Sept. 1969, paper 4.2.
16. Zakharov L.E., Li J., Wu Y. Fusion-fission research facility (FFRF) as a practical step toward hybrids. — VANT, 2011, v. 34, № 3, p. 27. <http://vant.iterru.ru>.

Поступила в Редакцию 1.11.19

УДК 621.039.58

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ (α, n)-РЕАКЦИИ НА ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Власкин Г.Н., Хомяков Ю.С. (АО «Прорыв», г. Москва)

e-mail: vgn@proryv2020.ru

Радиоактивные материалы являются источниками различного вида ионизирующего излучения, среди которых одним из характерных является нейтронное. Изучение нейтронного излучения вещества важно при решении задач радиационной безопасности, связанных с обращением с радиоактивными материалами [1]. Поэтому для оценки ядерной и радиационной безопасности уточнение характеристик нейтронного излучения радиоактивных материалов заданного состава является первостепенной за-

дачей. Для повышения предсказательной точности и надежности расчетов современным ядерно-физическим данным и расчетным методикам уделяется особое внимание. Спектры нейтронов на объектах топливного цикла варьируются в широком диапазоне энергии и значительно отличаются от спектра градуировочного источника. Создание опорных полей, которые моделируют условия измерений, рассчитываемых с помощью современных программ на основе исходных спектров (α, n)-реакции и спон-

танного деления, является актуальной задачей для градуировочных измерений. В настоящее время существуют апробированные программные комплексы, например, MCNP (США), которые вычисляют разные функционалы, дающие количественные оценки прохождения нейтронного излучения через рассматриваемые среды. В таких расчетах задача корректного описания источников нейтронного излучения является одной из ключевых.

Для разработки методов безопасного обращения со свежим и облученным топливом и другими ядерными материалами, в состав которых могут входить актиноиды и легкие элементы, требуются точные данные о выходе нейтронов и данные об энергетическом спектре нейтронного излучения. Для этого могут быть использованы специальные программы расчетов. Если расчет выхода и спектра нейтронов спонтанного деления при известных ядерных данных не составляет труда, то расчет выхода и спектра (α, n) -нейтронов не очевиден, α -частица, попавшая в среду, теряет энергию на своем пути, главным образом, за счет многократных элементарных актов взаимодействия с электронами атомов среды [2]. В процессе замедления она может вступать в ядерную реакцию с ядрами легких элементов, приводящую к рождению нейтрона. Энергия нейтрона будет определяться энергией, вступающей в реакцию, углом вылета нейтрона по отношению к направлению движения α -частицы и ядерно-физическими характеристиками ядра-мишени.

Поскольку (α, n) -реакция может протекать на всем протяжении ее пробега в среде или, по крайней мере, на части, то энергия α -частиц, вступающих в реакцию, будет распределена в некотором интервале от нуля до начальной. Направления движения (α, n) -нейтронов распределены по всему телесному углу 4π в системе центра масс. Все это приводит к тому, что спектр нейтронов, рождающихся в рассматриваемой среде, является непрерывным. Математически это эквивалентно взаимодействию с толстой мишенью, состоящей как из легких элементов, так и тяжелых, которые испускают α -частицы, но в то же время участвуют в их торможении. В данном подходе толстая мишень означает, что ее размеры превосходят длину

пробега α -частиц, рождающихся в среде. В программе NEDIS2.0 для расчета интенсивности и спектра нейтронов выполняется численное интегрирование вероятности реакции на длине трека α -частицы и по углу вылета нейтронов в системе центра масс [3, 4].

Общее описание программы NEDIS. Программа NEDIS-2.0 предназначена для расчета выхода и спектра нейтронов, образующихся в результате (α, n) -реакции на ядрах легких элементов и нейтронов спонтанного деления. Программа позволяет вычислять указанные характеристики для гомогенной смеси α -испускающих и легких элементов с учетом размера микрочастиц α -излучающих материалов. В расчетах спектров учитывается анизотропия испускания нейтронов в системе центра масс (α, n) -реакции. Сечения (α, n) -реакций, коэффициенты разложения сечений по полиномам Лежандра, тормозные способности α -частиц берутся из баз данных программы, организованных в виде отдельных файлов. В библиотеке программы NEDIS-2.0 содержатся данные о сечениях (α, n) -реакции для нуклидов, указанных в табл. 1 для энергии α -частиц не более 9 МэВ, что позволяет проводить расчеты почти всех природных и наработанных в реакторах α -излучающих нуклидов. Следует отметить, что в библиотеке программы NEDIS-2.0 содержатся не только сечения перечисленных реакций с образованием ядра-продукта в основном и возбужденных состояниях, но и параметры анизотропии углового распределения нейтронов. Характеристики мишеней содержатся в файле данных TARGET.DAT программы NEDIS-2.0. В программе NEDIS-2.0 также имеется информация о 60 α -излучающих нуклидах.

Расчет интенсивности нейтронов (α, n) -реакции. Расчетный нормированный выход нейтронов на одну α -частицу из толстой мишени одноэлементной среды определяется по формуле

$$Q(E_\alpha) = \int_{E_{th}}^{E_\alpha} \frac{\sigma_{tot}(E)}{\epsilon(E)} dE, \quad (1)$$

где E_α — энергия α -частиц в пучке при бомбардировке толстой мишени; E_{th} — энергия порога реакции; $\epsilon(E)$ — атомарная тормозная способ-

Таблица 1. (α, n)-Реакции библиотеки программы NEDIS-2.0

Изотоп	Распространенность, ат. доля, % [5]	Реакция	Энергия реакции, МэВ	Порог реакции для ядра-продукта в основном состоянии, МэВ	Число уровней остаточного ядра реакции	Энергия последнего уровня в расчетах, МэВ
${}^6\text{Li}$	7,59	${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}$	-3,975	6,62	1	0
${}^7\text{Li}$	92,41	${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$	-2,79	4,38	4	2,154
${}^9\text{Be}$	100	${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$	5,702	Без порога	4	9,611
${}^9\text{Be}$	100	${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^3{}^4\text{He}$	-1,573	2,27	—	—
${}^{10}\text{B}$	19,9	${}^{10}\text{B}(\alpha, n){}^{13}\text{N}$	1,06	Без порога	9	8,0
${}^{11}\text{B}$	80,1	${}^{11}\text{B}(\alpha, n){}^{14}\text{N}$	0,158	»	11	7,03
${}^{13}\text{C}$	1,108	${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$	2,216	»	5	7,117
${}^{14}\text{N}$	99,635	${}^{14}\text{N}(\alpha, n){}^{17}\text{F}$	-4,735	6,09	2	0,495
${}^{17}\text{O}$	0,038	${}^{17}\text{O}(\alpha, n){}^{20}\text{Ne}$	0,587	Без порога	7	5,337
${}^{18}\text{O}$	0,205	${}^{18}\text{O}(\alpha, n){}^{21}\text{Ne}$	-0,696	0,851	25	6,75
${}^{19}\text{F}$	100	${}^{19}\text{F}(\alpha, n){}^{22}\text{Na}$	-1,95	2,36	29	5,17
${}^{21}\text{Ne}$	0,27	${}^{21}\text{Ne}(\alpha, n){}^{24}\text{Mg}$	2,555	Без порога	5	5,236
${}^{22}\text{Ne}$	9,25	${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$	-0,478	0,57	9	3,405
${}^{23}\text{Na}$	100	${}^{23}\text{Na}(\alpha, n){}^{26}\text{Al}$	-2,97	3,485	29	4,22
${}^{25}\text{Mg}$	10,00	${}^{25}\text{Mg}(\alpha, n){}^{28}\text{Si}$	2,654	Без порога	29	9,93
${}^{26}\text{Mg}$	11,01	${}^{26}\text{Mg}(\alpha, n){}^{29}\text{Si}$	0,0347	»	26	7,768
${}^{27}\text{Al}$	100	${}^{27}\text{Al}(\alpha, n){}^{30}\text{P}$	-2,636	3,027	20	4,80
${}^{29}\text{Si}$	4,6832	${}^{29}\text{Si}(\alpha, n){}^{32}\text{S}$	-1,525	1,736	10	5,80
${}^{30}\text{Si}$	3,0872	${}^{30}\text{Si}(\alpha, n){}^{33}\text{S}$	-3,492	3,959	11	4,21
${}^{31}\text{P}$	100	${}^{31}\text{P}(\alpha, n){}^{34}\text{Cl}$	-5,648	6,38	1	0
${}^{33}\text{S}$	0,76	${}^{33}\text{S}(\alpha, n){}^{35}\text{Ar}$	-2,00	2,24	2	1,9704
${}^{34}\text{S}$	4,29	${}^{34}\text{S}(\alpha, n){}^{35}\text{Ar}$	-4,63	5,18	1	0
${}^{35}\text{Cl}$	75,78	${}^{35}\text{Cl}(\alpha, n){}^{38}\text{K}$	-5,859	6,53	1	0
${}^{37}\text{Cl}$	24,22	${}^{37}\text{Cl}(\alpha, n){}^{40}\text{K}$	-3,87	4,292	21	3,517
${}^{38}\text{Ar}$	0,0632	${}^{38}\text{Ar}(\alpha, n){}^{41}\text{Ca}$	-5,223	5,773	1	0
${}^{40}\text{Ar}$	99,6	${}^{40}\text{Ar}(\alpha, n){}^{43}\text{Ca}$	-2,278	5,773	15	5,70
${}^{41}\text{K}$	6,73	${}^{41}\text{K}(\alpha, n){}^{44}\text{Sc}$	-3,395	3,727	21	3,10

ность мишени α -частиц энергией E ; $\sigma_{\text{tot}}(E)$ — полное интегральное сечение образования нейтронов при взаимодействии α -частиц энергией E с мишенью. Если сечение в формуле (1) выражать в мб, энергию в МэВ, тормозную способность 10^{-15} эВ·см²/атом, то выход нейтронов будет нормирован на 10^6 α -частиц.

Для произвольного непрерывного спектра α -частиц $I(E_\alpha)$ с максимальной энергией $E_{\alpha, \text{max}}$ интенсивность испускания нейтронов будет определяться выражением

$$Q = \int_0^{E_{\alpha, \text{max}}} I(E_\alpha) \left(\int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right) dE_\alpha. \quad (2)$$

Введем обозначения $P(E_\alpha) = \int_{E_\alpha}^{E_{\alpha, \text{max}}} I(E) dE$.

Отсюда следует $dP(E_\alpha)/dE_\alpha = -I(E_\alpha)$.

Перепишем выражение (2) в виде

$$Q = \int_0^{E_{\alpha, \text{max}}} - \left(\frac{dP(E_\alpha)}{dE_\alpha} \right) \left(\int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right) dE_\alpha. \quad (3)$$

Интегрируя выражение (3) по частям, получаем

$$Q = \int_0^{E_{\alpha, \text{max}}} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{\varepsilon(E_\alpha)} P(E_\alpha) dE_\alpha, \quad (4)$$

где $P(E_\alpha)$ — число α -частиц энергией больше E_α .

Выражение (4) позволяет за один шаг интегрирования рассчитать интенсивность нейтронов для произвольного спектра α -частиц. Для многокомпонентной среды необходимо просуммировать интенсивность испускания нейтронов от всех мишеней, учитывая, что тормозная способность среды определяется правилом аддитивности Брегга и Климана [6].

Методика расчета спектра нейтронов (α, n -реакции). Число нейтронов, вылетающих в заданный телесный угол Ω^* в системе центра масс для отдельного уровня остаточного ядра в (α, n)-реакции на одну α -частицу заданной энергии, определяется по формуле

$$d^2N = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \sigma(E_\alpha, \Omega^*)}{\partial \Omega^*} \right) d\Omega^* dE_\alpha, \quad (5)$$

где ε — атомная тормозная способность среды для α -частиц одноэлементной среды; $\partial \sigma(E_\alpha, \Omega^*)/\partial \Omega^*$ — дифференциальное сечение (α, n)-реакции в системе центра масс отдельного уровня остаточного ядра, которое в разложении по полиномам Лежандра, используемым для описания угловой составляющей сечений ядерных реакций, принимает следующий вид [7]:

$$\frac{\partial \sigma(E_\alpha, \Omega^*)}{\partial \Omega^*} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{4\pi} \left[1 + \sum_l a_l(E_\alpha) P_l(\cos(\theta^*)) \right]. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в формулу (5) и переходя от телесного угла в системе центра масс к энергии нейтрона в лабораторной системе координат, получим

$$d^2N = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{4\pi} \left(1 + \sum_l a_l(E_\alpha) P_l(\cos(\theta^*)) \right) \times J(E_\alpha) dE_n dE_\alpha, \quad (7)$$

при этом $J(E_\alpha) = \partial \Omega^* / \partial E_n = 2\pi d\cos(\theta^*)/dE_n = 4\pi/R(E_\alpha)$.

Энергия нейтронов в лабораторной системе координат связана с $\cos(\theta^*)$ соотношением

$$E_n = \frac{R(E_\alpha)}{4} \left(\gamma(E_\alpha) + \frac{1}{\gamma(E_\alpha)} + 2\cos(\theta^*) \right). \quad (8)$$

Дифференцируя левую и правую части уравнения (7) по энергии нейтрона и интегрируя по энергии α -частицы, тормозящейся в мишени, получим формулу для расчета спектра нейтро-

нов в (α, n)-реакции на толстой одноэлементной мишени:

$$\frac{dN(E_n)}{dE_n} = \int_{X(E_n)}^{Y(E_n)} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{\varepsilon(E_\alpha) R(E_\alpha)} \times \left[1 + \sum_{l=1}^k a_l(E_\alpha) P_l(\cos(\theta^*)) \right] dE_\alpha. \quad (9)$$

Функция $R(E_\alpha) = 4m_n m_\alpha E_\alpha / (m_\alpha + m_r)^2 \gamma(E_\alpha)$ представляет собой интервал энергии ($E_{n,\text{max}} — E_{n,\text{min}}$), в котором рождаются нейтроны для заданной энергии α -частицы. Функция $\gamma(E_\alpha)$ для энергии реакции Q определяется по выражению

$$\gamma(E_\alpha) = \left[\frac{m_n m_\alpha E_\alpha}{m_r (m_r + m_n) Q + m_r (m_r + m_n - m_\alpha) E_\alpha} \right]^{1/2}$$

и равна отношению скорости центра масс в лабораторной системе к скорости нейтрона в системе центра масс.

Пределы интегрирования в выражении (9) выводятся из рассмотрения кинематики ядерной (α, n)-реакции и равны:

верхний предел

$$Y(E_n) = \frac{E_n m_\alpha m_n}{(m_r - m_\alpha)^2} \times \left[1 + \sqrt{1 + \frac{m_r (m_r - m_\alpha)}{m_\alpha m_n} \left(\frac{m_r + m_n}{m_r} - \frac{Q}{E_n} \right)} \right]^2. \quad (10)$$

Если при расчете по формуле (10) $Y(E_n) > E_{\alpha,\text{max}}$, то в качестве верхнего предела принимается значение $Y(E_n) = E_{\alpha,\text{max}}$;

нижний предел

$$X(E_n) = \frac{E_n m_\alpha m_n}{(m_r - m_\alpha)^2} \times \left[1 - \sqrt{1 + \frac{m_r (m_r - m_\alpha)}{m_\alpha m_n} \left(\frac{m_r + m_n}{m_r} - \frac{Q}{E_n} \right)} \right]^2, \quad (11)$$

где E_n — энергия нейтрона; m_n, m_α, m_r — масса нейтрона, α -частицы и остаточного ядра реакции соответственно.

Коэффициенты в разложении дифференциального сечения по полиномам Лежандра, представленные в базе данных программы, определены на основе измерения распределения нейтронов по углу вылета в системе центра масс. В случае изотропного распределения коэффици-

енты $a_l(E_\alpha) = 0$ для $l \geq 1$. При интегрировании по энергии α -частицы коэффициенты $a_l(E_\alpha)$ находят путем линейного интерполирования, $\cos(\theta^*)$ для заданных E_n и E_α рассчитывается по формуле (8). Данные об атомной тормозной способности α -частиц получали с использованием уравнений [8]

$$1/\varepsilon = 1/S_l + 1/S_h,$$

где $S_l = A_1(E_\alpha)^{A_2}$; $S_h = A_3/E \ln[1 + (A_4/E_\alpha) + A_5 E_\alpha]$.

Тормозная способность различных композиционных смесей и соединений определяется по правилу аддитивности Брега и Климана.

Обозначим $f(E_n, E_\alpha) = 1 + \sum_{l=1}^k a_l(E_\alpha) P_l(\cos(\theta^*))$.

При этом $f(E_n, E_\alpha)$ можно рассматривать как поправочный коэффициент, учитывающий анизотропию испускания нейтрона в (α, n) -реакции. В итоге получаем по аналогии с формулой (4) выражение

$$\frac{dN(E_n)}{dE_n} = \int_{X(E_n)}^{Y(E_n)} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{\varepsilon(E_\alpha) R(E_\alpha)} f(E_n, E_\alpha) P(E_\alpha) dE_\alpha.$$

Формула определения спектра нейтронов смеси элементов имеет вид

$$\frac{dN(E_n)}{dE_n} = \sum_{i,j,k} \int_{X_{i,j,k}(E_n)}^{Y_{i,j,k}(E_n)} \times \frac{\sigma_{i,j,k}(E_\alpha) f_{i,j,k}(E_n, E_\alpha) A_{j,k}}{[\varepsilon_k(E_\alpha) + \sum_{\beta=1, \beta \neq k}^L N_\beta \varepsilon_\beta / N_k] R_{j,k}(E_\alpha)} P(E_\alpha) dE_\alpha, \quad (12)$$

где i — возбужденное состояние остаточного ядра; j — изотоп элемента, на котором протекает (α, n) -реакция; k, β, L — элементы и их число в смеси соответственно; N_β, N_k — число атомов соответствующего элемента в единице объема смеси; $A_{j,k}$ — атомная доля изотопа j в природной смеси изотопов элемента [5].

Метод интегрирования уравнения (12) в программе основан на квадратурах Гаусса — Кристоффеля с 20 узлами с заданной точностью вычисления [9].

Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными. Приведем результаты расчета по программе NEDIS-2.0 выхода и спектра нейтронов (α, n) -реакции, которые образуются при взаимодействии пучка

α -частиц энергией 5,5 МэВ, падающих перпендикулярно на толстую пластину из Al_2O_3 [10]. Интенсивность пучка составляет 10^6 α -частиц в 1 с, расчетный выход 0,407, экспериментальный $0,416 \pm 0,031$ на 10^6 α -частиц. Расчетный спектр нейтронов согласуется с экспериментальным. Наблюдаемые расхождения составляют $\sim 10\%$ в области энергии нейтронов $\geq 0,4$ МэВ и находятся в пределах погрешности эксперимента.

Источники нейтронов $^{227}\text{Ac} - ^{13}\text{C}$, $^{244}\text{Cm} - ^{13}\text{C}$ представляют собой смеси углерода и химических соединений α -излучающих нуклидов, при этом (α, n) -реакция возможна только на ^{13}C природной смеси изотопов углерода. В работе приведены результаты измерения двух нейтронных источников $^{227}\text{Ac} - ^{13}\text{C}$ и $^{244}\text{Cm} - ^{13}\text{C}$ на основе (α, n) -реакции. Источники состояли из смеси диоксидов актиния и кюрия с порошком углерода ^{13}C , помещенные в закрытые капсулы [11]. ^{227}Ac находился в равновесии с продуктами распада. Для защиты детектора от фотонного излучения актиния и продуктов распада использовали свинец толщиной 2 см. Характеристики источников приведены в табл. 2.

В результате реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ испускаются не только нейтроны, но и фотоны энергией 6,13 МэВ, снимающие возбуждение со второго энергетического уровня ^{16}O . Выход нейтронов для второго возбужденного уровня остаточного ядра n_2 равен выходу фотонов 6,13 МэВ. В работе [11] измерены интенсивность испускания фотонов энергией 6,13 МэВ и спектры нейтронного излучения, что позволило определить выход нейтронов на основной, первый и второй возбужденные уровни (см. табл. 2).

В расчетном и измеренном спектре $^{227}\text{Ac} - ^{13}\text{C}(\alpha, n)$ источника [11] нейтронов отчетливо видны две группы нейтронов: группа нейтронов с более высокой энергией n_0 связана с выходом на основной уровень ^{16}O и две перекрывающиеся группы n_1 и n_2 с выходом на первые два возбужденных состояния ^{16}O . Экспериментальный спектр нейтронов n_0 группы показывает три пика, вызванные анизотропным угловым распределением нейтронов (α, n) -реакции. Пик при энергии нейтронов $\sim 3,5$ МэВ обусловлен интенсивным выходом нейтронов реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ в обратном направлении движения α -частиц в системе центра масс энергией 2,5—3 МэВ. Расчетный спектр показывает более тонкую струк-

Таблица 2. Характеристики источников, результаты измерений и расчетов выхода нейтронов

Параметр	$^{227}\text{Ac}-^{13}\text{C}$			$^{244}\text{Cm}-^{13}\text{C}$		
$T_{1/2}$, год	22			18		
Энергия, МэВ	5,902, 5,697, 6,550, 6,812, 7,386			5,795		
Активность, 10^9 Бк	1,86			6,6		
Масса ^{13}C , мг	580			200		
Выход нейтронов, с^{-1} :	измеренный	расчетный		измеренный	расчетный	
		$R_{\text{sph}} = 0$	$R_{\text{sph}} = 1$ мкм		$R_{\text{sph}} = 0$	$R_{\text{sph}} = 12,8$ мкм
	total	$1,95 \cdot 10^5$	$2,14 \cdot 10^5$	$4,38 \cdot 10^4$	$1,08 \cdot 10^5$	$4,39 \cdot 10^4$
	n_0	$1,08 \cdot 10^5$	$1,03 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	$5,89 \cdot 10^4$	$1,80 \cdot 10^4$
	$n_1 + n_2$	$8,7 \cdot 10^4$	$8,85 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^4$	$2,54 \cdot 10^4$	$0,18 \cdot 10^4$
	$\gamma_{6,13} = n_2$	$1,74 \cdot 10^4$	$2,42 \cdot 10^4$	$0,042 \cdot 10^4$	$0,68 \cdot 10^4$	$0,037 \cdot 10^4$
	$\gamma_{6,13}/(n_0 + n_1 + n_2)$	0,09	0,11	0,02	0,08	0,018
	спонтанное деление	—	—	$2,4 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$
	$\gamma_{6,13}/(\text{tot})$	0,09	0,11	0,0096	0,06	0,0084

туру распределения нейтронов и в целом согласуется с экспериментом.

Расхождения связаны с тем, что измерения дают представление о спектре нейтронов, которые покидают капсулу, содержащую радиоактивные материалы и углерод, расчет дает представление о спектре рождающихся нейтронов, т.е. первичном спектре ядерной реакции. Расчетный выход нейтронов и спектр с использованием программы NEDIS-2.0 показывают удовлетворительное согласие с измеренным при радиусе микрочастиц $\text{AsO}_2 \sim 1$ мкм.

При сравнении расчетного и измеренного [11] спектров источника на основе $^{244}\text{Cm}-^{13}\text{C}(\alpha, n)$ две нейтронные группы снова разделяются, их интенсивность приведена в табл. 2. Источник испускает не только (α, n) -нейтроны, но и нейтроны спонтанного деления, расчетный выход которых составляет чуть более половины суммарного. В работе [11] отмечается, что измеренный суммарный выход нейтронов намного ниже ожидаемого расчетного, что указывает на то, что α -частицы теряют часть своей энергии в диоксиде кюрия, прежде чем вступают во взаи-

модействие с ^{13}C . Из расчетов по программе NEDIS-2.0 оценочный радиус микрочастиц CmO_2 составляет 12,8 мкм. Приведенный в табл. 2 расчетный и измеренный выход нейтронов и фотонов энергией 6,13 МэВ показывает удовлетворительное согласие. Сравнение расчета с экспериментом указывает на степень влияния различных факторов на выход и спектр нейтронов (угловая анизотропия испускания нейтронов, размеры микрочастиц α -излучающих нуклидов). Можно отметить удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных спектров нейтронов.

Диоксид плутония в боросиликатном стекле. Он является источником (α, n) -нейтронов при взаимодействии α -частиц с бором. Полный выход нейтронов из трех образцов боросиликатного стекла с растворенным в нем диоксидом плутония (содержание ^{238}Pu в плутонии $\sim 90\%$) [12] в сравнении с расчетным по программам NEDIS-2.0 и ORIGEN-S [13, 14] приведен в табл. 3. В работе [12] отмечается, что погрешность определения содержания плутония в стекле составляет $\sim 5\%$, измеренный выход

Таблица 3. Измеренный и расчетный выход нейтронов из образцов стекла с плутонием, с^{-1}

^{238}Pu	Масса ^{238}Pu , г	Измерение	Расчет		Расхождение, %	
			ORIGEN	NEDIS	ORIGEN	NEDIS
Образец:						
1	10,8	4810	5571	5682	16	18
2	1,03	473	532	542	12	14
3	0,364	170	189	192	11	13

нейтронов, возможно, занижен на 10% за счет калибровки с использованием нейтронного источника на основе ^{252}Cf , спектр которого отличается от (α, n) -спектра нейтронов образцов боросиликатного стекла. Кроме того, при растворении диоксида плутония в стекле размеры микрочастиц PuO_2 могут колебаться от 0,1 до 5 мкм. Программа NEDIS-2.0 позволяет учесть размер микрочастиц α -излучающих нуклидов или распределение по размеру. Если предположить, что диаметр микрочастиц равен 1,5 мкм, то расчетный выход 4970, 474, 168 согласуется с измеренным в пределах 3%. Таким образом, можно считать, что расчетные значения находятся в удовлетворительном согласии с измеренными. Основной вклад в нейтронное излучение вносят бор, натрий и литий. Оценки вклада (α, n) -реакции в выход нейтронов из высокоактивных остеклованных отходов также были выполнены в работах [15, 16]. В них, в частности, отмечается, что нейтронное излучение, в основном, обусловлено (α, n) -реакцией взаимодействия α -частиц актиноидов с бором в составе боросиликатного стекла, где его содержание составляет ~10%. Можно отметить удовлетворительное согласие расчетного и измеренного выхода и спектра нейтронов.

Заключение. Компиляции и оценки выхода нейтронов в широком диапазоне энергии α -час-

тиц и элементов были выполнены в 1977, 1989 и 2014 гг. [17—19]. Работ, посвященных сбору и анализу данных о спектрах (α, n) -нейтронов на толстых мишенях мало, исключение составляет экспериментальная работа [10], в которой получены табулированные данные о спектре (α, n) -нейтронов на ускорителе α -частиц с перенастраиваемой энергией в диапазоне 4—5,5 МэВ на мишенях C, Mg, Al, Si, BN, CaF_2 , Al_2O_3 , SiO_2 и UO_2 . Также можно отметить работу [20], в которой приведены табулированные спектральные данные для нейтронных источников на основе Pu—Be, Am—B, и работу [21] с графическим представлением спектров нейтронных источников на основе Pu—Be, Pu—F, Am—B, Am—Li и Po—Li, предназначенных, в первую очередь, для калибровки детекторов нейтронов. В настоящей работе впервые представлены расчетные спектры (α, n) -нейтронов в широком диапазоне легких элементов от Li до K для наиболее характерных α -излучающих актиноидов топливного цикла ^{234}U , ^{239}Pu , ^{241}Am . Спектры можно использовать в качестве исходных в транспортных расчетах, например, с использованием программ MCNP и SERPENT [22] при формировании опорных нейтронных полей для тестирования детекторов радиационного контроля (см. приложение).

Приложение

Табулированные и нормированные на 1 спектры нейтронов реакции (α, n)

Т а б л и ц а 1. ^{234}U и легкие элементы

E_n , МэВ	Be	Mg	Ne	C	B	O	S	Si	Ar	F
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	0	0	0	—	0	0	0	0	0	0
0,1	0,019	0,060	0,270	—	0,006	0,023	0,911	0,145	0,535	0,071
0,2	0,020	0,107	0,304	—	0,015	0,045	0,819	0,392	0,652	0,144
0,3	0,028	0,138	0,329	—	0,027	0,056	0,417	0,646	0,663	0,190
0,4	0,044	0,134	0,380	—	0,041	0,065	0,074	0,860	0,634	0,217
0,5	0,062	0,117	0,416	—	0,052	0,067	0,012	0,979	0,605	0,258
0,6	0,079	0,113	0,414	—	0,065	0,073	0,023	0,826	0,588	0,337
0,7	0,077	0,119	0,386	—	0,076	0,090	0,049	0,607	0,582	0,423
0,8	0,073	0,131	0,341	—	0,079	0,110	0,090	0,366	0,583	0,517
0,9	0,074	0,143	0,300	—	0,082	0,128	0,139	0,098	0,587	0,609
1,0	0,077	0,157	0,266	—	0,087	0,146	0,190	0,021	0,586	0,657
1,1	0,078	0,173	0,247	—	0,094	0,160	0,244	0,029	0,579	0,697
1,2	0,078	0,197	0,241	—	0,116	0,171	0,298	0,041	0,560	0,754

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1,3	0,073	0,230	0,240	—	0,129	0,182	0,357	0,060	0,533	0,817
1,4	0,065	0,271	0,248	—	0,131	0,198	0,424	0,087	0,501	0,848
1,5	0,056	0,323	0,253	—	0,129	0,223	0,502	0,122	0,440	0,739
1,6	0,048	0,372	0,252	—	0,128	0,242	0,591	0,171	0,367	0,628
1,7	0,046	0,385	0,252	—	0,126	0,279	0,691	0,236	0,306	0,497
1,8	0,063	0,362	0,254	—	0,126	0,344	0,785	0,320	0,237	0,378
1,9	0,083	0,333	0,258	—	0,133	0,402	0,802	0,406	0,163	0,317
2,0	0,092	0,303	0,264	—	0,163	0,473	0,705	0,468	0,116	0,275
2,1	0,096	0,278	0,271	—	0,214	0,552	0,598	0,508	0,077	0,241
2,2	0,101	0,255	0,278	—	0,279	0,597	0,481	0,547	0,036	0,204
2,3	0,106	0,220	0,281	—	0,357	0,623	0,353	0,498	0,003	0,141
2,4	0,113	0,174	0,283	—	0,440	0,619	0,216	0,439	0	0
2,5	0,122	0,133	0,290	0,001	0,471	0,569	0,078	0,367	—	—
2,6	0,140	0,119	0,299	0,005	0,488	0,521	0	0	—	—
2,7	0,167	0,119	0,306	0,005	0,501	0,479	E_n , МэВ	Li	E_n , МэВ	Cl
2,8	0,193	0,115	0,302	0,007	0,508	0,437				
2,9	0,222	0,108	0,276	0,017	0,508	0,400	0	0	0	0
3,0	0,233	0,101	0,243	0,060	0,501	0,368	0,1	1,730	0,100	0,966
3,1	0,210	0,094	0,215	0,146	0,487	0,336	0,2	1,830	0,200	2,080
3,2	0,187	0,097	0,191	0,246	0,467	0,294	0,3	1,830	0,300	3,310
3,3	0,170	0,114	0,167	0,344	0,441	0,239	0,4	1,680	0,400	2,390
3,4	0,158	0,134	0,143	0,417	0,409	0,177	0,5	1,370	0,500	0,990
3,5	0,151	0,146	0,120	0,458	0,373	0,130	0,6	0,908	0,600	0
3,6	0,147	0,150	0,101	0,593	0,334	0,087	0,7	0,360	—	—
3,7	0,145	0,157	0,080	0,588	0,294	0,045	0,8	0	—	—
3,8	0,144	0,170	0,057	0,427	0,255	0,0064	—	—	E_n , МэВ	K
3,9	0,142	0,191	0,034	0,369	0,219	0,0059	—	—		
4,0	0,142	0,219	0,016	0,375	0,185	0,0055	Продолжение Be		0	0
4,1	0,142	0,242	0,0051	0,397	0,151	0,0050			0,1	1,700
4,2	0,142	0,246	0,0059	0,481	0,118	0,0044	E_n , МэВ	Be	0,2	1,720
4,3	0,143	0,230	0,0061	0,483	0,084	0,0038	7,4	0,119	0,3	1,360
4,4	0,145	0,203	0,0060	0,492	0,052	0,0032	7,5	0,128	0,4	1,110
4,5	0,149	0,180	0,0059	0,371	0,024	0,0028	7,6	0,134	0,5	0,991
4,6	0,154	0,164	0,0057	0,284	0,007	0,0024	7,7	0,136	0,6	0,858
4,7	0,161	0,155	0,0055	0,284	0,006	0,0020	7,8	0,136	0,7	0,771
4,8	0,170	0,147	0,0054	0,297	0,006	0,0016	7,9	0,133	0,8	0,586
4,9	0,178	0,138	0,0052	0,304	0,005	0,0013	8,0	0,128	0,9	0,369
5,0	0,177	0,125	0,0050	0,303	0,004	0,0008	8,1	0,119	1,0	0,226
5,1	0,167	0,108	0,0048	0,342	0,004	0,0003	8,2	0,104	1,1	0,063
5,2	0,156	0,085	0,0045	0,344	0,003	0	8,3	0,086	1,2	0
5,3	0,140	0,060	0,0042	0,318	0,002	—	8,4	0,071	E_n , МэВ	Al
5,4	0,115	0,039	0,0039	0,226	0,001	—	8,5	0,060		
5,5	0,085	0,029	0,0034	0,122	$1,7 \cdot 10^{-4}$	—	8,6	0,050	0	0
5,6	0,059	0,033	0,0027	0,082	0	—	8,7	0,041	0,1	0,108
5,7	0,043	0,041	0,0020	0,078	E_n , МэВ	Na	8,8	0,033	0,2	0,175
5,8	0,034	0,045	0,0015	0,071			8,9	0,028	0,3	0,318
5,9	0,033	0,046	0,0013	0,075	0	0	9,0	0,025	0,4	0,486

Окончание табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
6,0	0,037	0,045	0,0012	0,082	0,1	0,391	9,1	0,025	0,5	0,662
6,1	0,051	0,044	0,0012	0,087	0,2	0,829	9,2	0,027	0,6	0,756
6,2	0,084	0,043	0,0011	0,075	0,3	1,140	9,3	0,033	0,7	0,760
6,3	0,116	0,042	0,0011	0,085	0,4	1,300	9,4	0,039	0,8	0,729
6,4	0,140	0,040	0,0010	0,097	0,5	1,370	9,5	0,044	0,9	0,704
6,5	0,139	0,038	0,0009	0,073	0,6	1,270	9,6	0,045	1,0	0,693
6,6	0,115	0,036	0,0008	0,081	0,7	1,150	9,7	0,042	1,1	0,777
6,7	0,100	0,034	0,0007	0,032	0,8	0,932	9,8	0,039	1,2	0,794
6,8	0,092	0,031	0,0006	0	0,9	0,645	9,9	0,033	1,3	0,748
6,9	0,089	0,026	0,0005	—	1,0	0,426	10,0	0,027	1,4	0,707
7,0	0,091	0,020	0,0003	—	1,1	0,257	10,1	0,020	1,5	0,643
7,1	0,095	0,013	0,0002	—	1,2	0,171	10,2	0,012	1,6	0,529
7,2	0,102	0,006	$0,2 \cdot 10^{-4}$	—	1,3	0,079	10,3	0,005	1,7	0,312
7,3	0,110	0,001	0	—	1,4	0,116	10,4	0	1,8	0,066
7,4	0,119	0	—	—	1,5	0	—	—	1,9	0

Т а б л и ц а 2. ^{239}Pu и легкие элементы

E_n , МэВ	Be	Mg	Ne	C	B	O	Si	S	F	Ar
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	0,065	0,087	0,208	0,243	0,005	0,02	0,085	0,453	0,116	0,775
0,2	0,059	0,121	0,279	0,169	0,012	0,044	0,197	0,553	0,185	1,13
0,3	0,06	0,132	0,315	0,053	0,021	0,066	0,351	0,657	0,216	0,935
0,4	0,068	0,137	0,323	0	0,033	0,082	0,563	0,749	0,233	0,64
0,5	0,078	0,15	0,334	0	0,045	0,084	0,807	0,655	0,249	0,502
0,6	0,092	0,157	0,349	0	0,057	0,086	0,952	0,458	0,282	0,482
0,7	0,099	0,156	0,366	0	0,068	0,096	0,976	0,264	0,34	0,462
0,8	0,096	0,152	0,375	0	0,079	0,104	0,87	0,101	0,418	0,453
0,9	0,086	0,151	0,369	0	0,088	0,11	0,642	0,068	0,492	0,437
1	0,079	0,152	0,353	0	0,092	0,122	0,411	0,094	0,549	0,429
1,1	0,073	0,15	0,331	0	0,098	0,136	0,252	0,12	0,606	0,426
1,2	0,069	0,159	0,309	0	0,113	0,15	0,133	0,147	0,661	0,417
1,3	0,066	0,18	0,289	0	0,124	0,161	0,041	0,175	0,702	0,404
1,4	0,063	0,212	0,267	0	0,126	0,173	0,038	0,208	0,735	0,393
1,5	0,06	0,252	0,251	0	0,125	0,192	0,054	0,247	0,709	0,375
1,6	0,056	0,284	0,247	0	0,122	0,208	0,076	0,291	0,668	0,341
1,7	0,056	0,305	0,247	0	0,12	0,236	0,105	0,34	0,593	0,306
1,8	0,066	0,33	0,249	0	0,118	0,284	0,142	0,393	0,494	0,268
1,9	0,081	0,352	0,253	0	0,122	0,329	0,18	0,45	0,412	0,226
2	0,087	0,352	0,258	0	0,143	0,377	0,207	0,508	0,338	0,179
2,1	0,091	0,333	0,264	0	0,178	0,438	0,227	0,562	0,274	0,134
2,2	0,093	0,309	0,268	0	0,224	0,498	0,261	0,558	0,231	0,096
2,3	0,092	0,275	0,265	0	0,279	0,542	0,297	0,495	0,185	0,062
2,4	0,089	0,246	0,262	0,00012	0,342	0,553	0,33	0,427	0,127	0,039
2,5	0,091	0,228	0,264	0,001	0,408	0,545	0,333	0,355	0,086	0,021
2,6	0,104	0,21	0,263	0,0024	0,471	0,536	0,298	0,278	0,055	0,008

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
2,7	0,123	0,178	0,256	0,004	0,503	0,508	0,263	0,197	0,03	0
2,8	0,144	0,143	0,251	0,005	0,51	0,457	0,236	0,111	0,008	—
2,9	0,171	0,114	0,245	0,014	0,504	0,415	0,212	0,027	0	—
3	0,204	0,106	0,237	0,045	0,489	0,383	0,178	0	E_n , МэВ	Cl
3,1	0,222	0,102	0,225	0,103	0,468	0,356	0,136	—		
3,2	0,211	0,103	0,199	0,174	0,441	0,327	0,093	—		
3,3	0,19	0,111	0,174	0,244	0,411	0,294	0,046	—	0,1	0,16
3,4	0,174	0,113	0,149	0,296	0,379	0,257	0,002	—	0,2	0,36
3,5	0,164	0,109	0,13	0,327	0,347	0,22	0	—	0,3	0,783
3,6	0,158	0,107	0,112	0,39	0,316	0,181	E_n , МэВ	Li	0,4	1,4
3,7	0,154	0,109	0,093	0,415	0,287	0,139			0,5	2,01
3,8	0,152	0,118	0,074	0,303	0,26	0,102			0,6	2,22
3,9	0,15	0,13	0,057	0,262	0,236	0,078	0,1	1,55	0,7	1,67
4	0,149	0,146	0,046	0,259	0,216	0,053	0,2	1,4	0,8	1,03
4,1	0,149	0,161	0,036	0,29	0,195	0,024	0,3	1,28	0,9	0,373
4,2	0,148	0,173	0,027	0,335	0,174	0,005	0,4	1,18	1	0
4,3	0,149	0,181	0,017	0,356	0,153	0,004	0,5	1,06	E_n , МэВ	K
4,4	0,15	0,185	0,009	0,399	0,131	0,004	0,6	0,937		
4,5	0,153	0,18	0,005	0,386	0,113	0,003	0,7	0,789	0	0
4,6	0,156	0,172	0,005	0,355	0,095	0,003	0,8	0,622	0,1	1,21
4,7	0,162	0,163	0,005	0,31	0,073	0,003	0,9	0,46	0,2	1,42
4,8	0,169	0,152	0,005	0,296	0,045	0,003	1	0,299	0,3	1,13
4,9	0,175	0,141	0,005	0,288	0,015	0,002	1,1	0,131	0,4	1,02
5	0,176	0,13	0,005	0,286	0,006	0,002	1,2	0	0,5	1
5,1	0,171	0,12	0,005	0,312	0,005	0,002	Продолжение Be		0,6	0,909
5,2	0,167	0,106	0,005	0,319	0,004	0,002			0,7	0,728
5,3	0,159	0,092	0,004	0,301	0,004	0,001	E_n , МэВ	Be	0,8	0,607
5,4	0,148	0,079	0,004	0,247	0,003	0,001	8,1	0,098	0,9	0,502
5,5	0,136	0,069	0,004	0,179	0,002	0	8,2	0,086	1	0,448
5,6	0,13	0,059	0,004	0,147	0,002	0	8,3	0,073	1,1	0,382
5,7	0,125	0,048	0,003	0,14	0,001	—	8,4	0,061	1,2	0,249
5,8	0,106	0,038	0,003	0,132	0	—	8,5	0,052	1,3	0,165
5,9	0,079	0,034	0,002	0,126	0	—	8,6	0,043	1,4	0,096
6	0,049	0,037	0,002	0,123	E_n , МэВ	Al	8,7	0,036	1,5	0,015
6,1	0,04	0,039	0,001	0,118			8,8	0,029	1,6	0
6,2	0,062	0,039	0,001	0,11			8,9	0,024	E_n , МэВ	Na
6,3	0,086	0,038	0,001	0,115	0,1	0,282	9	0,022		
6,4	0,104	0,037	0,001	0,118	0,2	0,486	9,1	0,021		
6,5	0,11	0,036	0,001	0,125	0,3	0,512	9,2	0,023	0,1	0,364
6,6	0,105	0,034	0,001	0,143	0,4	0,47	9,3	0,027	0,2	0,726
6,7	0,092	0,033	0,001	0,133	0,5	0,425	9,4	0,033	0,3	0,851
6,8	0,079	0,031	0,001	0,144	0,6	0,428	9,5	0,038	0,4	0,935
6,9	0,073	0,029	0,001	0,166	0,7	0,515	9,6	0,039	0,5	1,01
7	0,072	0,025	0,001	0,123	0,8	0,613	9,7	0,04	0,6	0,986
7,1	0,074	0,021	0,001	0,03	0,9	0,636	9,8	0,039	0,7	1,01
7,2	0,079	0,017	0	0	1	0,63	9,9	0,037	0,8	0,936
7,3	0,085	0,014	0	—	1,1	0,629	10	0,035	0,9	0,833

Окончание табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
7,4	0,093	0,011	0	—	1,2	0,622	10,1	0,031	1	0,699
7,5	0,1	0,007	0	—	1,3	0,602	10,2	0,027	1,1	0,513
7,6	0,106	0,003	0	—	1,4	0,585	10,3	0,02	1,2	0,415
7,7	0,109	$0,3 \cdot 10^{-6}$	—	—	1,5	0,564	10,4	0,014	1,3	0,268
7,8	0,11	0	—	—	1,6	0,55	10,5	0,008	1,4	0,177
7,9	0,108	—	—	—	1,7	0,488	10,6	0,004	1,5	0,129
8	0,105	—	—	—	1,8	0,385	10,7	0,001	1,6	0,088
—	—	—	—	—	1,9	0,283	10,8	0	1,7	0,038
—	—	—	—	—	2	0,188	—	—	1,8	0
—	—	—	—	—	2,1	0,087	—	—	—	—
—	—	—	—	—	2,2	0,003	—	—	—	—
—	—	—	—	—	2,3	0	—	—	—	—

Т а б л и ц а 3. ^{241}Am и легкие элементы

E_n , МэВ	Be	Mg	Ne	C	B	O	Si	S	F	Ar
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	0,094	0,060	0,148	0,509	0,011	0,020	0,055	1,840	0,101	0,514
0,2	0,104	0,117	0,200	0,458	0,015	0,044	0,159	1,950	0,181	0,795
0,3	0,104	0,165	0,240	0,368	0,022	0,066	0,294	1,190	0,234	0,910
0,4	0,108	0,179	0,276	0,285	0,031	0,082	0,431	0,366	0,255	0,966
0,5	0,114	0,179	0,298	0,208	0,040	0,084	0,572	0,291	0,266	0,899
0,6	0,122	0,171	0,310	0,106	0,051	0,086	0,704	0,339	0,294	0,730
0,7	0,122	0,166	0,324	0,029	0,062	0,096	0,807	0,353	0,335	0,537
0,8	0,112	0,161	0,342	0	0,072	0,104	0,844	0,290	0,383	0,410
0,9	0,099	0,156	0,360	0	0,082	0,110	0,770	0,223	0,413	0,373
1,0	0,085	0,152	0,366	0	0,091	0,122	0,698	0,151	0,459	0,361
1,1	0,079	0,156	0,357	0	0,099	0,136	0,550	0,079	0,517	0,349
1,2	0,074	0,165	0,346	0	0,111	0,150	0,393	0,048	0,574	0,332
1,3	0,069	0,174	0,332	0	0,120	0,161	0,253	0,056	0,630	0,323
1,4	0,062	0,182	0,319	0	0,123	0,173	0,165	0,067	0,675	0,314
1,5	0,055	0,198	0,307	0	0,122	0,192	0,122	0,079	0,654	0,295
1,6	0,049	0,222	0,294	0	0,120	0,208	0,074	0,093	0,617	0,277
1,7	0,050	0,248	0,274	0	0,118	0,236	0,064	0,109	0,575	0,263
1,8	0,061	0,276	0,257	0	0,116	0,284	0,086	0,126	0,524	0,245
1,9	0,072	0,292	0,255	0	0,120	0,329	0,109	0,145	0,469	0,219
2,0	0,079	0,302	0,252	0	0,136	0,377	0,126	0,163	0,405	0,189
2,1	0,084	0,318	0,253	0	0,164	0,438	0,139	0,182	0,350	0,161
2,2	0,087	0,328	0,258	0	0,200	0,498	0,159	0,201	0,299	0,137
2,3	0,088	0,312	0,263	0	0,246	0,542	0,181	0,219	0,240	0,111
2,4	0,088	0,294	0,266	0	0,298	0,553	0,202	0,232	0,170	0,082
2,5	0,088	0,277	0,265	0,001	0,349	0,545	0,221	0,211	0,117	0,058
2,6	0,092	0,257	0,257	0,002	0,407	0,536	0,238	0,187	0,084	0,039
2,7	0,101	0,234	0,249	0,003	0,467	0,508	0,248	0,160	0,066	0,029
2,8	0,113	0,216	0,244	0,004	0,496	0,457	0,241	0,133	0,050	0,021
2,9	0,134	0,199	0,231	0,010	0,492	0,415	0,227	0,104	0,034	0,011
3,0	0,161	0,174	0,217	0,031	0,476	0,383	0,206	0,075	0,019	0,001
3,1	0,187	0,141	0,204	0,070	0,453	0,356	0,181	0,045	0,006	0
3,2	0,200	0,114	0,196	0,117	0,426	0,327	0,154	0,016	0	—
3,3	0,196	0,109	0,186	0,171	0,396	0,294	0,126	0		

Продолжение табл. 3

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
3,4	0,183	0,110	0,169	0,196	0,365	0,257	0,097	—	E_n , МэВ	Cl
3,5	0,172	0,108	0,148	0,213	0,335	0,220	0,067	—	0	0
3,6	0,165	0,106	0,127	0,274	0,307	0,181	0,037	—	0,1	0,413
3,7	0,160	0,105	0,105	0,263	0,281	0,139	0,007	—	0,2	0,544
3,8	0,156	0,103	0,087	0,210	0,259	0,102	0	—	0,3	0,537
3,9	0,153	0,102	0,073	0,177	0,241	0,078			0,4	0,635
4,0	0,152	0,105	0,061	0,180	0,226	0,053	E_n , МэВ	K	0,5	0,875
4,1	0,150	0,112	0,050	0,187	0,212	0,024	0	0	0,6	1,150
4,2	0,149	0,118	0,041	0,216	0,197	0,0046	0,1	0,847	0,7	1,370
4,3	0,149	0,125	0,035	0,232	0,181	0,0041	0,2	0,935	0,8	1,460
4,4	0,149	0,128	0,028	0,256	0,166	0,0036	0,3	0,990	0,9	1,260
4,5	0,150	0,133	0,022	0,250	0,153	0,0033	0,4	0,997	1,0	0,915
4,6	0,153	0,143	0,015	0,288	0,139	0,0030	0,5	0,950	1,1	0,572
4,7	0,157	0,151	$8,6 \cdot 10^{-3}$	0,336	0,122	0,0028	0,6	0,852	1,2	0,243
4,8	0,163	0,145	$4,8 \cdot 10^{-3}$	0,317	0,099	0,0026	0,7	0,759	1,3	0
4,9	0,168	0,138	$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,287	0,073	0,0024	0,8	0,696	E_n , МэВ	Li
5,0	0,169	0,130	$4,6 \cdot 10^{-3}$	0,265	0,050	0,0022	0,9	0,615	0	0
5,1	0,166	0,121	$4,5 \cdot 10^{-3}$	0,270	0,029	0,0019	1,0	0,513	0,1	1,110
5,2	0,164	0,110	$4,4 \cdot 10^{-3}$	0,268	0,011	0,0016	1,1	0,431	0,2	1,250
5,3	0,160	0,097	$4,3 \cdot 10^{-3}$	0,258	0,005	0,0012	1,2	0,358	0,3	1,140
5,4	0,153	0,088	$4,1 \cdot 10^{-3}$	0,216	0,004	$7 \cdot 10^{-4}$	1,3	0,307	0,4	1,050
5,5	0,148	0,082	$3,9 \cdot 10^{-3}$	0,169	0,004	$0,3 \cdot 10^{-4}$	1,4	0,251	0,5	0,958
5,6	0,146	0,076	$3,8 \cdot 10^{-3}$	0,150	0,003	0	1,5	0,172	0,6	0,869
5,7	0,148	0,068	$3,6 \cdot 10^{-3}$	0,143	0,002	—	1,6	0,105	0,7	0,770
5,8	0,139	0,062	$3,4 \cdot 10^{-3}$	0,133	0,002	—	1,7	0,065	0,8	0,666
5,9	0,125	0,055	$3,1 \cdot 10^{-3}$	0,125	0,001	—	1,8	0,020	0,9	0,570
6,0	0,109	0,047	$2,8 \cdot 10^{-3}$	0,119	0,001	—	1,9	0	1,0	0,482
6,1	0,095	0,038	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,111	0	—			1,1	0,391
6,2	0,090	0,032	$2,1 \cdot 10^{-3}$	0,100	0	—	E_n , МэВ	Al	1,2	0,294
6,3	0,084	0,032	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,102			0	0	1,3	0,198
6,4	0,083	0,032	$1,3 \cdot 10^{-3}$	0,109	E_n , МэВ	Na	0,1	0,190	1,4	0,100
6,5	0,086	0,031	$1,0 \cdot 10^{-3}$	0,108	0	0	0,2	0,293	1,5	0,005
6,6	0,084	0,031	$9,0 \cdot 10^{-4}$	0,134	0,1	0,208	0,3	0,386	1,6	0
6,7	0,077	0,030	$8,7 \cdot 10^{-4}$	0,126	0,2	0,433	0,4	0,482		
6,8	0,067	0,029	$8,2 \cdot 10^{-4}$	0,142	0,3	0,596	0,5	0,516	Продолжение Be	
6,9	0,061	0,027	$7,6 \cdot 10^{-4}$	0,170	0,4	0,707	0,6	0,488	E_n , МэВ	Be
7,0	0,060	0,025	$7,0 \cdot 10^{-4}$	0,162	0,5	0,746	0,7	0,461	9,1	0,018
7,1	0,061	0,022	$6,3 \cdot 10^{-4}$	0,117	0,6	0,738	0,8	0,438	9,2	0,020
7,2	0,064	0,020	$5,6 \cdot 10^{-4}$	0,094	0,7	0,747	0,9	0,438	9,3	0,023
7,3	0,069	0,018	$4,9 \cdot 10^{-4}$	0,057	0,8	0,776	1,0	0,486	9,4	0,028
7,4	0,076	0,016	$4,1 \cdot 10^{-4}$	0,030	0,9	0,757	1,1	0,534	9,5	0,032
7,5	0,082	0,013	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0	1,0	0,710	1,2	0,534	9,6	0,034
7,6	0,086	0,011	$2,5 \cdot 10^{-4}$	—	1,10	0,668	1,3	0,525	9,7	0,035
7,7	0,089	0,009	$1,7 \cdot 10^{-4}$	—	1,2	0,658	1,4	0,518	9,8	0,035
7,8	0,090	0,006	$8,0 \cdot 10^{-5}$	—	1,3	0,600	1,5	0,522	9,9	0,035
7,9	0,089	0,004	0	—	1,4	0,491	1,6	0,534	10,0	0,034
8,0	0,086	0,001	—	—	1,5	0,388	1,7	0,487	10,1	0,033
8,1	0,081	0	—	—	1,6	0,270	1,8	0,417	10,2	0,031
8,2	0,072	—	—	—	1,7	0,188	1,9	0,386	10,3	0,028
8,3	0,061	—	—	—	1,8	0,140	2,0	0,366	10,4	0,024
8,4	0,051	—	—	—	1,9	0,098	2,1	0,338	10,5	0,020
8,5	0,044	—	—	—	2,0	0,061	2,2	0,293	10,6	0,017

Окончание табл. 3

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
8,6	0,037	—	—	—	2,1	0,011	2,3	0,214	10,7	0,014
8,7	0,031	—	—	—	2,2	0	2,4	0,112	10,8	0,009
8,8	0,025	—	—	—	—	—	2,5	0,021	10,9	0,005
8,9	0,021	—	—	—	—	—	2,6	0	11,0	0,001
9,0	0,019	—	—	—	—	—	—	—	11,1	0

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Машкович В.П., Кудрявцева А.В.** Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1995.
2. **Буланенко В.И., Фролов В.В., Центр Э.М.** Расчетная оценка выхода нейтронов (α, n)-реакции для многокомпонентных сред. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 3, с. 160—164.
3. **Власкин Г.Н.** Программа NEDIS2.0 для расчета выхода и спектров нейтронов, образующихся в (α, n)-реакциях на ядрах легких элементов и за счет спонтанного деления: Препринт ВНИИИМ 06-1, 2006.
4. **Vlaskin G., Khomiakov Y.** Calculation of neutron production rates and spectra from compounds of actinides and light elements. — In: 13th Intern. Conf. on Radiation Shielding & 19th Topical Meeting of the Radiation Protection and Shielding Division of the American Nuclear Society, 2016, DOI 07033. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201715307033>.
5. **Berglund M., Wieser M.** Isotopic composition of the elements 2009. IUPAC Technical Report. — Pure Appl. Chem., 2011, v. 83, № 2, p. 397—410.
6. **Bragg W., Kleeman R.** On the alpha particles of radium and their loss of range in passing through various atoms and molecules. — Phil. Mag., 1905, v. 10, p. 318.
7. **Liskien H., Paulsen A.** Neutron production cross section and energies for reactions $T(p, n)^3\text{H}$, $D(d, n)^3\text{He}$ and $T(d, n)^4\text{He}$. — Nucl. Data. Tabl., 1973, v. A11, № 7, p. 569—579.
8. **Ziegler J.** The Stopping and Ranges of Ions in Matter. V. 4. New York: Pergamon Press, 1977.
9. **Abramovitz M., Stegun I.** Handbook of Mathematical Functions. New York: National Bureau of Standards, 1964.
10. **Jacobs G., Liskien H.** Energy spectra of neutrons produced by α -particles in thick targets of light elements. — Ann. Nucl. Energy, 1983, v. 10, p. 541—552.
11. **Geiger K., Zwan L.** Neutrons and γ -rays from radioactive $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ sources. — Nucl. Instrum. Meth., 1978, v. 157, p. 199—201.
12. **Pellarin D., Matney W., Bibler L.** (α, n) Neutron Emission from DWPF Glass. Savannah River Laboratory, DPST-86-212, 1986.
13. **Hermann O., Westfall R.** ORIGEN-S: Scale System Module to Calculate Fuel Depletion, Actinide Transformation, Fission Product Buildup and Decay, Associated Radiation Source Terms. ORNL Rep. NUREG/CR-0200. Rev. 5, v. 2, 1995.
14. **Gauld I., Perry R., Shores E.** New neutron source algorithms in the ORIGEN-S code. — In: Proc. of the Am. Nucl. Soc. 12th Biennial RPSD Topical Meeting. Santa Fe, RPSD2002, NM, 14—18 April 2002.
15. **Wiese H.** Neutron Source and Spectra from (α, n)-Reactions and Spontaneous Fission in Spent Fuel and Vitrified High Active Waste. Karlsruhe, NEACRP-L-1278, 1984.
16. **Hermann O., Salmon R.** Borosilicate glass (α, n) sources used with ORIGEN-type calculations. — In: Proc. Third Annual Intern. Conf. on High-Level Waste. — Management, 1992, v. 2, p. 1272—1280.
17. **Liskien H., Paulsen A.** Neutron yield of light elements under α -bombardment. — Atomkernenergie, 1977, v. 30, № 1, p. 59—60.
18. **Heaton R., Lee H., Skensved P., Robertson B.** Neutron production from thick-target (α, n) reactions. — Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, 1989, v. 276, p. 529—538.
19. **Власкин Г.Н., Хомяков Ю.С., Буланенко В.И.** Выход нейтронов реакции (α, n) на толстых мишенях легких элементов. — Атомная энергия, 2014, т. 117, вып. 5, с. 287—293.
20. **Reference** Neutron Radiations. Pt 1. ISO 8529-1. Intern. Standards Organization, Geneva, 2001.
21. **Трыков Л.А., Горячев И.Г., Колеватов Ю.И. и др.** Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. Справ. руководство. М.: Энергоиздат, 1985.
22. **Bedenko S., Vlaskin G., Ghal-Eh N. e.a.** Nedis — Serpent simulation of a neutron source assembly with complex internal heterogeneous structure. — App. Rad. Isotope, 2020, v. 160, p. 1—8, 109066.

Поступила в Редакцию 17.12.18