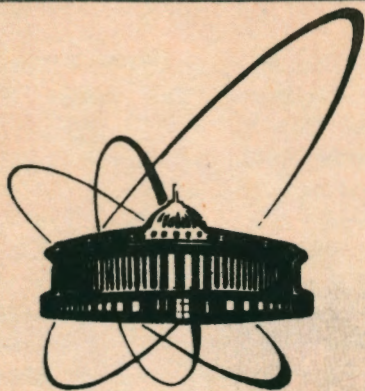


92-125



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-92-125

В.С.Барашенков, А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

**ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК
ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ ("ЭФФЕКТ РАЗГОНКИ")**

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1992

Все выполненные до настоящего времени теоретические и экспериментальные оценки характеристик электроядерного бридинга относятся к мишеням, состав и все другие свойства которых не изменяются с течением времени. Такое приближение, справедливое при небольших интегральных потоках ускоренных протонов, совершенно не применимо к системам с током протонов $N_p \sim 100$ мА. В этих системах уже в течение первых недель их работы накапливается большое количество ядер ^{239}Pu , деление которых низкоэнергетическими нейтронами (в области $\tau \leq 10,5$ МэВ) значительно увеличивает поток нейтронов, что в свою очередь сначала увеличивает, а затем благодаря слишком большому числу делений снижает выход плутония, и система из эффективного наработчика плутония может превратиться в реактор, "сжигающий" ^{238}U .

Тот факт, что переход от чистого ^{238}U к естественному почти на четверть увеличивает поток нейтронов и выход плутония^[1,2], говорит о важности такого нелинейного "эффекта разгонки".

Нами построена зависящая от времени математическая модель электроядерного реактора, позволяющая рассчитывать динамику его характеристик. Модель основана на методе Монте-Карло и для частного случая неизменяющегося состава мишени использовалась в работах^[2,3].

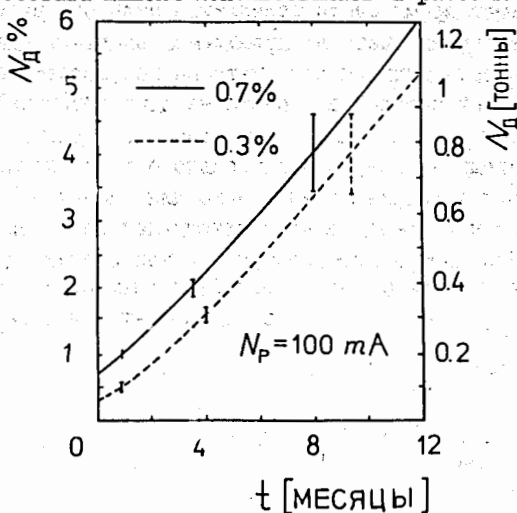
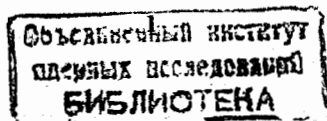


Рис. I. Увеличение средней концентрации легкоделящихся ядер в зависимости от времени.

Сплошная и пунктирные кривые относятся к блокам из естественного и обедненного урана. Интенсивность пучка протонов $N_p = 100$ мА.

Указаны статистические ошибки расчета.



Прямое моделирование электроядерного процесса, связанного с заметным изменением состава мишени, требует непомерно большого времени счета. Поэтому на практике приходится разбивать рассматриваемый интервал времени на ряд этапов (шагов), в каждом из которых используются распределения плотностей ядер, рассчитанные на предыдущем этапе. Число этапов определяется условием приближенного постоянства характеристик электроядерной системы на каждом этапе расчета. Нормировка распределений (концентрация ядер сорта x) на новом этапе

$$N_x(t) = N_x^0 + N_p \int_0^t n_x(t) dt \quad (I)$$

где N_x^0 - начальная концентрация ядер рассматриваемого сорта, $n_x(t)$ - число таких ядер, образовавшихся в расчете на один первичный протон, N_p - число первичных протонов в единицу времени (ток ускорителя) I_p , t - время работы электроядерного реактора. Скорость наработки ядер x $n_x(t)$ оценивается методом Монте-Карло для ряда значений t_n , а для промежуточных t получается в результате интерполяции.

При прямом моделировании с ростом концентрации делящихся элементов резко возрастает время счета вследствие сильного размножения нейтронов. Снизить время счета до приемлемых значений удастся с помощью введения весовых функций для учета низкоэнергетического деления. Число нейтронных историй в расчете на один первичный протон при этом становится не зависящим от концентрации делящихся изотопов, поэтому удастся продвинуться до значительно больших концентраций. Этот метод становится неприемлемым только для систем, очень близких к критическим, так как из-за больших флуктуаций нейтронных весов обращаются в бесконечность дисперсии монте-карловских оценок.

Распределение по объему блока делящихся элементов для k -того шага вычислений $N_A^k(R, z)$ представляется в виде

$$\exp(\tilde{P}(R, z))$$

где

$$\tilde{P}(R, z) = \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^{3-i} A_{ij} R^i z^j$$

1) Если происходит уменьшение количества ядер x (например, ядер ^{235}U , то $n_x < 0$ - число исчезающих ядер в расчете на один первичный протон.

Коэффициенты A_{ij} определяются из разложения по ортогональным полиномам $\ln(N_A^{(k-1)}(R, z))$, полученного на $(k-1)$ -шаге монте-карловского моделирования. Такая процедура позволяет сгладить статистические нерегулярности распределений.

В настоящей работе влияние эффекта разгонки рассматривается на примере мишени из естественного урана ($0,7\% \text{ } ^{235}\text{U}$). Как и в предыдущих работах^{2,3/} предполагалось, что мишень имеет форму цилиндра с радиусом $R_M = 60$ см, длиной $z_M = 90$ см и узким осевым каналом длины $z_0 = 26$ см для ввода пучка ускоренных протонов. Мы ограничились рассмотрением наработки плутония до 5%, что при токе протонов $N_p = 100$ мА соответствует приблизительно девятимесячной работе установки (приводимые ниже данные для больших времен t получены экстраполяцией²⁾).

Расчет выполнялся в три этапа, соответствующих средним начальным концентрациям легкоделящихся элементов

$$N_A(^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}) = 0,7\%; 1,7\%; 3,76\% \quad (2)$$

(На первом этапе концентрация плутония равна нулю). Для концентраций $N_A \sim 3-5\%$ это довольно грубое приближение, однако основные черты эффекта разгонки оно воспроизводит.

Уравнение изменения концентрации легкоделящихся ядер

$$\frac{dN_A}{dt} = n_A(N_A) N_p \quad (3)$$

где n_A - выход ядер ^{239}Pu в мишени со средней концентрацией N_A в расчете на один первичный протон, имеет решение

$$t = N_p^{-1} \frac{N_A}{n_A(N_A)} \quad (4)$$

где N_A^0 - стартовая концентрация. Аппроксимируя значения $n_A^{-1}(N)$, рассчитанные для концентраций (2), квадратичной формулой

$$n_A^{-1}(N_A) = 1.54 \cdot 10^{-2} - 6.21 \cdot 10^{-3} (N_A \%) + 1.17 \cdot 10^{-3} (N_A \%)^2 \quad (5)$$

2) Для других значений N_p время наработки заданного количества плутония

$$t(N_p) = \{t(100\text{мА}) / N_p [\text{мА}]\} 100\text{мА}$$

Напомним, что $100 \text{ мА} = 6,25 \cdot 10^{19}$ протонов/сек.

представим (4) для $N_P = 100 \text{ MA}$ в виде

$$t \text{ [месяцы]} = 4,48 [N_A \% - N_A^0 \%] - 0,905 [(N_A \%)^2 - (N_A^0 \%)^2] + 0,114 [(N_A \%)^3 - (N_A^0 \%)^3]. \quad (6)$$

Рассчитанная с помощью этой формулы обратная зависимость

$$N_A \% = f(t, N_A^0 \%)$$

приведена на рис.1. Как видно, за первые 6 месяцев средняя концентрация легкоделящихся ядер в блоке возрастает в 4-5 раз (в пределах статистических ошибок Monte-Carlo расчета), в последующие полгода она увеличивается еще приблизительно вдвое³⁾. Для интенсивности $N_P = 300 \text{ MA}$, которая часто обсуждается в проектах электроядерных установок, количество наработанного плутония втрое больше: 1,5-2 тонны за первые шесть месяцев и 3-4 тонны в расчете на год.

Как показано в работах^{2,3)}, в системе с натриевым теплоносителем и центральной свинцовой мишенью выход плутония n_A , следовательно, и его интегральная наработка N_A снижается приблизительно до 40% их значений в чистом уране. В системе, использующей свинцовый теплоноситель, это снижение заметно меньше.

На рис.2 показан относительный вклад нелинейных эффектов (второго и третьего членов в формуле (6) к первому, линейному члену). Независимо от интенсивности пучка протонов N_P при $t > 6$ месяцев эффект разгонки стабилизируется (выходит на насыщение). Это связано с тем, что при увеличении концентрации плутония резко возрастает поток нейтронов и, соответственно, число делений ядер плутония. Последнее можно видеть из таблицы, где для различных моментов времени t приведены средние интегральные характеристики системы. Максимальная наработка плутония приходится на интервал от 3 до 6 месяцев. При больших концентрациях сгорает все большая и большая часть нарабатываемого плутония.

С течением времени очень быстро возрастает утечка нейтронов из мишени. Если при $N_A = 0,7\%$ она составляет всего лишь около 6-7% от полного числа нейтронов n , то при $N_A = 5\%$ из мишени вылетает уже около половины всех нейтронов. Абсолютная величина нейтронного потока из мишени возрастает при этом на два порядка. Это связано в первую

³⁾ Время наработки концентрации плутония $N_A = 0,3$ и $0,7\%$ от нулевого уровня $N_A^0 = 0$ при токе $N_P = 100 \text{ MA}$ составляет соответственно 1,3 и 2,7 месяца.

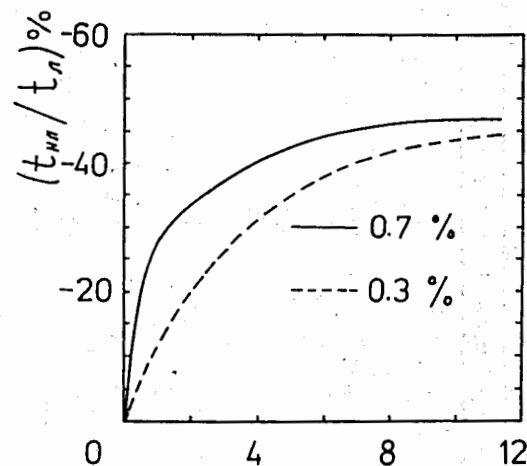


Рис.2. Относительный вклад эффекта разгонки (нелинейных эффектов) в наработку ^{239}Pu .

Сплошная и пунктирная кривые относятся к блокам из естественного и обедненного урана.

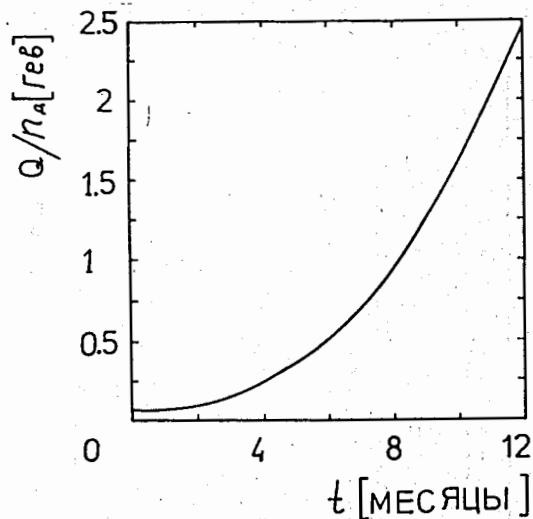


Рис.3. Тепловыделение в мишени в расчете на одно вновь образующееся ядро ^{239}Pu .

Таблица

Средние интегральные характеристики электроядерного процесса в блоке из естественного урана, облучаемого пучком протонов с энергией 1 ГэВ в течение времени t (в расчете на один первичный протон)

Х а р а к т е р и с т и к а	$t = 0$	$t = 3$ мес.	$t = 6$ мес.	$t = 9$ мес.	$t = 12$ мес.
Число захватов в ^{238}U , n_{8g}	93	197	413	710	~1090
Число захватов в ^{235}U и ^{239}Pu , n_{Ac}	0,9	12	42	88	~140
Число нейтронов, вылетевших из мишени, $n_{\text{вн}}$	6,5	20	230	840	~1450
Полный выход нейтронов	100	229	685	1638	~2680
$n_{n_{8c}} + n_{Ac} + n_{\text{вн}}$					
Число делений ядер при $\tau > 10,5$ МэВ	5,4	5	5	5,7	5,5
Число делений ^{238}U при $\tau < 10,5$ МэВ	16,3	28	117	270	~500
Число делений ^{235}U и ^{239}Pu при $\tau < 10,5$ МэВ, n_f	5,8	63	250	516	~860
Выход ^{239}Pu , $n_{A} = n_{8c} - n_{Ac} - n_f$	86	121	121	106	~93
Ионизационные потери, Q_{ion} МэВ	560±40	560±40	560±40	560±40	560±40
Полное тепловыделение, Q ГэВ	5,1	16,4	62,4	133	~228
Статистическая погрешность расчета	5%	6%	10%	15%	-

6

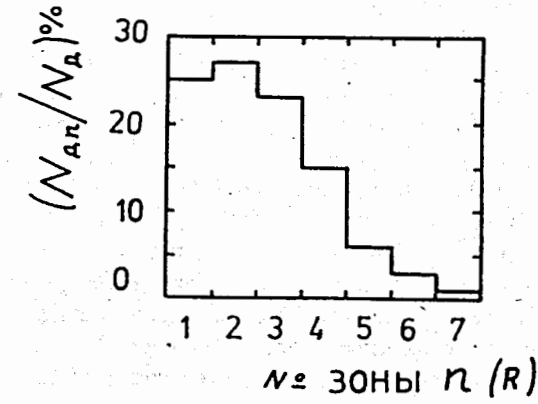


Рис.4. Радиальное распределение накопленного в мишени ^{239}Pu .

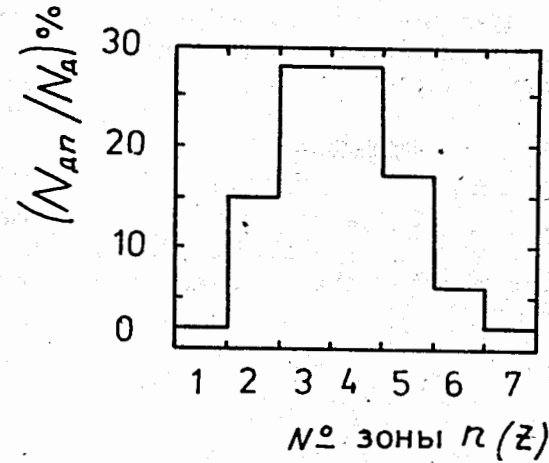


Рис.5. Осевое распределение накопленного в мишени ^{239}Pu .

очередь с увеличением числа делящихся ядер плутония в периферических областях мишени, благодаря чему плотность потока нейтронов здесь резко возрастает.

Обращает на себя внимание быстрое увеличение тепловыделения в мишени, сопровождающее рост числа низкоэнергетических делений урана и плутония. Это особенно заметно в расчете на одно вновь образующееся ядро ^{239}Pu (рис.3). В системе с теплоносителем рост тепловыделения происходит значительно медленнее^{/2/}.

На рис.4 и 5 приведено пространственное распределение концентрации легкоделящихся ядер в семи зонах с размерами $\Delta z = 12,85$ см и $\Delta R = 8,57$ см. С точностью до нескольких процентов распределение $N_{\Delta}(R,z)$ оказывается одинаковым для всех трех начальных концентраций (2). Тот факт, что плотность числа (n, γ) - реакций в мишени $N_C(R,z)$ практически не зависит от концентрации ^{239}Pu и ^{239}Pu , а плотность числа делений $N_F(R,z)$ слабо изменяется при варьировании величины N_{Δ} , уже отмечалось в работе^{/2/}. Величины $N_C(R,z)$ и $N_F(R,z)$ определяют распределение $N_{\Delta}(R,z)$.

Энергетический спектр нейтронов при увеличении концентрации N_{Δ} приближается к спектру деления.

Дальнейшей задачей моделирования эффектов разгонки является рассмотрение этих эффектов в системах, содержащих конструктивные элементы, различные типы теплоносителя и графитовые экраны, а также учет влияния осколков деления.

. Литература

1. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, т.9, стр.871, 1978.
2. Барашенков В.С. и др. АЭ, Препринт ОИЯИ Р2-91-422, Дубна, 1991.
3. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Соснин В.Н., Шмаков С.Ю. Влияние свинцовой мишени на характеристики электроядерного бридлинга. АЭ, 1991, т.70, с.172.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1992 года.

Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю.
Временная зависимость характеристик
электроядерной системы ("эффект разгонки")

P2-92-125

Методом Монте-Карло промоделирована динамика электроядерного процесса, инициированного пучком протонов с энергией 1 ГэВ в большом блоке естественного урана. Деление образующихся ядер плутония приводит к резкому нарастанию потока нейтронов и, соответственно, к быстрому повышению концентрации плутония. При токе пучка ускоренных протонов, равном 100 мА, в течение первых шести месяцев концентрация легкоделящихся ядер возрастает в 4-5 раз и еще приблизительно вдвое за следующее полугодие. Вследствие увеличения потока нейтронов на периферии блока, главным образом из-за деления накапливающихся там ядер плутония, в сотни раз возрастает утечка нейтронов из блока. Суммарное тепловыделение в течение года возрастает почти в 50 раз. Вместе с тем форма пространственного распределения ядер плутония (нормированное распределение) практически не изменяется с течением времени.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Barashenkov V.S., Sosnin A.N., Shmakov S.Yu.
Time Dependence of Characteristics
of Electronuclear System

P2-92-125

The dynamics of electronuclear process created in a large uranium target by a proton beam with energy 1 GeV simulated by means of Monte Carlo method. The fission of creating plutonium nuclei leads to a sharp rise in neutron density and, respectively, concentration of plutonium increases drastically too. For example, when current of accelerated protons equals 100 mA, the concentration of easy-fissile nuclei increases 4-5 times during first six months and is approximately doubled again during the next half year. Because of increasing the neutron density in target periphery, mainly due to the fission of new plutonium nuclei created there, the leakage of neutrons rises hundreds times. During a year the heatproduction increases almost 50 times. At the same time the shape of space distribution of plutonium (the normalized distribution) is not changed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992