

Образование трансурановых нуклидов в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов

Ю. С. Лютостанский⁺¹⁾, В. И. Ляшук^{+*}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 октября 2017 г.

После переработки 27 ноября 2017 г.

Образование трансурановых нуклидов в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов исследуется в кинетической модели астрофизического r -процесса с учетом временной зависимости внешних параметров и процессов, сопровождающих бета-распад нейтронно-избыточных ядер. Зависящие от времени в интервале $\sim 10^{-6}$ с нейтронные потоки моделировались в рамках разработанной адиабатической бинарной модели. Вероятности бета-задержанных процессов рассчитывались по микроскопической теории конечных ферми-систем. Расчеты выходов трансурановых нуклидов $Y(A)$ сделаны для трех экспериментальных термоядерных взрывов “Mike” (Y_M), “Par” (Y_P) и “Barbel” (Y_B) (США). Среднеквадратичные расхождения расчетов с экспериментальными данными (г.м.с.) составляют 91 % для Y_M , 33 % – Y_P , 29 % – Y_B (что существенно меньше, чем у других известных расчетов) и сравнимы с предложенной экспоненциальной аппроксимацией, обеспечивающей величины г.м.с., равные 56 %, 86.8 % и 60.2 % соответственно для Y_M , Y_P и Y_B . Четно-нечетная аномалия в наблюдаемых выходах тяжелых ядер объясняется преимущественным влиянием процессов, сопровождающих бета-распад тяжелых нейтронно-избыточных изотопов.

DOI: 10.7868/S0370274X18020029

1. Введение. В процессе ядерного/термоядерного взрыва образуются новые нуклиды благодаря многократным нейтронным захватам, как в звездном нуклеосинтезе [1]. Отличие звездного нуклеосинтеза от процесса образования новых нейтронно-избыточных ядер при ядерном/термоядерном взрыве заключается, в первую очередь, во временных параметрах процесса. Так время, в течение которого проходят нейтронные захваты при ядерном/термоядерном взрыве, на много порядков меньше, чем время протекания астрофизического процесса быстрого нуклеосинтеза – r -процесса. Это позволяет сильно упростить математическое моделирование врывного процесса (назовем его мгновенным (“prompt”) или pr -процессом) и разделить во времени процессы нейтронных захватов и бета-распадов образующихся нуклидов (см. далее).

В искусственных условиях pr -процесс реализуется при ядерных/термоядерных взрывах, обеспечивающих флюенс нейтронов выше $\sim 10^{24}$ нейтрон/см² за время $\sim 10^{-6}$ с. Исследования образования трансурановых ядер в таком процессе проводились в США в 1952–1964 гг. при термоядерных испытаниях. В обсуждаемых “экспериментальных” термоядер-

ных взрывах нейтронный поток на мишени из ²³⁸U составлял от $(1.2 \div 1.8) \cdot 10^{24}$ (“Mike”) до $\sim 6.6 \times 10^{24}$ нейтрон/см² (“Par”, “Barbel”). Трансурановые изотопы (вплоть до ²⁵⁵Fm) впервые были обнаружены в термоядерном взрыве “Mike” [2, 3] в 1952 г. Далее, в США были проведены исследования возможности синтеза трансурановых элементов в условиях термоядерного взрыва (программа “Plowshare”). Наиболее полные данные по выходам трансуранов вплоть до $A = 257$ получены в эксперименте “Par” [4, 5]. В испытании “Barbel” [6] был достигнут близкий по величине флюенс, что и в “Par”, но изотопы с $A = 257$ имели меньший выход, чем в “Par” [5].

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по выходам $Y(A)$ для трех взрывов, нормированные на $A_1 = 239$ (“Mike” [3]), $A_2 = 244$ (“Barbel” [6]) и $A_3 = 245$ (“Par” [4]), а также наши расчеты. Наблюдается спадающая зависимость $Y(A)$, которая фиксируется экспонентами (нормированными на $Y(A_i)$, $i = 1, 2, 3$, см. выше) следующим образом:

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

$$i = 1 \text{ (“Mike”), } A_1 = 239, b_1 = 1.570, c_1 = 375.491, \quad (1a)$$

$$i = 2 \text{ (“Barbel”), } A_2 = 244, b_2 = 1.395, c_2 = 340.584, \quad (1b)$$

$$i = 3 \text{ (“Par”), } A_3 = 245, b_3 = 1.388, c_3 = 341.015. \quad (1c)$$

¹⁾e-mail: Lutostansky@yandex.ru

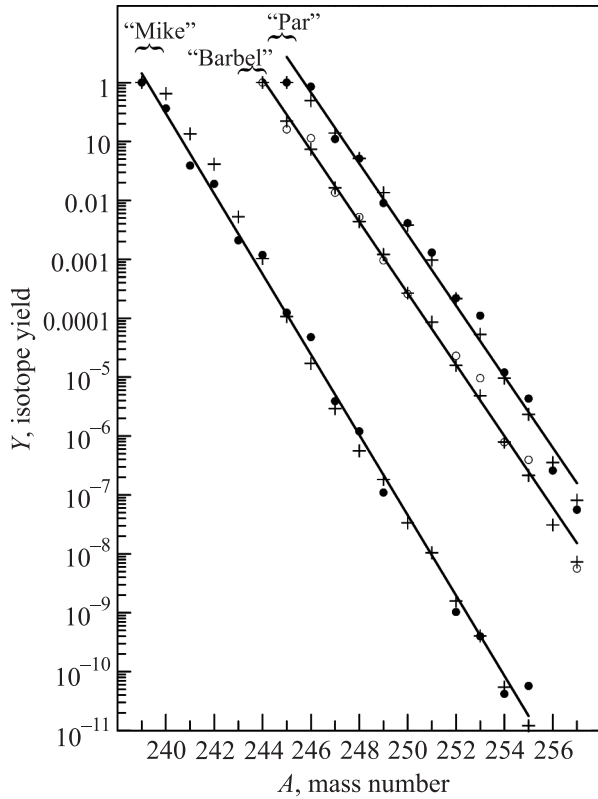


Рис. 1. Нормированные выходы трансуранических изотопов в экспериментах (● – “Mike” [3] и “Par” [4], ○ – “Barbel” [6]) и результаты расчетов по адиабатической бинарной модели (+). Сплошные линии – фитирование экспериментальных данных экспоненциальными функциями (1)

Точность этих аппроксимаций (среднеквадратичное отклонение) составляет: $\delta_1 = 56.0\%$ (“Mike”), $\delta_2 = 60.2\%$ (“Barbel”), $\delta_3 = 86.8\%$ (“Par”), что лучше многих предыдущих расчетов и сравнимо с точностью наших расчетов в рамках представленной модели (см. далее в разделе 3). Погрешность в определении параметров наклона экспонент оценена как $\Delta b_1 = \pm 0.030$, $\Delta b_2 = \pm 0.055$, $\Delta b_3 = \pm 0.023$.

Расчеты выходов трансуранических ядер при термоядерных взрывах проводились ранее неоднократно. Целью этих расчетов, в основном, было извлечение различных ядерных данных для тяжелых изотопов из сравнения с экспериментальными результатами. Так в работе [7] основное внимание уделялось сечениям (n, γ) -реакции на уране и плутонии, а в работах [4, 8] по экспериментам “Mike” и “Par” анализировалось влияние на рассчитываемые выходы спонтанного деления нейтронно-избыточных трансуранических нуклидов и конкуренция с бета-распадом. В этих расчетах применялась методика, аналогичная используемой в ранних расчетах r -процесса, когда не учиты-

валась кинетика, т.е. зависимость потоков и температуры от времени, а также не учитывались процессы, сопровождающие бета-распад образующихся нейтронно-избыточных ядер. Те же недостатки характерны и для недавних расчетов [9] образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в импульсных нейтронных потоках, в частности в условиях, характерных для термоядерного взрыва “Mike”, и отметим, что в этих расчетах использовались более современные расчетные данные для тяжелых нейтронно-избыточных изотопов (см. далее в разделе 3).

В настоящей работе рассчитывалось образование трансуранических нуклидов в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов “Mike”, “Par” и “Barbel”. Расчеты проводились в рамках кинетической модели астрофизического r -процесса [10] с учетом временной зависимости внешних параметров и с учетом процессов, сопровождающих бета-распад тяжелых нейтронно-избыточных ядер [11]. Зависящие от времени в интервале $\sim 10^{-6}$ с нейтронные потоки моделировались в рамках адиабатической бинарной модели (АБМ) [12] с использованием метода Монте-Карло. Вероятности бета-задержанных процессов рассчитывались по теории конечных ферми-систем [13].

2. Метод расчета. При моделировании r -процесса в искусственных условиях, т.е. pr -процесса при ядерных/термоядерных взрывах, были сделаны серьезные упрощения благодаря тому, что процессы нейтронного захвата и распада образующихся нуклидов разделяются по времени. С учетом такого временного разделения, система уравнений для изменения со временем концентраций $n(A, Z, t)$ ядер с массовым числом A и зарядом Z имеет вид

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

где $\lambda_{n,\gamma}$, $\lambda_{n,2n}$ – скорость захвата нейтрона в (n, γ) и $(n, 2n)$ -реакции, $\lambda_{n,f}$ – скорость деления нейтронами. Реакции с γ -квантами не учитывались ввиду меньших температур по сравнению с астрофизическими процессами. Слагаемое $\Phi[\lambda_\beta, \lambda_{\beta,n}, \lambda_{\beta,f}, \lambda_\alpha, \lambda_{sf}]$ в системе уравнений (2) не зависит от времени в интервале взрыва, так как включает процессы, происходящие после активной фазы взрыва – это процессы β -распада, (β, n) -эмиссии запаздывающих нейтронов, α -распада, (β, f) -запаздывающего и (sf) -спонтанного делений.

Зависящая от времени часть системы уравнений (2) решалась с использованием адиабатической бинарной модели [12] где численное моделирование осуществляется разбиением временного интервала рр-процесса на малые (наносекундные) шаги с расчетами выходов изотопов, последовательно для каждого шага. Начальные условия определены также и стартовым изотопным составом мишени и определяются выходом предшествующих изотопов в предыдущем временном шаге цепочки. Ввиду бинарного, двухэтапного характера самого термоядерного взрыва – ядерный взрыв (первый этап с реакцией деления) и второй этап, связанный с термоядерной реакцией, в расчетах использовались два нейтронных потока и два набора исходных концентраций, мало отличающихся между собой.

После окончания мгновенного импульсного нуклеосинтеза тяжелые нейтронно-избыточные изотопы претерпевают различные распады, описываемые членом $\Phi[\lambda_\beta, \lambda_{\beta,n}, \lambda_{\beta,f}, \lambda_\alpha, \lambda_{sf}]$ в системе уравнений (2). В процессе этих распадов происходят “потери” концентраций изотопов в изобарных цепочках с постоянным массовым числом A и в результате распределение выходов $Y(A)$ по массовому числу A существенно изменяется к завершению процесса взрыва. Эффект “потерь” (losing эффект), просуммированный по изобарной цепочке дает относительное снижение концентраций для данного A и выражается в виде коэффициента $L(A)$ – “losing factor” [14] (где $L(A) \leq 1$), и величину выхода $Y(A)$, рассчитанную на момент окончания процесса многократных захватов, нужно умножить на фактор $R(A) = 1 - L(A)$. Недавние расчеты “фактора потерь” – $L(A)$ показали [15], что уменьшение концентраций трансурановых нуклидов с $A \geq 250$ и четными значениями A определяется, в основном, запаздывающим делением (β, f -процесс) и эмиссией запаздывающих нейтронов (β, n -процесс), что приводит к эффекту четно-нечетной аномалии в выходах нуклидов с $A = 250-257$.

Расчеты периодов полураспада и вероятностей (β, n)- и (β, f)-процессов проводились в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем [13]. Решалась система секулярных уравнений для эффективного поля квазичастиц, как в [9, 10] для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F^ω в форме Ландау–Мигдала [13]:

$$F^\omega = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (3)$$

куда входят константы f'_0 изоспин-изоспинового и g'_0 спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц, которые являются феноменологическими параметрами, определяемыми из сравнения расчетов с экспе-

риментальными данными. Как и в предыдущих расчетах [16, 17], константы локального взаимодействия брались равными $f'_0 = 1.35$ и $g'_0 = 1.22$. Учитывалось влияние резонансной структуры силовой функции β -распада, в том числе пигми-резонансов [18].

В ранних расчетах большое значение придавалось α -распаду и спонтанному делению образовавшихся в результате нейтронных захватов короткоживущих нейтронно-избыточных трансурановых ядер. Недавние расчеты α -распада, запаздывающего, спонтанного и вынужденного делений проводились с энергиями, полученными в подходе, использующем функционал плотности Фаянса [19–21]. Получено, что с ростом нейтронного избытка в изотопах одного элемента, например урана, энергии α -распада E_α уменьшаются [19], что приводит к увеличению времен жизни T_α в силу известного соотношения $T_\alpha \sim E_\alpha^{-1/2}$ и, следовательно, α -распад не может играть существенную роль в тяжелых нейтронно-избыточных ядрах. Предполагавшееся ранее уменьшение барьеров деления E_f с ростом A при постоянном Z в силу $E_f \sim Z^2/A$ не подтверждается последними расчетами [20] для нейтронно-избыточных изотопов урана, что не позволяет объяснить четно-нечетную аномалию спонтанным делением, как это делалось ранее [4]. Таким образом, согласно нашим расчетам, эффект четно-нечетной аномалии в значительной мере может быть объяснен процессами, связанными с бета-распадом короткоживущих нейтронно-избыточных трансурановых нуклидов.

3. Результаты и обсуждение. В экспериментах “Par” и “Barbel”, целенаправленно проведенных для синтеза трансурановых изотопов, конструкционно предусматривался максимальный нейтронный флюенс в месте установки урановой мишени – ^{238}U для обеспечения r -процесса. В эксперименте “Mike” уран также являлся составной частью облучаемой нейтронами мишени. В подобных испытаниях обязательным компонентом является изотоп ^{239}Pu . В результате неуправляемых ядерных реакций (деления + термоядерной) образуется плазменный шар и имеет место вброс иных примесных изотопов конструкции и заряда (в том числе ^{239}Pu) в объем мишени, где множественные (n, γ)-захваты эффективно происходят в интервале $\sim 10^{-6}$ с.

Во всех расчетах данной работы в рамках адиабатической бинарной модели (АБМ) использован единый подход – полагалось наличие примеси ^{239}Pu в основном составе мишени из ^{238}U . Специфика бинарного, двухэтапного процесса взрыва также указывает на неравномерность нейтронного флюенса, облучающего объем мишени, что позволило моделировать

облучение урановой и плутониевой компонент мишени двумя различными потоками. В соответствии с экспериментальными данными все модельные выходы изотопов $Y(A)_{\text{calc}}$ нормированы на расчетный выход (см. (1)). Расчетные выходы и экспериментальные данные представлены в табл. 1, где также приведены среднеквадратичные отклонения (г.м.с.) δ для АБМ расчетов и для экспоненциальной аппроксимации (1).

Для иллюстрации степени согласия расчетов с экспериментами проведена нормировка расчетных выходов на экспериментальные данные. При таком представлении результатов полному согласию с экспериментом соответствует уровень единицы (рис. 2–4, где для сравнения приведены расчеты других авторов). Фитирование экспериментов (1) экспоненциальными функциями (см. рис. 1) также представлено в нормированном виде на рис. 2–4.

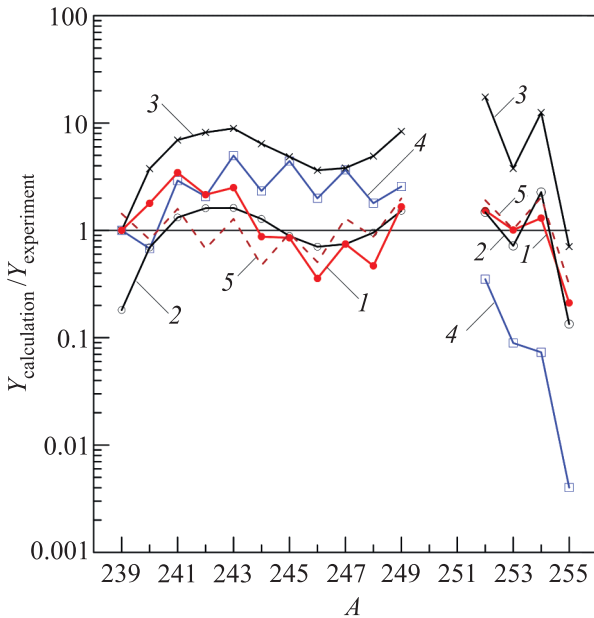


Рис. 2. (Цветной онлайн) Отношение нормированных (на $Y(A = 239)_{\text{calc}}$) расчетных выходов к нормированным (на $Y(A = 239)_{\text{exper}}$) выходам эксперимента “Mike”. 1 – расчеты данной работы, $\delta = 91\%$, 2 – расчеты [8] без нормировки на $Y(A = 239)_{\text{calc}}$, 3 – [8] с нормировкой на $Y(A = 239)_{\text{calc}}$, $\delta = 681\%$, 4 – выходы, рассчитанные в работе [9], $\delta = 180\%$, 5 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1а), $\delta = 56\%$

Первым исследовательским взрывом в США можно считать самый мощный на то время (10.4 Мт) термоядерный взрыв “Mike” (1952 г.), где впервые были обнаружены далекие трансураны с $Z = 99$ и $Z = 100$ [2]. Расчеты выходов $Y(A)$ проводились

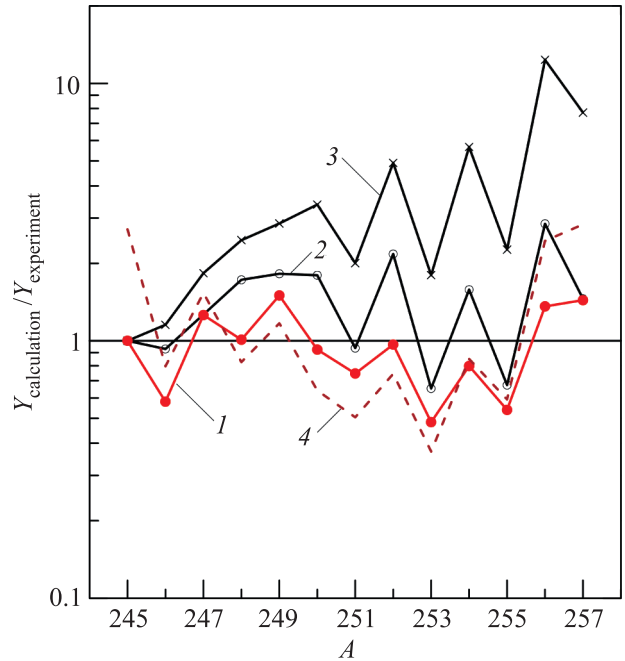


Рис. 3. (Цветной онлайн) Отношение нормированных (на $Y(A = 245)_{\text{calc}}$) расчетных выходов к нормированным (на $Y(A = 245)_{\text{exper}}$) выходам эксперимента “Par”. 1 – расчеты данной работы, $\delta = 32.9\%$, 2 – расчеты [4], поток $4.2 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см², $\delta = 75.9\%$, 3 – [4], поток $4.8 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см², $\delta = 417\%$, 4 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1с), $\delta = 86.8\%$

ранее для эксперимента “Mike” неоднократно и лучшие из них представлены на рис. 2, из которого следует, что точности этих расчетов невелики, так для расчетов [8] г.м.с. $\delta > 600\%$, а для [9] $\delta \approx 180\%$, что существенно хуже настоящих расчетов по АБМ методу с $\delta = 91\%$ и 56% согласно экспоненциальному фитированию (1а) (см. табл. 1). Анализ АБМ расчетов с использованием экспоненциальной зависимости типа (1) дал $b_1 = 1.636$, $c_1 = 391.791$ ($b_1 = 1.570$, $c_1 = 375.491$ в (1)) и $\delta(\text{АБМ}_1) = 67.6\%$, что лучше численного АБМ расчета (91%) и несколько хуже прямого фитирования экспериментальных данных ($\delta = 56\%$ (1)).

Представленные на рис. 2 расчеты относительных выходов по АБМ модели получены при двух плотностях потоков $1.55 \cdot 10^{24}$ и $4.94 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см², активировавших стартовый состав из смеси ²³⁸U (99.993%) и ²³⁹Pu (0.007%) соответственно. Расчеты показали, что выходы, нормированные на $Y(A = 239)$ [3] могут иметь примерно двухкратное отличие в концентрациях при $A < 255$ в данной работе и значительно бóльшие в работах [8] и [9], где г.м.с. расчетных выходов равны $\delta = 681\%$ и 180% соответственно (см. рис. 2). Экспоненциальная аппроксими-

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные относительные выходы трансурановых нуклидов. Представлены расчеты по АБМ модели и среднеквадратичные отклонения δ от экспериментальных данных (в %) АБМ расчетов и экспоненциальной аппроксимации (1).

A	"Mike"		"Par"		"Barbel"	
	$Y(A)_{\text{exper}}$, [3]	$Y(A)_{\text{calc}}$, АБМ	$Y(A)_{\text{exper}}$, [4]	$Y(A)_{\text{calc}}$, АБМ	$Y(A)_{\text{exper}}$, [6]	$Y(A)_{\text{calc}}$, АБМ
239	1.00	1.00				
240	$3.63 \cdot 10^{-01}$	$6.48 \cdot 10^{-01}$				
241	$3.90 \cdot 10^{-02}$	$1.34 \cdot 10^{-01}$				
242	$1.91 \cdot 10^{-02}$	$4.11 \cdot 10^{-02}$				
243	$2.10 \cdot 10^{-03}$	$5.25 \cdot 10^{-03}$				
244	$1.18 \cdot 10^{-03}$	$1.03 \cdot 10^{-03}$			1.00	1.00
245	$1.24 \cdot 10^{-04}$	$1.06 \cdot 10^{-04}$	1.00	1.00	$1.61 \cdot 10^{-01}$	$2.21 \cdot 10^{-01}$
246	$4.78 \cdot 10^{-05}$	$1.70 \cdot 10^{-05}$	$8.50 \cdot 10^{-01}$	$4.93 \cdot 10^{-01}$	$1.13 \cdot 10^{-01}$	$7.38 \cdot 10^{-02}$
247	$3.90 \cdot 10^{-06}$	$2.91 \cdot 10^{-06}$	$1.10 \cdot 10^{-01}$	$1.39 \cdot 10^{-01}$	$1.35 \cdot 10^{-02}$	$1.63 \cdot 10^{-02}$
248	$1.20 \cdot 10^{-06}$	$5.61 \cdot 10^{-07}$	$5.10 \cdot 10^{-02}$	$5.15 \cdot 10^{-02}$	$5.22 \cdot 10^{-03}$	$4.36 \cdot 10^{-03}$
249	$1.10 \cdot 10^{-07}$	$1.83 \cdot 10^{-07}$	$9.00 \cdot 10^{-03}$	$1.35 \cdot 10^{-02}$	$9.57 \cdot 10^{-04}$	$1.20 \cdot 10^{-03}$
250	–	$3.33 \cdot 10^{-08}$	$4.10 \cdot 10^{-03}$	$3.79 \cdot 10^{-03}$	$2.57 \cdot 10^{-04}$	$2.65 \cdot 10^{-04}$
251	–	$1.04 \cdot 10^{-08}$	$1.30 \cdot 10^{-03}$	$9.69 \cdot 10^{-04}$	–	$8.59 \cdot 10^{-05}$
252	$1.03 \cdot 10^{-09}$	$1.58 \cdot 10^{-09}$	$2.20 \cdot 10^{-04}$	$2.13 \cdot 10^{-04}$	$2.30 \cdot 10^{-05}$	$1.58 \cdot 10^{-05}$
253	$4.0 \cdot 10^{-10}$	$4.05 \cdot 10^{-10}$	$1.10 \cdot 10^{-04}$	$5.31 \cdot 10^{-05}$	$9.57 \cdot 10^{-06}$	$4.82 \cdot 10^{-06}$
254	$4.2 \cdot 10^{-11}$	$5.44 \cdot 10^{-11}$	$1.20 \cdot 10^{-05}$	$9.58 \cdot 10^{-06}$	$7.83 \cdot 10^{-07}$	$7.87 \cdot 10^{-07}$
255	$5.7 \cdot 10^{-11}$	$1.20 \cdot 10^{-11}$	$4.30 \cdot 10^{-06}$	$2.32 \cdot 10^{-06}$	$3.96 \cdot 10^{-07}$	$2.14 \cdot 10^{-07}$
256	–	–	$2.60 \cdot 10^{-07}$	$3.54 \cdot 10^{-07}$	–	$3.08 \cdot 10^{-08}$
257	–	–	$5.60 \cdot 10^{-08}$	$8.07 \cdot 10^{-08}$	$5.65 \cdot 10^{-09}$	$7.24 \cdot 10^{-09}$
δ , %	56.0 (1a)	91	86.8 (1c)	33	60.2 (1b)	29

мация этих расчетов дает: $b_1 = 1.559$, $c_1 = 374.5$ для [8] и $b_1 = 1.835$, $c_1 = 440.8$ для [9]. Проблемой моделирования является также высокий выход нуклидов с $A = 255$. Наибольшие расхождения при $A = 255$ наблюдаются в расчетах [9], где значения расчетных выходов более чем на два порядка меньше экспериментальных значений (см. рис. 2). Скорее всего, это связано с малыми значениями предсказанных сечений нейтронных захватов для $A = 253$, 254 и 255. Отметим также, что в расчетах [9] не учитывались процессы, связанные с β -распадом нейтронно-избыточных изотопов и бинарный характер нейтронного потока и состава мишени.

Наиболее успешным для нуклеосинтеза был эксперимент "Par" [4], где обнаружены нуклиды со всеми массовыми числами в интервале до $A = 257$. Модель, представленная в данной работе, позволила значительно снизить отклонения от эксперимента ($\delta \cong 33\%$) и обеспечить расхождение по каждому изотопу лучше, чем двухкратное при потоках $5.31 \cdot 10^{24}$ и $6.38 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см² на ²³⁸U (97%) и ²³⁹Pu (3%) компоненте мишени, соответственно (см. рис. 3). Анализ АБМ расчетов с использованием экспоненциальной зависимости типа (1) дал $b_3 = 1.387$, $c_3 = 340.745$ ($b_3 = 1.388$, $c_3 = 341.015$ в (1)) и $\delta(\text{АБМ}_3) = 77.4\%$, что хуже численно-

го АБМ расчета (33%) и лучше прямого фитирования экспериментальных данных ($\delta = 86.8\%$ (1)). Экспоненциальная аппроксимация расчетов [4] (поток $4.2 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см², г.м.с. расчетных выходов $\delta=75.9\%$) дает: $b_3 = 1.370$, $c_3 = 336.9$ (см. рис. 3).

Однако, в следующем эксперименте "Barbel" [6], который должен был подтвердить результаты "Par" (и ориентированном именно на получение трансуранов) не удалось обнаружить не только изотопы с массовыми числами $A > 257$, но и с $A = 251$ и 256. В представленных расчетах (с потоками $3.50 \cdot 10^{24}$ и $6.08 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см² на ²³⁸U (99.6%) и ²³⁹Pu (0.4%) стартовых изотопах, соответственно) достигнуто более высокое согласие с экспериментом ($\delta \cong 29\%$) при максимальном расхождении не более двух раз (см. рис. 4), что подтвердило работоспособность модели. Анализ АБМ расчетов с использованием экспоненциальной зависимости типа (1) дал $b_2 = 1.418$, $c_2 = 346.211$ ($b_2 = 1.395$, $c_2 = 340.584$ в (1)) и $\delta(\text{АБМ}_2) = 48.5\%$, что хуже численного АБМ расчета (29%) и несколько лучше прямого фитирования экспериментальных данных ($\delta = 60.2\%$ (1)). Экспоненциальная аппроксимация расчетов [5] (г.м.с. модельных выходов $\delta = 33.5\%$, см. рис. 4) дает $b_2 = 1.451$, $c_2 = 354.2$.

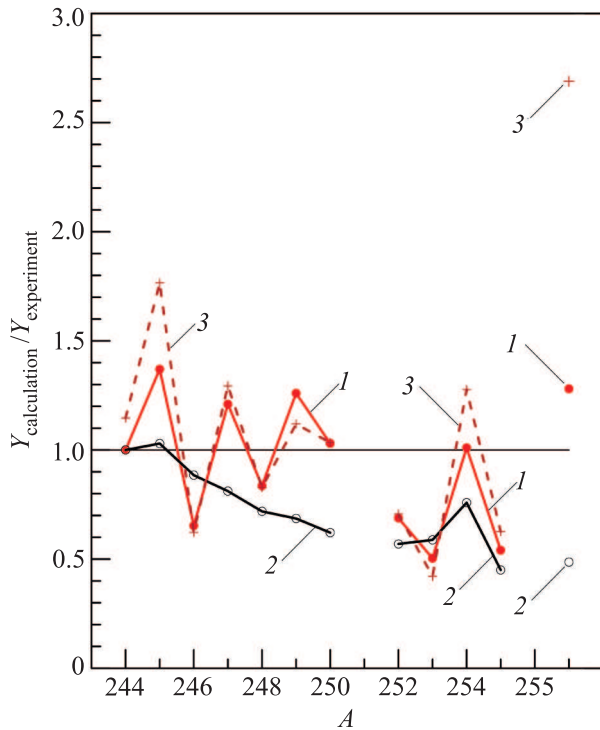


Рис. 4. (Цветной онлайн) Отношение нормированных (на $Y(A = 244)_{\text{calc}}$) расчетных выходов к нормированным (на $Y(A = 244)_{\text{exper}}$) выходам эксперимента “Barbel”, 1 – расчеты данной работы, $\delta = 29.3\%$, 2 – расчеты [5], $\delta = 33.5\%$, 3 – фитирование экспериментальных выходов экспонентой (1b), $\delta = 60.2\%$

4. Заключение. Разработанная модель образования трансурановых ядер в условиях искусственного импульсного нуклеосинтеза включает элементы динамики быстропротекающего рг-процесса с учетом изменения сечений (n, γ)-активации в интервале $\Delta t \sim 10^{-6}$ с в процессе множественных нейтронных захватов. Для учета дальнейшей эволюции в распределении концентраций ядер с большим избытком нейтронов в схему впервые включены запаздывающие процессы, сопровождающие бета-распад нейтронно-избыточных ядер и определяющие эффект потери концентраций (losing-effect), наблюдающийся как четно-нечетная аномалия в выходах ядер с $A \geq 250$. Учет запаздывающих процессов критичен для адекватного сопоставления с экспериментальным химическим изотопным анализом, возможным по истечении времени не менее суток после испытаний. Вероятности бета-задержанных процессов рассчитывались по микроскопической теории конечных ферми-систем.

Расчеты выходов трансурановых нуклидов $Y(A)$ сделаны в рамках разработанной адиабатической бинарной модели (АБМ) для трех эксперименталь-

ных термоядерных взрывов “Mike”, “Par” и “Barbel” (США). С учетом бинарного, двухэтапного характера термоядерного взрыва в расчетах использовались два нейтронных потока и два набора исходных концентраций, мало отличающихся между собой. Для трех экспериментов также представлены и экспоненциальные аппроксимации зависимостей $Y(A)$. Среднеквадратичные отклонения расчетов по АБМ модели составляют 91 % и 56 % фитирование (1a) – “Mike”, 33 % и 87 % (1c) – “Par”, 29 % и 60 % (1b) – “Barbel” (см. табл. 1), что существенно меньше, чем у других известных расчетов, а для экспоненциальных аппроксимаций сравнимы с лучшими из них.

Проведен анализ АБМ расчетов с использованием экспоненциальной зависимости типа (1). Для двух экспериментов (“Par” и “Barbel”) экспоненциальное фитирование расчетных выходов дало зависимость (экспоненту), которая лучше воспроизводит экспериментальные выходы, чем экспонента, полученная от экспериментальных данных. Для АБМ расчетов “Mike” экспоненциальное фитирование дало $\delta(\text{АБМ}_1) = 67.6\%$, что лучше численного АБМ расчета (91 %) и несколько хуже прямого фитирования экспериментальных данных ($\delta = 56\%$ (1)). Отметим, что “Mike” – проблемный эксперимент для моделирования.

Таким образом, в рамках разработанной на основе кинетической модели астрофизического нуклеосинтеза адиабатической бинарной модели мгновенного рг-процесса рассчитаны выходы трансурановых нуклидов, образующихся в термоядерных взрывах “Mike”, “Par” и “Barbel” (США). В расчетах впервые учитывались процессы, сопровождающие бета-распад тяжелых сильно нейтронно-избыточных изотопов, образовавшихся при нейтронных захватах. Проведена и аппроксимация экспериментальных выходов экспоненциальными зависимостями от массового числа A . Получена значительно более высокая точность настоящих расчетов по сравнению с известными, выполненными ранее расчетами. Дано объяснение четно-нечетной аномалии в наблюдаемых выходах тяжелых ядер за счет преимущественного влияния процессов, сопровождающих бета-распад тяжелых изотопов.

Авторы особо благодарят Е.П. Велихова за постоянное внимание к работе и плодотворные обсуждения данной тематики. Мы искренне признательны Л.Б. Безрукову, И.Н. Борзову, С.С. Герштейну, Б.К. Лубсандоржиеву, И.В. Панову, Э.Е. Саперштейну, В.Н. Тихонову, И.И. Ткачеву и С.В. Толоконникову за стимулирующие дискуссии и помощь в работе. Работа выполнена при частичной

финансовой поддержке Российских фондов: РФФИ (грант # 16-02-00228) и РНФ (грант # 16-12-10161).

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. 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).
3. 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, and R. W. Spence, *Phys. Rev.* **119**, 2000 (1960).
4. D. W. Dorn and R. W. Hoff, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 440 (1965).
5. G. I. Bell, *Phys. Rev. B* **139**, 1207 (1965).
6. Los-Alamos Radiochemistry Group, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 962 (1965).
7. J. S. Ingley, *Nucl. Phys. A* **124**, 130 (1969).
8. D. W. Dorn, *Phys. Rev. B* **126**, 693 (1962).
9. V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, and W. Greiner, *Phys. Rev. C* **84**, 044617 (2011).
10. Ю. С. Лютостанский, Д. А. Птицын, О. Н. Синюкова, С. С. Филиппов, В. М. Чечеткин, *ЯФ* **42**, 215 (1985).
11. Ю. С. Лютостанский, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **50**, 834 (1986).
12. В. И. Ляшук, *Изв. РАН. Сер. физ.* **76**, 1321 (2012).
13. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1983).
14. Ю. С. Лютостанский, В. И. Ляшук, *Изв. РАН. Сер. физ.* **76**, 520 (2012).
15. Yu. S. Lutostansky, V. I. Lyashuk, and I. V. Panov, *Proc. of the Intern. Symp. on Exotic Nuclei*. World Scientific (2017), pp. 267–271.
16. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 10 (2015).
17. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, *ЯФ* **79**, 621 (2016); arXiv: 1509.02014v1 [nucl-th].
18. Ю. С. Лютостанский, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 9 (2017).
19. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, *Eur. Phys. J. A* **53**, 33 (2017).
20. С. В. Толоконников, И. Н. Борзов, Ю. С. Лютостанский, И. В. Панов, Э. Е. Саперштейн, *ЯФ* **80**, 319 (2017).
21. Э. Е. Саперштейн, И. Н. Борзов, Ю. С. Лютостанский, С. В. Толоконников, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 475 (2015).