

УДК 539.17

НУКЛЕОСИНТЕЗ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВЗРЫВАХ

© 2025 г. Ю. С. Лютостанский^{1),*}, В. И. Ляшук^{2),1),**}

Поступила в редакцию 27.07.2024 г.; после доработки 27.07.2024 г.; принята к публикации 28.09.2024 г.

Искусственный r (rapid)-процесс нуклеосинтеза в нейтронных потоках высокой плотности термо-ядерного взрыва ($\sim 10^{24}$ н/см² во временном интервале $\sim 10^{-6}$ с) исследуется в рамках разработанной динамической модели. Образование трансуранных нуклидов изучается с учетом временной зависимости параметров и процессов, сопровождающих бета-распады нейтронно-избыточных тяжелых ядер. Вероятности бета-задержанных процессов рассчитывались по микроскопической теории конечных ферми-систем. Расчеты выходов $Y(A)$ трансуранных нуклидов проведены для пяти крупномасштабных взрывных экспериментов США (“Mike”, “Anacostia”, “Par”, “Barbel” и “Vulcan”), и получено хорошее или удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Четно-нечетная аномалия в наблюдаемых выходах трансуранных при $A > 250$ объясняется влиянием процессов, сопровождающих бета-распад тяжелых нейтронно-избыточных изотопов.

Ключевые слова: искусственный нуклеосинтез, трансуранные элементы, ядерные и термоядерные взрывы, бета-распады тяжелых нейтронно-обогащенных изотопов

DOI: 10.31857/S0044002725010042, EDN: GSPPWV

1. ВВЕДЕНИЕ

В природе образование тяжелых нуклидов происходит в быстром r (rapid)- и медленном s (slow)-процессах (n, γ)-захвата. Космологический r -процесс идет во взрывах сверхновых [1] с продолжительностью от долей секунды до нескольких секунд, что на много порядков быстрее медленного s (slow)-процесса, идущего годы и вплоть до тысяч лет [2]. Длительность искусственного r -процесса, рассмотренного в настоящей работе, определяется малой массой взрывающегося вещества (в сравнении со звездами) и значительно более коротким временным масштабом нуклеосинтеза $\sim 10^{-6}$ с. Это позволяет сильно упростить математическое моделирование взрывного процесса (назовем его мгновенным (“prompt”) или rg -процессом) и разделить во времени на две фазы: на процессы нейтронных захватов и последующие бета-распады образующихся нуклидов, так как $t_{(n,\gamma)} \ll t_\beta$.

Искусственный rg -процесс при взрывах ядерного/термоядерного устройства интенсивно идет в специально сконструированной мишени внутри объема взрывающейся экспериментальной установки. Для успешных результатов (т.е. об-

разования наиболее тяжелых элементов путем (n, γ)-захватов) мишень изготавливается из урана или трансуранных изотопов. Впервые наиболее полные и значительные результаты были получены с мишенью из изотопа ^{238}U .

Схема образования трансуранных изотопов в интенсивных (взрывных) нейтронных потоках (rg -процесс) поясняется на рис. 1 в сравнении с более медленным s -процессом — образованием трансуранных, происходящим, например, в ядерных реакторах.

После окончания реакций цепного деления ($\sim 10^{-7}$ с) вещество быстро разлетается и в интересующем нас временном интервале rg -процесса ($\sim 10^{-6}$ с) увеличение объема сильно разогретой взрывом плазмы сопровождается быстрым остыванием вовлеченного в движение вещества. Падающая температура вещества мишени будет определять значения скоростей захватов нейтронов — (n, γ)-реакций. Вклад от β^- , α -распадов и спонтанного деления в нуклеосинтез пренебрежимо мал во время взрыва, поскольку соответствующие скорости λ_β , λ_α и λ_f много меньше скорости n -захвата $\lambda_{n,\gamma}$. Возможно пренебречь также и вкладом реакций (n, f), ($n, 2n$), имеющих более высокий энергетический порог относительно (n, γ)-реакции. По окончании rg -процесса образовавшиеся нейтронно-избыточные короткоживущие изотопы урановой мишени начинают распадаться в β^- , α -распадах и при спонтанном де-

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾ Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

* E-mail: lutostansky@yandex.ru

** E-mail: lyashuk@itep.ru

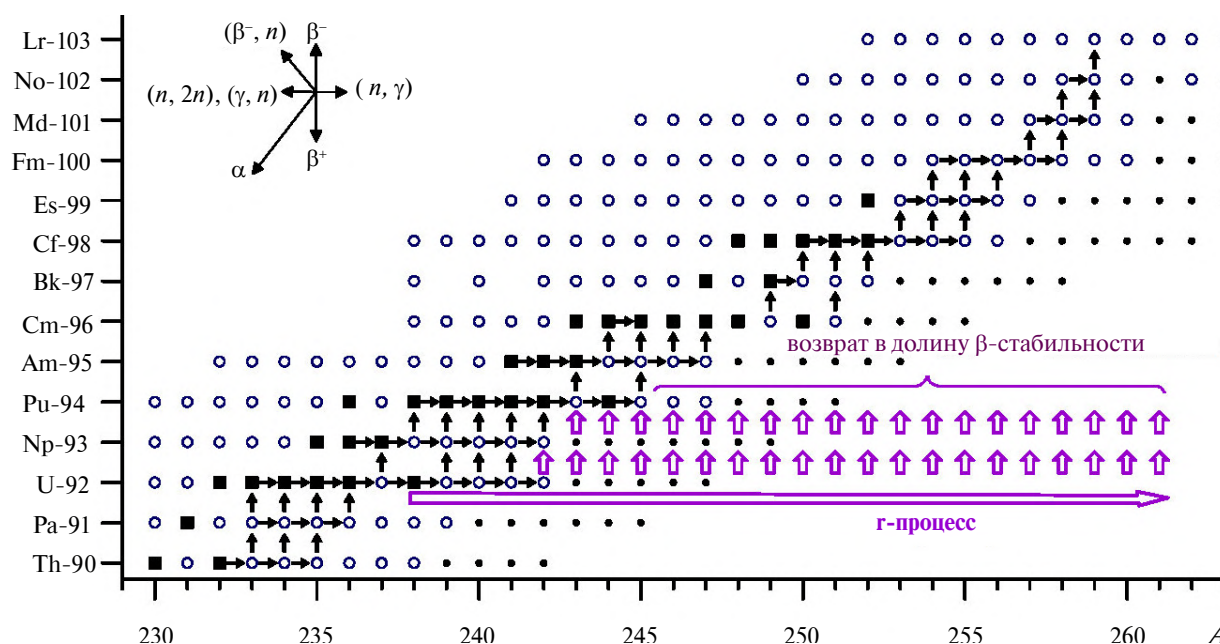


Рис. 1. Схема образования актинидов в искусственном медленном (s-процесс) и быстром мгновенном (r-процесс) нуклеосинтезе: ■ — ядра с $T_{1/2} \geq 1$ г; ○ — ядра с $T_{1/2} < 1$ г; • — прогнозируемые нейтронно-избыточные ядра из базы данных JAEA [3] (Япония); маленькие горизонтальные и вертикальные стрелки — путь s-процесса при плотности потока нейтронов $\sim (10^{14} - 10^{16})$ н/(см² с); ↑ — возврат в долину β-стабильности; двойная горизонтальная линия со стрелкой — путь r-процесса.

лении (см. рис. 1). Процессы β^- -распадов ведут к образованию новых элементов с большими значениями заряда Z .

В настоящей работе образование трансурановых нуклидов в импульсных нейтронных потоках (в интервале нуклеосинтеза $\sim 10^{-6}$ с) исследовано с помощью динамической модели (адиабатическая бинарная модель — АВМ) с учетом временной зависимости температуры, сечений и процессов, сопровождающих β^- -распады нейтронно-избыточных ядер. Бета-распадные процессы учтены для коррекции выходов изотопов после нейтронной волны. Рассмотрена четно-нечетная аномалия в наблюдаемых выходах трансурановых изотопов: завышение для нечетных изотопов и занижения для четных нуклидов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ТЕРМОЯДЕРНЫМ ИСПЫТАНИЯМ

Исследования образования трансурановых ядер в искусственных условиях r-процесса проводились в США в 1952—1969 гг. при ядерных испытаниях. Трансурановые изотопы (вплоть до ^{255}Fm) впервые были обнаружены в термоядерном взрыве “Mike” [4, 5] в 1952 г. Позднее в США была проведена серия экспериментов, ориентированных на синтез трансурановых элементов в условиях термоядерного взрыва (программа “Plowshare” [6]). В последовавшем

анализе выходов трансурановых изотопов в термоядерных взрывах для облученных мишеней расчетным путем получены нейтронные флюенсы от $(1.2 - 1.8) \times 10^{24}$ н/см² (“Mike”) до $\sim 6.6 \times 10^{24}$ н/см² (“Par”, “Barbel”), где расчеты выходов трансуранов проведены в моделях нуклеосинтеза с неизменной температурой (10–20) кэВ.

В табл. 1 представлены данные термоядерных экспериментов США, проведенных в рамках исследований синтеза трансуранов. Первый “трансурановый” эксперимент “Anacostia” [7] программы “Plowshare” [6] был проведен с сильно сниженным энерговыделением (в сравнении с “Mike”); список полученных нуклидов был более обедненным: не идентифицирован изотоп $A = 241$, а тяжелее $A = 246$ обнаружены только изотопы с массами 252 и 254. Наиболее полные данные по выходам трансуранов вплоть до $A = 257$ были получены в эксперименте “Par” [8]. В похожем испытании “Barbel” [9] найдено значение нейтронного флюенса, близкое к данным “Par”, но выход ^{257}Fm был ниже, и не обнаружены изотопы с $A = 251$ и 256. В испытании “Cyclamen” с более высоким расчетным нейтронным флюенсом ($\sim 1.1 \times 10^{25}$ н/см²) также не были получены новые более тяжелые изотопы [10]. Более мощный взрыв “Vulcan” [10] был сконструирован для синтеза трансуранов как конструктивно-исследовательский экспе-

Таблица 1. Эксперименты по образованию трансурановых изотопов

Эксперимент	Дата	Выделенная энергия, кт тротилового эквивалента	Облучаемая мишень	Зарегистрированные изотопы вплоть до A -массы (и не зарегистрированные A -массы)
“Mike” [5, 14]	31 октября 1952	10400	^{238}U	255 (250, 251)
“Anacostia” [7]	27 ноября 1962	5.2	^{238}U	254 (241, 247–251, 253)
“Kennebec” [13]	25 июня 1963	< 20	^{238}U	—
“Par” [8]	9 октября 1964	30 [8], 38 [13]	^{238}U	257
“Barbel” [9]	16 октября 1964	20 [9], < 20 [13]	^{238}U	257 (выход не измерен: 251 и 256)
“Tweed” [11, 13]	21 мая 1965	< 20 [13]	^{242}Pu и малая часть ^{237}Np	255
“Cyclamen” [11, 13]	5 мая 1966	12	^{238}U и малая часть ^{243}Am	257 (249, 256)
“Kankakee” [10, 11, 13]	15 мая 1966	(20–200)	^{238}U	255 (249, 251)
“Vulcan” [10, 11, 13]	25 июня 1966	25	^{238}U	257 (256)
“Hutch” [11–13]	16 июля 1969	(20–200)	^{238}U и ^{232}Th	257 (249, 256)

римент. Однако изотопы с массовым числом $A > 257$ не были обнаружены. В эксперименте “Hutch” [11–13] был обеспечен рекордный флюенс (оцененный как $(2.1\text{--}2.4) \times 10^{25}$ н/см²), но также без образования изотопов с $A > 257$ (см. табл. 1).

Дополнительные сложности связаны с тем, что детальная идентификация изотопов, образуемых при подземных испытаниях, возможна только после бурения скважины с поверхности в зону каверны, созданной взрывом, и глубина бурения составляет от нескольких сотен метров до километра. Так, устройство “Hutch” было взорвано на глубине 600 м [11]. Процесс извлечения породы при бурении может занять несколько дней: первые осколки породы были доставлены в лаборатории через семь дней после взрыва. Хотя возможны исключения, как в испытании “Cyclamen”, когда образцы были получены в течение 24 ч [11]. Как результат, короткоживущие нуклиды распадаются до проведения изотопного анализа в лаборатории.

На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные данные настоящей работы, нормированные на выходы $Y(A_i)$ для пяти взрывов: “Mike” [5], “Par” [8], “Barbel” [9], “Anacostia” [7] и “Vulcan” [10]. Использована нормировка на выход изотопов с массовыми числами: $A = 239$ для “Mike” и “Anacostia”; $A = 244$ для “Barbel” и “Vulcan”; $A = 245$ для “Par”. Снижение экспериментальных выходов $Y(A)$ профитировано следующим образом:

$$Y(A)/Y(A_i) = \exp\{b_i \cdot A + c_i\}, \quad (1)$$

$$i = 1 \text{ (“Mike”) } A_1 = 239, \quad (1a)$$

$$b_1 = -1.570, \quad c_1 = 375.491,$$

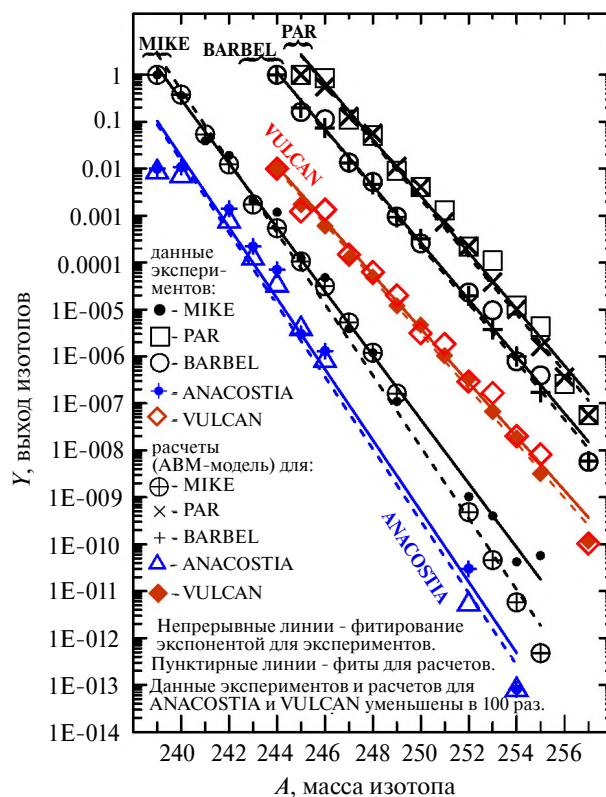


Рис. 2. Результаты расчетов выхода изотопов в АВМ-модели в сравнении с экспериментами “Mike”, “Anacostia”, “Par”, “Barbel” и “Vulcan”. Экспоненциальное фитирование экспериментальных данных показано сплошной линией. Экспериментальные данные и результаты расчетов для “Anacostia” и “Vulcan” уменьшены в 100 раз. Штриховые линии — экспоненциальные фиты для расчетных выходов (учтены только зарегистрированные массовые значения A).

$$i = 2 \text{ ("Barbel")} \quad A_2 = 244, \quad (1b)$$

$$b_2 = -1.395, \quad c_2 = 340.584,$$

$$i = 3 \text{ ("Par")} \quad A_3 = 245, \quad (1c)$$

$$b_3 = -1.388, \quad c_3 = 341.015,$$

$$i = 4 \text{ ("Anacostia")} \quad A_4 = 239, \quad (1d)$$

$$b_4 = -1.739, \quad c_4 = 417.941,$$

$$i = 5 \text{ ("Vulcan")} \quad A_5 = 244, \quad (1e)$$

$$b_5 = -1.325, \quad c_5 = 323.396.$$

Стандартное отклонение данных аппроксимаций: $\delta_1 = 56.0\%$ ("Mike"), $\delta_2 = 60.2\%$ ("Barbel"), $\delta_3 = 86.8\%$ ("Par"), $\delta_4 = 277\%$ ("Anacostia"), $\delta_5 = 86.4\%$ ("Vulcan"), что сравнимо с точностью известных расчетов. Погрешность в определении параметров наклона экспонент оценена как $\Delta b_1 = \pm 0.030$, $\Delta b_2 = \pm 0.055$, $\Delta b_3 = \pm 0.023$, $\Delta b_4 = \pm 0.186$, $\Delta b_5 = \pm 0.035$ (указано максимальное абсолютное значение из плюс-минус погрешности).

Результаты расчетов выхода изотопов по АВМ-модели (Adiabatic Binary Model [15–17]) в сравнении с экспериментами "Mike", "Par" и "Barbel" ранее обсуждались в работах [18–20].

3. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ВЗРЫВНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА

При моделировании рг-процесса в ядерных/термоядерных взрывах сделан ряд упрощений благодаря разделению во времени нейтронных захватов и распадов нуклидов. Поэтому система уравнений для временной зависимости концентрации $N(A; Z; t)$ ядер с массовым числом A и зарядом Z имеет вид

$$\begin{aligned} dN(A, Z, t)/dt = & -\lambda_{n,\gamma}(A, Z, t)N(A, Z, t) + \\ & + \lambda_{n,\gamma}(A-1, Z, t)N(A-1, Z, t) + \lambda_{n,2n}(A+1, Z, t) \times \\ & \times N(A+1, Z, t) - \lambda_{n,2n}(A, Z, t)N(A, Z, t) - \\ & - \lambda_{n,f}(A, Z, t)N(A, Z, t) - \Phi[\lambda_\beta, \lambda_{\beta n}, \lambda_{\beta f}, \lambda_\alpha, \lambda_{sf}], \quad (2) \end{aligned}$$

где $\lambda_{n,\gamma}$ — скорость захвата нейтронов в (n, γ) -реакции, $\lambda_{n,2n}$ — скорость реакции $(n, 2n)$, $\lambda_{n,f}$ — скорость деления нейтронами. Реакции, вызываемые γ -квантами, не учитывались ввиду низкой температуры (в сравнении с астрофизическими процессами). Член $\Phi[\lambda_\beta, \lambda_{\beta n}, \lambda_{\beta f}, \lambda_\alpha, \lambda_{sf}]$ в системе уравнений (2) не зависит от времени, поскольку он включает процессы, идущие после активной фазы взрыва: β -распад, (β^-, n) -эмиссия запаздывающих нейтронов (DN), α -распад, (β^-, f) -задержанное (DF) и (sf) -спонтанное деление. Выходы нейтронно-избыточных ядер корректируются на β^- -распад после нуклеосинтеза [21]. Вероятности DF- и DN-процессов рассчитаны на основе микроскопической теории Fermi-систем [22].

Эффекты резонансной структуры силовой функции β -распада, включая пигми-резонансы, также учтены [23].

Зависящая от времени часть системы уравнений (2) решена с использованием адиабатической бинарной модели [15–17], где численное моделирование реализовано разбиением интервала рг-процесса на малые (наносекундные) шаги с расчетом выхода изотопов в каждом последующем шаге. Начальные условия для шагов определены изотопным составом мишени и выходами предшествующих изотопов в предыдущем временном шаге. Принимая во внимание бинарную реализацию модели, в расчете задавались два набора нейтронных потоков (для основного и примесного изотопа мишени) и два набора исходных концентраций. В сериях расчетов определены варианты с минимальным отклонением от экспериментальных выходов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

В модельных расчетах реализован унифицированный подход в рамках адиабатической бинарной модели — принималось, что в первичной ^{238}U -мишени существует примесь изотопа ^{239}Pu . Наличие примеси ^{239}Pu в облучаемой мишени логично предположить, поскольку во взрывных процессах деления и последующей термоядерной реакции образуется плазменный "шар", где присутствуют все изотопы заряда и конструкции. Импульсный нейтронный поток, возникающий на стадии деления и второй стадии взрыва (термоядерного горения), ведет к множественным (n, γ) -захватам на изотопах ^{238}U и ^{239}Pu с образованием нейтронно-избыточных изотопов. Специфика двухстадийного процесса с бинарной мишенью (^{238}U с примесью ^{239}Pu) указывает, что облучение урана и плутония в мишени происходит различными нейтронными потоками. Используемые экспериментальные данные представлены или в относительном виде (нормированы на надежно определенный выход одного из изотопов с $A = 239\text{--}245$ [5, 7, 8]), или как экспериментальное отношение числа атомов изотопа к числу атомов ^{238}U в анализируемой фракции [9], а также как это отношение числа атомов, полученное с применением численных моделей [10]. В расчетах данной работы образование изотопов в испытаниях "Mike", "Anacostia", "Par" и "Barbel" нормировано на экспериментальные данные, а для "Vulcan" — на результаты в работе [10]; уровень единицы на обсуждаемых далее графиках (рис. 3–7) соответствует полному согласию расчетов с экспериментом.

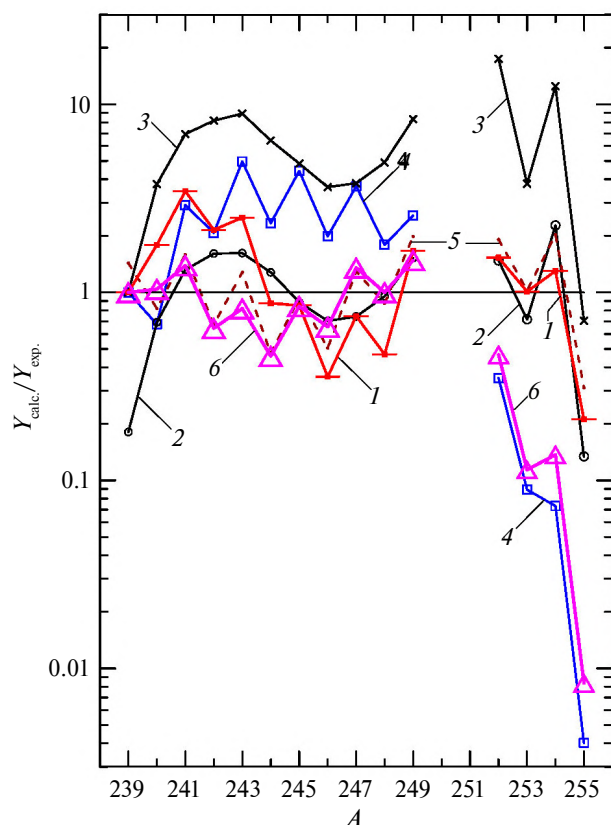


Рис. 3. Отношение нормированных расчетных выходов к нормированным выходам изотопов в эксперименте “Mike” [5] (расчеты нормированы на выход $Y(A = 239)_{\text{calc.}}$; выходы в эксперименте нормированы $Y(A = 239)_{\text{exp.}}$): 1 – расчеты работы [18], $\delta = 91\%$; 2 – расчеты [14] без нормировки на $Y(A = 239)_{\text{calc.}}$; 3 – [14] с нормировкой на $Y(A = 239)_{\text{calc.}}$, $\delta = 681\%$; 4 – выходы в работе [24], $\delta = 180\%$; 5 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1a), $\delta = 56\%$; 6 – расчеты данной работы, $\delta = 51\%$.

В серии экспериментов, включающих “трансурановые” исследования, первым было испытание “Mike”. Химический анализ выбросов выявил образовавшиеся изотопы $^{99}\text{Es}_{253}$ и $^{100}\text{Fm}_{255}$, что означало последовательный (n, γ)-захват 15 и 17 нейтронов мишенью, состоящей из изотопа ^{238}U в искусственном рг-процессе [4].

Результаты моделирования эксперимента “Mike” и другие опубликованные расчеты представлены на рис. 3. Выходы данной работы получены для двух флюенсов: 0.42×10^{24} и 1.12×10^{24} н/см² для изотопов мишени – ^{238}U (99.6%) и ^{239}Pu (0.4%) соответственно. Достигнуто существенное улучшение согласия с экспериментом: среднеквадратичное отклонение данных расчетов от экспериментальных данных составило $\delta = 51\%$ в сравнении с $\delta = 91\%$ в предыдущей работе [18]. Согласие расчетных

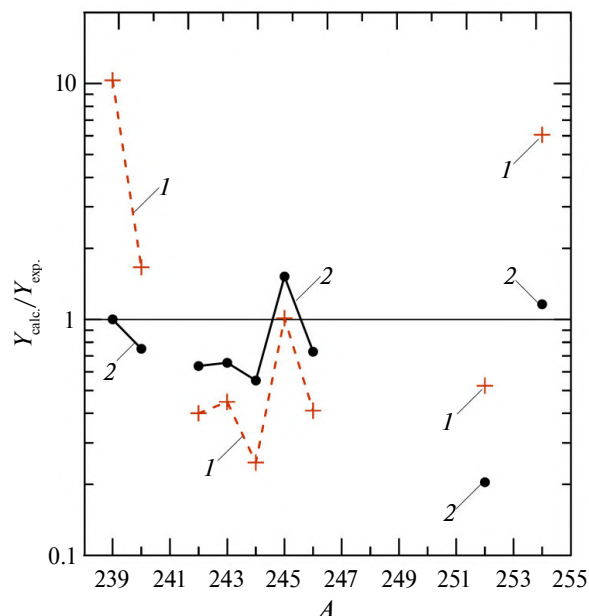


Рис. 4. Отношение нормированных расчетных выходов к нормированным выходам изотопов в эксперименте “Anacostia” [7] (расчеты нормированы на выход $Y(A = 239)_{\text{calc.}}$; выходы в эксперименте нормированы на $Y(A = 239)_{\text{exp.}}$): 1 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1d), $\delta = 277\%$; 2 – расчеты данной работы, $\delta = 41\%$.

выходов с экспериментом также лучше, чем при фитировании эксперимента экспонентой – $\delta = 56\%$ (1a). Именно поэтому, при подгонке расчетов экспонентой (см. рис. 2) получены параметры, существенно отличные от (1a): $b_1 = -1.752$, $c_1 = 419.830$. Улучшение достигнуто благодаря значительно меньшим отклонениям от экспериментальных выходов в интервале $A = 239\text{--}249$. Однако на “хвосте” распределения расчетные выходы резко падают при $A \geq 253$. Полагаем, что одной из возможных причин ухудшения согласия является снижение нейтронного потока к концу временного интервала нуклеосинтеза. Отметим, что остается сложность с воспроизведением роста выхода изотопа с $A = 255$ (см. рис. 3). Степень согласия других известных расчетов с экспериментом невелика; комментарии представлены в подписи к рис. 3.

В рамках утвержденной в 1958 г. программы “Plowshare” [6] (направленной на использование ядерных взрывов в научных и промышленных целях) исследование синтеза трансуранов было продолжено в сравнительно маломощном испытании “Anacostia” (табл. 1) [7]. Вероятно, одной из причин более обедненных результатов этого испытания (отсутствие данных по синтезу изотопов с массами $A = 241, 247\text{--}251, 253$) был невысокий нейтронный поток. Расчетные результаты

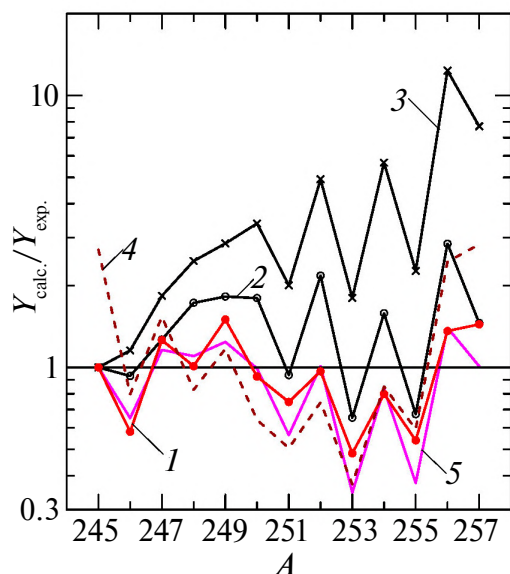


Рис. 5. Отношение нормированных расчетных выходов к нормированным выходам изотопов в эксперименте “Par” [8] (расчеты нормированы на выход $Y(A = 245)_{\text{calc.}}$; выходы в эксперименте нормированы на $Y(A = 245)_{\text{exp.}}$): 1 – расчеты работы [18], $\delta = 33\%$; 2 – расчеты [8] с флюенсом 4.2×10^{24} н/см², $\delta = 75.9\%$; 3 – расчеты [8] для флюенса 4.8×10^{24} н/см², $\delta = 417\%$; 4 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1с), $\delta = 86.8\%$; 5 – расчеты данной работы, $\delta = 33\%$.

для “Anacostia” (см. рис. 4) получены для условий: ^{238}U (99.9% в мишени) облучен в нейтронном флюенсе 0.88×10^{24} н/см², а для ^{239}Pu (0.1%) поток – 1.3×10^{24} н/см². Среднеквадратичное отклонение расчетов от эксперимента $\delta = 41\%$, что значительно лучше подгонки (1d) эксперимента экспонентой $\delta_4 = 277\%$.

Самым успешным был эксперимент “Par”, где был впервые идентифицирован изотоп ^{257}Fm , что свидетельствовало о захвате 19 нейтронов в искусственном рг-процессе. В эксперименте были получены все трансураны в интервале масс $A = 245\text{--}257$ [8]. Наилучшее согласие ($\delta = 33\%$) расчетов с экспериментом достигнуто при потоках 2.28×10^{24} и 2.44×10^{24} н/см² для мишени с составом: ^{238}U (98%) и ^{239}Pu (2%) соответственно. Уровень согласия совпадает с результатом работы [18], но удалось снизить расхождение с экспериментом при $A \leq 250$, что принципиально важно для адекватного моделирования нейтронного потока в полном интервале выходов. Модельные расчеты также лучше соответствуют эксперименту, чем фитирование (1с) экспонентой: $\delta_3 = 86.8\%$. Результаты расчетов в сравнении с экспериментом и другими расчетами представлены на рис. 5.

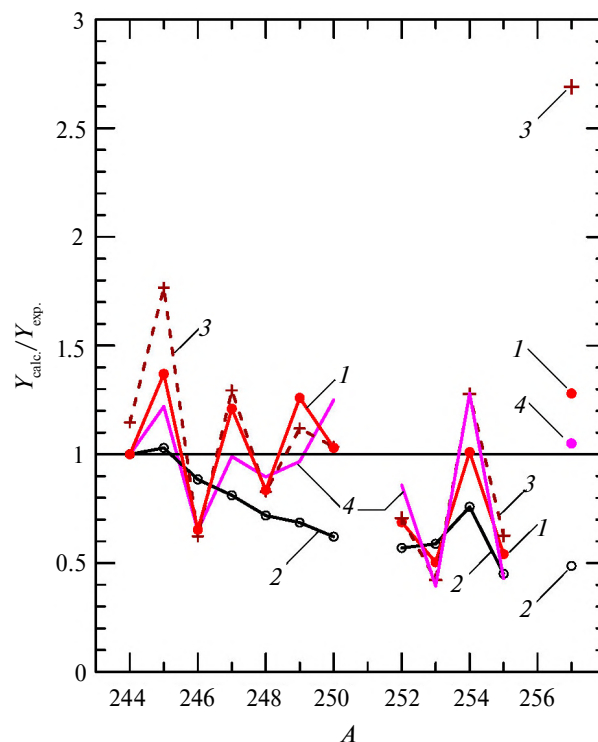


Рис. 6. Отношение нормированных расчетных выходов к нормированным выходам изотопов в эксперименте “Barbel” [9] (расчеты нормированы на выход $Y(A = 244)_{\text{calc.}}$; выходы в эксперименте нормированы на $Y(A = 244)_{\text{exp.}}$): 1 – расчеты работы [18], $\delta = 29\%$; 2 – расчеты [25], $\delta = 33.5\%$; 3 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1с), $\delta = 60.2\%$; 4 – расчеты данной работы, $\delta = 29\%$.

Успех, достигнутый в тесте “Par”, планировалось закрепить в эксперименте “Barbel” [9], где усилия также были направлены на получение информации о нейтронном потоке в геометрии мишени для выяснения сечений и на регистрацию трансуранов с максимальным массовым числом. Однако изотопы с $A > 257$ не были обнаружены, и не идентифицированы нуклиды с $A = 251$ и 256. Максимальное согласие расчетов с экспериментом ($\delta = 29\%$) получено при флюенсах в мишени: 1.49×10^{24} н/см² (на изотопе ^{238}U , 99.66% в мишени) и 2.33×10^{24} н/см² (на ^{239}Pu с долей – 0.34%). В сравнении с предыдущей работой [18] значение среднеквадратичного отклонения δ не изменилось, но (как и в случае с “Par”) получено лучшее согласие с экспериментальным выходом изотопов при $A < 250$ и в сравнении с фитированием экспериментальных данных: $\delta_2 = 60.2\%$ (1b). Модельные результаты и данные эксперимента представлены на рис. 6.

С подобными целями (исследование образования трансуранов, изучение нейтронного потока в схеме мишени и определение нейтрон-

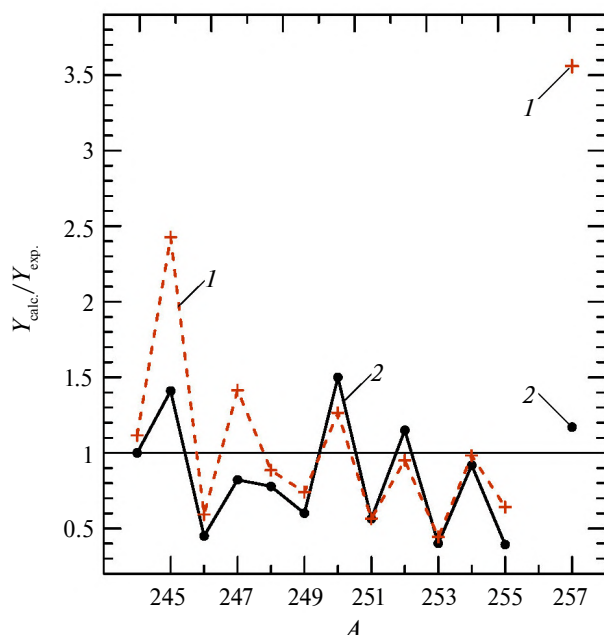


Рис. 7. Отношение нормированных расчетных выходов к нормированным выходам изотопов в эксперименте “Vulcan” [10]. Расчеты нормированы на выход $Y(A = 244)_{\text{calc.}}$; выходы в эксперименте нормированы на $Y(A = 244)_{\text{exp.}}$: 1 — фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1e), $\delta = 86.4\%$; 2 — расчеты данной работы, $\delta = 39\%$.

ных сечений) в 1966 г. проведен эксперимент “Vulcan” [10]. В геометрии эксперимента предусматривалось обеспечение максимального нейтронного флюенса в месте установки урановой мишени ^{238}U для эффективного г-процесса. Но в анализируемых пробах также отсутствовали нуклиды с $A > 257$. Не был идентифицирован изотоп с массой $A = 256$. Отметим, что для теста “Vulcan” выходы для всех изотопов ($A = 244\text{--}255, 257$) даны как число ядер, образованных от стартовых 3.4×10^{22} ядер изотопа ^{238}U (т.е. части мишени, активированной нейтронами). В расчетах образования изотопов с $A \geq 244$ нормирование осуществлено на экспериментальный выход нуклида с массой $A = 244$. При моделировании наибольшее согласие с экспериментом $\delta = 39\%$ получено для мишени, содержащей ^{238}U (99.8%) и ^{239}Pu (0.2%) в потоках 1.2×10^{24} и 2.38×10^{24} н/см² для урановой и плутониевой компоненты соответственно. Степень согласия расчетов также лучше подгонки эксперимента экспонентой: $\delta_5 = 86.4\%$ (1e). Данные эксперимента и расчетов представлены на рис. 7.

5. ОСОБЕННОСТИ ИСКУССТВЕННОГО ВЗРЫВНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА И МОДЕЛИ

Искусственный г-процесс реализуется в интервале двух последовательных этапов — делительного и синтеза. На первом этапе запускается цепная реакция деления с длительностью порядка десятков наносекунд (35 нс [26]) и более (до 100–150 нс [27]) в испытаниях с большим энерговыделением. Температура ~ 1.4 кэВ, создаваемая при делении ($\sim 10^7$ градусов [26]) ниже необходимой (4.2, 18 и 25 кэВ) для запуска реакций второго этапа ($^2\text{H} + ^3\text{H}$; $^2\text{H} + ^3\text{He}$; $^2\text{H} + ^2\text{H}$ соответственно) [27]. Температура, необходимая для поджигания термоядерного горючего, подымается до необходимой благодаря имплозии объема с горючим. Временной интервал на осуществление имплозии определяется пробегом волны сжатия и для компактных устройств в экспериментах по нуклеосинтезу может быть оценен как (0.5–1) мкс для расстояния (10–15) см и скорости $\sim 3 \times 10^7$ см/с. Термоядерное горение — быстрый процесс, длящийся несколько наносекунд [27]. Время замедления нейтронов с энергией 14 МэВ (от термоядерных реакций) и, тем более, нейтронов деления до энергии ~ 1 кэВ не превышает 100 нс. Для эксперимента, основанного только на цепной реакции, нуклеосинтез осуществляется после взрыва. Для двухэтапного процесса нуклеосинтез (его длительность ~ 1 мкс) частично перекрывается со вторым этапом горения. Но для экспериментов с превалирующим вкладом термоядерного горения образование трансуранов будет идти преимущественно на втором этапе. В данной работе рассматривается грубая модель и считается, что нуклеосинтез идет после взрыва (подобное допущение применялось и ранее, см., например, работы [25, 28]).

Принято, что начальная средняя температура нуклеосинтеза — 20 кэВ [10], что достаточно для запуска термоядерного горения. Для моделирования в АВМ-модели указана также температура к концу нуклеосинтеза — 2 кэВ (как в [29]). Подобная конечная температура определена по результатам эксперимента “Ragrot” [30], где принималось, что скорость разрушения (разлета материала устройства) однозначно связана с его минимальной температурой. Полученная в испытании нижняя граница энергии нейтронов утечки указывает, что материальная скорость вылета вещества $\sim 3 \times 10^7$ см/с. В расчете АВМ-модели введена материальная скорость разлета 1.9×10^7 см/с [29], что грубо соответствует эксперименту. Учет разлета материи позволяет рассчитывать накопление трансуранов, корректируя скорость нукле-

осинтеза в соответствии с температурой среды. С падением температуры значительно растут сечения (особенно к концу интервала нуклеосинтеза): так, (n, γ) -сечение ^{238}U возрастает примерно в 3 раза. В результате наилучшее соответствие расчетных выходов данным эксперимента достигается при меньшем нейтронном флюенсе. Ранее в работах [18–20] рассматривались варианты небольшого падения температуры (со снижением до полутора раз). Все оценки флюенсов [14, 8, 25, 10, 24], достигнутых при облучении стартового изотопа ^{238}U , получены в статических моделях нуклеосинтеза (т.е. при постоянных сечениях). В настоящей работе ставилась цель рассмотреть сценарий образования трансурановых изотопов при значительном изменении температуры (с учетом экспериментальных данных работы [30]) при импульсном искусственном нуклеосинтезе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Быстрый нуклеосинтез (r-процесс) проходит в звездах, а в искусственных условиях — при ядерных/термоядерных взрывах в микросекундном интервале времени (prompt rapid r-процесс) при нейтронных флюенсах $\sim (10^{24} - 10^{25}) \text{ см}^{-2}$. В работе обсуждаются результаты расчетов для пяти экспериментов по нуклеосинтезу трансурановых изотопов с образованием нейтронно-избыточных ядер в интервале масс $A = 239 - 257$. Моделирование проведено по предложенной АВМ-модели со стартовыми изотопами ^{238}U и ^{239}Pu . Достигнуто хорошее или удовлетворительное соответствие расчетов экспериментам со среднеквадратичным отклонением: $\delta = 51\%$, 41% , 33% , 29% и 39% для экспериментов — “Mike”, “Anacostia”, “Par”, “Barbel” и “Vulcan” соответственно. Модель является приближенной и учитывает разлет материала мишени с линейной скоростью $\sim 190 \text{ км/с}$ (что примерно соответствует экспериментальным данным) и сечения (n, γ) -захватов в соответствии с температурой среды. Такой сценарий с элементами динамики ведет к уменьшению оценки нейтронного флюенса в мишени примерно в 3 раза в сравнении с опубликованными результатами расчетов в статических моделях с неизменной температурой среды и без введения разлета вещества мишени.

После окончания нуклеосинтеза производится коррекция на процессы запаздывающего деления и эмиссию запаздывающих нейтронов. Коррекция вводится как “losing factor” — фактор, определяющий суммарную потерю концентрации изотопов в изобарных цепочках. Важ-

но отметить, что учет запаздывающих распадов “включается” при массовом числе $A > 250$ и “работает” на объяснение четно-нечетной аномалии в распределении концентраций $N(A)$ при $A > 250$. Данный механизм качественно показывает, что четно-нечетная аномалия в выходах трансуранов с массами $A > 250$ может быть объяснена процессами запаздывающих распадов нейтронно-избыточных изотопов, образующихся в r-процессе нуклеосинтеза.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Е.П. Велихова за внимание к работе и плодотворные обсуждения данной тематики. Мы искренне признательны Б.К. Лубсандоржиеву, И.В. Панову, В.Н. Тихонову и И.И. Ткачеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена частично согласно госзаданию НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Burbridge, G. Burbridge, W. Fowler, and P. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. F.-K. Thielemann, *Eur. Phys. J. A* **59**, 12 (2023).
3. <https://www.ndc.jaea.go.jp/CN14/index.html>
4. A. Ghiorso, S. G. Thompson, G. H. Higgins, G. T. Seaborg, M. H. Studier, P. R. Fields, S. M. Fried, H. Diamond, J. F. Mech, G. L. Pyle, J. R. Huizenga, A. Hirsch, W. M. Manning, C. I. Browne, H. L. Smith, and R. W. Spence, *Phys. Rev.* **99**, 1048 (1955).
5. H. Diamond, P. R. Fields, C. S. Stevens, M. H. Studier, S. M. Fried, M. G. Inghram, D. C. Hess, G. L. Pyle, J. F. Mech, W. M. Manning, A. Ghiorso, S. G. Thompson, G. H. Higgins, G. T. Seaborg, C. I. Browne, H. L. Smith, *et al.*, *Phys. Rev.* **119**, 2000 (1960).
6. United States Nuclear Tests. July 1945 through September 1992. DOE/NV-209-REV 16 September 2015.
7. R. W. Hoff and D. W. Dorn, *Nucl. Sci. Eng.* **18**, 110 (1964).
8. D. W. Dorn and R. W. Hoff, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 440 (1965).
9. Los Alamos Radiochemistry Group, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 962 (1965).
10. J. S. Ingley, *Nucl. Phys. A* **124**, 130 (1969).
11. R. W. Hoff, *Production Einsteinium and Fermium in Nuclear Explosions*, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-81566, August 21, 1978.
12. W. H. Richard, *Beta Decay of Neutron-Rich Transuranic Nuclei*, UCRL-94252, June 6, 1986.
13. S. A. Becker, *Approximating the r-Process on Earth with Thermonuclear Explosions. Lessons Learned and Unanswered Questions*, LA-UR-12-25146 (2012).
14. D. W. Dorn, *Phys. Rev.* **126**, 693 (1962).

15. Yu. S. Lutostansky, V. I. Lyashuk, and I. V. Panov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 504 (2010).
16. V. I. Lyashuk, Preprint of Institute of Theoretical and Experimental Physics no. 7, ITEP (Moscow, 1997); <https://lss.fnal.gov/archive/other/itep-7-97.pdf>
17. V. I. Lyashuk, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **76**, 1182 (2012).
18. Yu. S. Lutostansky and V. I. Lyashuk, *JETP Lett.* **107**, 79 (2018).
19. Yu. S. Lutostansky and V. I. Lyashuk, in *Proceedings of the 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics*, KnE Energy & Physics (2018), Vol. 3, p. 57; doi: 10.18502/ken.v3i1.1723
20. Yu. S. Lutostansky and V. I. Lyashuk, in *Proceedings of the XXVII International Seminar on Interactions of Neutrons with Nuclei (ISINN-27), 10–14 June 2019, Dubna (JINR, 2020)*, p. 33.
21. Ю. С. Лютостанский, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **50**, 834 (1986).
22. A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1983; Inter. Sci., New York, 1967).
23. Ю. С. Лютостанский, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 9 (2017) [Yu. S. Lutostansky, *JETP Lett.* **106**, 7 (2017)].
24. V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, and W. Greiner, *Phys. Rev. C* **84**, 044617 (2011).
25. G. I. Bell, *Phys. Rev.* **139**, B1207 (1965).
26. П. А. Ямпольский, *Нейтроны атомного взрыва* (Госатомиздат, Москва, 1961) [P. A. Yampol'skii, *Neitrony Atomnogo Vsryva* (Neutrons of Atomic Explosion) (Gosatomizdat, Moscow, 1961)].
27. A. Gsponer and J.-P. Hurni, arXiv: 0901.2993v1 [physics.soc-ph].
28. В. Г. Заграфов, В. П. Зоммер, *Атомная энергия* **23**, 319 (1967) [V. G. Zagrafov and V. P. Zommer, *At. Energy* **23**, 1064 (1967)].
29. V. I. Lyashuk, *Res. Phys.* **56**, 107234 (2024).
30. H. A. Sandmeier and G. E. Hansen, *Thermal Neutron Spectra from an Underground Nuclear Explosion with Special Consideration of Spectral Modification due to Bomb Debris Motion*, LA-3403 (United States Atomic Energy Commission, 1965).

NUCLEOSYNTHESIS OF TRANSURANIUM ELEMENTS IN THERMONUCLEAR EXPLOSIONS

© 2025 Yu. S. Lutostansky¹⁾, V. I. Lyashuk^{1),2)}

¹⁾ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

²⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Artificial rapid nucleosynthesis (r-process) in high intensive neutron fluxes of thermonuclear explosions ($\sim 10^{24}$ n/cm² during the time $\sim 10^{-6}$ s) is investigated within the developed dynamic model. Creation of transuranium nuclides is studied taking into account the time dependence of parameters and processes accompanying the beta-decays of neutron-rich nuclei. The probabilities of beta-delayed processes are calculated basing on the finite Fermi systems theory. Calculations of the transuranium nuclides' yields $Y(A)$ were carried out for five large-scale explosive USA experiments (“Mike”, “Anacostia”, “Par”, “Barbel” and “Vulcan”). It was obtained good or satisfactory agreement with experimental data. Even-odd anomaly in the observed transuranium yields at $A > 250$ is explained by the effect of processes accompanying the beta-decays of heavy neutron-rich isotopes.