

# ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ

УДК 621.039.526

## ПОДКРИТИЧЕСКИЙ РЕАКТОР С СОВМЕЩЁННОЙ МИШЕНЬЮ, УПРАВЛЯЕМЫЙ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ

*Е.В. Гусев, П.А. Демченко, Л.И. Николайчук*  
*ННЦ «Харьковский физико-технический институт»*  
*61108, Харьков, ул. Академическая, 1, Украина;*  
*E-mail: demchenko@kipt.kharkov.ua*

Исследуются физические процессы в цилиндрическом подкритическом реакторе при инъекции пучка релятивистских протонов. Для генерации протонами первичных нейтронов используется мишень из той же смеси актинидов, что и мультиплицирующий бланкет. Рассмотрены две начальные композиции бланкета: обедненный уран и смесь обедненного урана с энергетическим плутонием, состав которой соответствует коэффициенту мультипликации нейтронов 0,96.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря развитию ядерной энергетики к началу XXI века на атомных электростанциях производится около 15% мирового потребления электроэнергии [1], на Украине – около 47%[2].

По мере роста масштабов использования ядерной энергии выявился целый ряд проблем, которые существенно ограничивают дальнейший прогресс ядерной энергетики. Кратко их можно суммировать следующим образом:

- недостаточно высокие гарантии безопасности при эксплуатации ядерных реакторов, работающих в критическом режиме;
- трудности переработки, утилизации и хранения возрастающих количеств долгоживущих радиоактивных отходов топливного цикла существующих энергетических реакторов;
- необходимость включения в топливный цикл огромных количеств непрерывно накапливающегося обеднённого урана, который является отходами производства ядерного топлива, обогащённого изотопом урана-235;
- включение в топливный цикл энергетического плутония, содержащегося в отработанном ядерном топливе энергетических реакторов, который в долгосрочной перспективе является основным источником радиационного воздействия на окружающую среду;
- нераспространение высокообогащенных делящихся ядерных материалов и исключение несанкционированного их использования.

Для решения возникших проблем разрабатываются национальные программы [9] и расширяется международное сотрудничество (*Generation IV*). Одной из альтернатив современной ядерной энергетики, основанной на самоподдерживающейся цепной реакции деления изотопов урана и плутония нейтронами, могут явиться, так называемые, электроядерные технологии [1,3-8].

В настоящее время электроядерные установки (ЭЯУ) рассматриваются как звено в цепочке технологий, которые могут обеспечить замкнутый топливный цикл современных энергетических реакторов, в

частности, для трансмутации долгоживущих радиоизотопов отработанного топлива и производства энергии [10].

В отличие от реакторов на тепловых и быстрых нейтронах ЭЯУ работают в подкритическом режиме, т.е. их эффективный коэффициент мультипликации нейтронов  $K_{eff} < 1$ . При этом самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер невозможна и соответственно исключены аварии, связанные с неконтролируемым ростом скорости цепной реакции. Чтобы осуществить ядерное *горение* в подкритическом реакторе, необходим внешний источник нейтронов. Как известно [1], если в мультиплицирующей среде с  $K_{eff} < 1$  помещен внешний источник нейтронов мощностью  $S_0$  (н/с), то полное число нейтронов  $S$ , образующихся в единицу времени, есть

$$S = S_0 / (1 - K_{eff}), \quad (1)$$

а мощность энерговыделения  $P_f$  за счёт деления ядер актинидов нейтронами будет:

$$P_f = S_0 E_f K_{eff} / (1 - K_{eff}) \nu. \quad (2)$$

Здесь  $\nu$ ,  $E_f$  - соответственно число нейтронов, образующихся в одном акте деления, и выделяющаяся при этом энергия ( $E_f \approx 200$  МэВ). Из выражения (2) следует, что для управления подкритическим уран-плутониевым реактором ( $\nu \approx 2,93$ ) тепловой мощностью  $P_f = 1$  ГВт, сравнимой с мощностью действующих энергетических реакторов, необходим внешний источник нейтронов с интенсивностью  $S_0 \approx 2 \cdot 10^{18}$  н/с, если  $K_{eff} = 0,98$ . Следовательно, проблема кардинального перехода к безопасной ядерной энергетике в значительной степени сводится к созданию эффективных источников нейтронов с мощностью  $S_0 \geq 2 \cdot 10^{18}$  н/с. При этом механизм генерации нейтронов не должен основываться на цепной ядерной реакции деления актинидов нейтронами.

В настоящее время наиболее мощные источники нейтронов созданы на основе каскадов адронных процессов (*spallation*), вызываемых релятивистскими протонами при столкновениях с ядрами тяжёлых элементов [1,11]. Мощность *spallation*-источника есть:

$$S_0 = I_b \delta_{sp} / e, \quad (3)$$

где  $I_b$  – ток пучка,  $\delta_{sp}$  – выход нейтронов на один протон [12,13],  $e$  – электрический заряд протона. На рис. 1 приведены, взятые из работы [12], значения

выходов нейтронов для толстых мишеней из обеднённого урана (0,2%  $^{235}\text{U}$ ) и свинца в зависимости от энергии протонов. Величины  $\delta_p$  для урана, приводимые в других работах [13], почти в 2 раза превышают значения для свинца.

Для получения мощности нейтронного источника  $S_0 \geq 2 \cdot 10^{18}$  н/с в свинцовой мишени при энергии протонов  $W=1$  ГэВ ( $\delta_p \approx 20$ ) требуется ток пучка  $I_e \geq 17$  мА (для урана - в 1,5...2 раза меньше). Таким образом, для генерации *spallation*-нейтронов требуются сильноточные ускорители-драйверы релятивист-

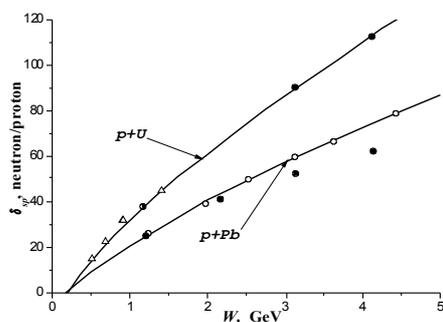


Рис. 1. Выход нейтронов в зависимости от энергии протонов для мишеней из свинца и обеднённого урана (0,2%  $^{235}\text{U}$ )

ских протонов [14].

В Украине инициатором исследований и разработок электроядерных технологий для безопасного производства энергии и трансмутации долгоживущих радиотоксичных отходов ядерного топливного цикла был Н.А. Хижняк [7]. Им была предложена комплексная программа решения ряда важных аспектов электроядерных технологий, в частности: разработка эффективного протонного ускорителя на основе коллективного метода ускорения; создание плазменного сепаратора на основе неадиабатической магнитной ловушки для разделения радионуклидов, представляющих наибольшую экологическую опасность; исследование непосредственной трансмутации радионуклидов ускоренными протонными пучками [8].

Одна из проблем, которая может быть решена с помощью ЭЯУ - это включение в ядерный топливный цикл обеднённого урана и энергетического плутония. В этой связи следует отметить, что для обеспечения обогащенным топливом (4,4%  $^{235}\text{U}$ ) 11 реакторов типа ВВЭР-1000 в Украине ежегодно переводится в отвал около 2000 т обеднённого урана (0,25%  $^{235}\text{U}$ ). При этом количество образующегося в отработанном топливе радиотоксичного энергетического плутония составляет приблизительно 2,6 т/год.

В связи с актуальностью проблемы утилизации обеднённого урана и энергетического плутония в Институте плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ ХФТИ были начаты исследования физических процессов в цилиндрическом подкритическом реакторе, мультиплицирующей средой которого является смесь обеднённого урана и энергетического плутония при внешней инжекции протонного пучка. Концентрация  $C_{Pu}$  плутония в уране варьировалась от нуля, (т.е. бланкет мог состоять

только из обеднённого урана), до значений, при которых эффективный коэффициент мультипликации достигал значения  $K_{eff}=0,96$ . Так как в бланкете отсутствует замедлитель, то энергетический спектр нейтронов близок к спектру реактора на быстрых нейтронах [15]. В данной работе при численных расчётах начальный изотопный состав загружаемого плутония полагался равным  $^{239}\text{Pu} : ^{240}\text{Pu} : ^{241}\text{Pu} : ^{242}\text{Pu} = =0,582:0,255:0,102:0,061$ , что соответствует энергетическому плутонию, содержащемуся в отработанном ядерном топливе реактора ВВЭР-1000 при 3-летней кампании облучения (степень выгорания  $\sim 40$  МВт-сут/кг) и 10-летней выдержке [16].

Особенность рассматриваемой схемы электроядерного реактора заключается в том, что в нём нет специального разделения объёма реактора на область мишени, элементный состав которой ( $W, Hg, Pb, Bi$ ) качественно отличается от состава размножающего бланкета из актинидов. Предполагается, что протонный пучок по вакуумному ионопроводу через специальное окно [15] непосредственно вводится в вещество бланкета. Следовательно, мишенью является область бланкета, объём которой определяется поперечными размерами инжектируемого пучка протонов и их длиной пробега, зависящей от ионизационных и адронных столкновений в среде. В данной ЭЯУ «совмещены» функции *spallation*-мишени и мультиплицирующего бланкета.

По сравнению с автономной мишенью, например из свинца [4], мишень из актинидов имеет ряд преимуществ. Во-первых, при выбранной энергии протонов существенно выше выход нейтронов  $\delta_p$ . Во-вторых, высокоэнергетичные протоны при движении в бланкете вызывают непосредственное деление ядер актинидов, предназначенных для «сжигания» в ЭЯУ. Этот процесс, как и деление быстрыми нейтронами, сопровождается выделением энергии  $E_f \approx 200$  МэВ, что вносит дополнительный вклад в энергетический баланс реактора. Поперечные сечения реакций деления урана и плутония релятивистскими протонами, усреднённые по длине их пробега, достигают значений  $\sim 1,5$  барн [17], что свидетельствует о существенном вкладе этих процессов в динамику горения. В электроядерном реакторе с совмещённой мишенью сведено к минимуму количество активируемых природных элементов, используемых в схемах с автономной мишенью из стабильных изотопов.

Работа состоит из двух частей. Вначале исследуются характерные особенности установившегося в ЭЯУ нейтронного поля в зависимости от параметров протонного пучка, геометрических размеров бланкета и коэффициента мультипликации нейтронов [18]. Во второй части работы рассматривается пространственно-временная динамика изотопного состава мультиплицирующего бланкета в процессе инжекции протонного пучка, используя полученные данные о величине и пространственных характеристиках нейтронного поля в ЭЯУ [19].

## 2. НЕЙТРОННОЕ ПОЛЕ В БЛАНКЕТЕ С СОВМЕЩЁННОЙ МИШЕНЬЮ

На рис.2 приведена схема цилиндрического подкритического реактора с совмещённой мишенью и радиальной инжекцией протонного пучка. В сравнении с аксиальной инжекцией, радиальная может представлять дополнительные возможности при конструировании ЭЯУ. Пучок с током  $I_p$  и радиусом  $r_0$  инжектируется в среднем поперечном сечении реактора. Если пренебречь рассеянием при торможении протонов, то объём  $V_0$  цилиндрической области, заполненной пучком, есть  $V_0 = \pi r_0^2 l_0$ , где  $l_0$  – длина пробега протонов в веществе blankets. Для упрощения аналитических расчётов, реальная форма этой области, которая является источником *spallation*–нейтронов, заменялась сферой радиуса  $R_{sp}$  и объёмом  $V_{sp}$  равным объёму области пучка  $V_{sp} = V_0$ , т.е.  $R_{sp} = (3r_0^2 l_0 / 4)^{1/3}$ , (рис.2). Такая замена оправдана, если диаметр пучка порядка длины пробега протонов.

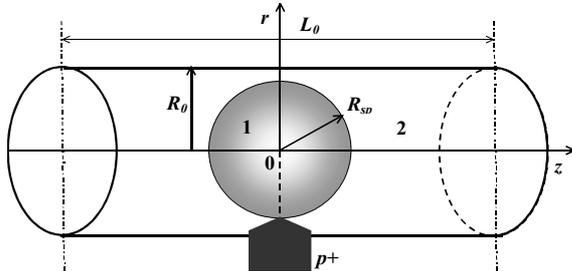


Рис.2. Геометрия подкритического реактора:  
1 - область внешнего источника нейтронов,  
2 - область размножения нейтронов

нов. Если предположить, что скорость генерации

В настоящей работе для нахождения нейтронного поля  $\Phi(r,z)$  использовалось однопучковое диффузионное приближение при условии стационарного пучка и изотропного внешнего источника нейтронов. В этом случае величина нейтронного потока  $\Phi(r,z)$  описывается стационарным уравнением диффузии [15]:

$$D\nabla^2 \Phi(r,z) - \Sigma_a \Phi(r,z) + k \Sigma_f \Phi(r,z) + s(r,z) = 0, \quad (4)$$

где  $D$ ,  $\Sigma_a$ ,  $k$  – усреднённые по энергетическому спектру нейтронов соответственно коэффициент диффузии, макроскопическое сечение поглощения нейтронов и коэффициент мультипликации нейтронов в бесконечной среде. При отсутствии отражателя нейтронный поток  $\Phi(r,z)$  должен удовлетворять нулевым условиям  $\Phi(r,z) = 0$  на экстраполированных границах цилиндрического blankets:  $r = R_a = R_0 + 0,71 \cdot \lambda_{tr}$  и  $z = H = (L_0/2) + 0,71 \cdot \lambda_{tr}$ , где  $R_0$ ,  $L_0$  – соответственно радиус и длина реактора,  $\lambda_{tr}$  – транспортная длина нейтронов [15]. Для гомогенного цилиндрического blankets и сферически-симметричного, изотропного внешнего источника нейтронов, см. рис.2, решение уравнения (4) может быть представлено в виде разложения по собственным функциям оператора Лапласа в цилиндре [18]:

$$\hat{O}(r,z) = A \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{S_{ij}}{(1 + L_D^2 B_{ij}^2 - k)} J_0 \left( \frac{k_{0i}}{R_a} r \right) \cos \frac{(2j+1)\pi z}{2H}, \quad (5)$$

$$\text{где } S_{ij} = \frac{1}{B_{ij}^2 J_1^2(k_{0i})} \left[ \frac{\sin(R_{sp} B_{ij})}{R_{sp} B_{ij}} - \cos(R_{sp} B_{ij}) \right],$$

а  $J_0(x)$ ,  $J_1(x)$  – функции Бесселя нулевого и первого порядков,  $k_{0i}$  –  $i$ -тый корень функции  $J_0(x)$ ,  $L_D = (D/\Sigma_a)$

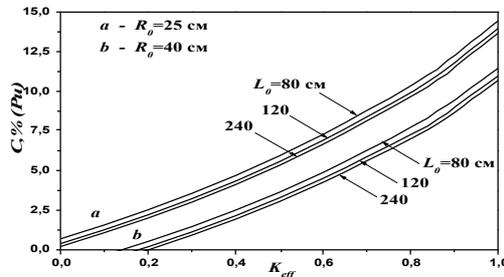


Рис.3. Зависимость концентрации плутония в уране от коэффициента мультипликации для различных размеров blankets

*spallation*–нейтронов однородна в пределах сферы радиуса  $R_{sp}$ , то распределение плотности мощности  $s(r,z)$  внешнего источника нейтронов будет:  $s(r,z) = S_0/V_{sp} = I_p \delta_{sp} / \pi r_0^2 e l_0$  (н/см<sup>3</sup>·с) при  $(r^2 + z^2)^{1/2} \leq R_{sp}$  и  $s(r,z) = 0$  при  $(r^2 + z^2)^{1/2} > R_{sp}$  ( $r, z$  – цилиндрические координаты точки blankets).

Как известно [15,20], процессы ядерных трансформаций в мультиплицирующей среде можно рассчитать, если известно пространственно-временное распределение величины скалярного нейтронного потока  $\Phi(r,z,t)$  (нейтронное поле) и энергетический спектр нейтронов.

$a_j^{1/2}$  – длина диффузии нейтронов,  $B_{ij}^2 = (k_{0i}/R_a)^2 + ((2j+1)\pi/2H)^2$  – собственные числа оператора Лапласа,  $A = 4I_p \delta_{sp} R_{sp} / \pi r_0^2 e l_0 H R_a^2 \Sigma_a$ .

Из выражения (5) следует, что при заданных размерах пучка  $r_0$  и энергии протонов  $W$  величина нейтронного потока  $\Phi(r,z) \sim I_p \delta_{sp}$ , а его распределение может существенно отличаться от пространственного распределения в критическом реакторе, которое определяется первой гармоникой ряда (5). Для получения заданной точности  $\Phi(r,z)$  необходимо учитывать тем большее число гармоник (5), чем меньше значение эффективного коэффициента мультипликации  $K_{eff}$ .

$$K_{eff} = k - L_D^2 \cdot B^2_{10}, \quad (6)$$

где  $B_{10}^2 = (2,405/R_0)^2 + (\pi/2H)^2$  – геометрический фактор, определяющий утечку нейтронов из критического реактора [15]. При  $K_{eff} \rightarrow 1$  происходит переход (5) в критический режим  $\Phi(r, z) \rightarrow \infty$  самоподдерживающейся цепной реакции.

Абсолютные значения  $\Phi(r, z)$  в значительной степени зависят от эффективного коэффициента мультипликации  $K_{eff}$ , который, в свою очередь, есть функция компонентного состава и размеров бланкета. На рис. 3 представлена зависимость от  $K_{eff}$  концентрации энергетического плутония  $C_{Pu}$  в смеси с обеднённым ураном для нескольких значений радиуса  $R_0$  и длины  $L_0$  бланкета. Как следует из рис. 3, для приведенных геометрических размеров основная утечка нейтронов происходит через боковую поверхность бланкета. Поэтому при уменьшении радиуса  $R_0$  от 40 до 25 см, (см. рис. 3), необходимо существенно увеличивать концентрацию плутония для получения заданного значения  $K_{eff}$ . Для  $R_0=40$  см и длин  $L_0=80 \dots 240$  см переход в критический режим наблюдается при  $(C_{Pu})_{cr} = 11,4 \dots 10,7\%$ ; значения критических концентраций плутония существенно возрастают до  $(C_{Pu})_{cr} = 14,4 \dots 13,7\%$  при уменьшении радиуса ЭЯУ до  $R_0=25$  см.

При оценке значений  $K_{eff}$ ,  $\lambda_{tr}$ ,  $\Sigma_a$  и  $\Phi(r, z)$  использовались энергетические зависимости микроскопических нейтронных сечений поглощения  $\sigma_a$ , деления  $\sigma_f$  и рассеяния  $\sigma_s$  для ядер изотопов бланкета из базы данных ENDF/B-VI [21]. Усреднение сечений проводилось в предположении, что энергетический спектр нейтронов ЭЯУ близок спектру реактора на быстрых нейтронах с металлическим уран-плутониевым топливом и натриевым теплоносителем, для которого максимум спектральной плотности расположен вблизи  $\sim 200$  кэВ [15]. При этом поглощение нейтронов в конструкционных материалах бланкета и теплоносителя не рассматривалось.

В этой связи следует отметить, что энергетический спектр нейтронов в ЭЯУ более жёсткий в сравнении с реактором на быстрых нейтронах [4]. Это обусловлено тем, что нейтронное поле в ЭЯУ образовано двумя группами нейтронов: *spallation*-нейтронами со средней

начальной энергией  $\bar{E}_{sp} \approx 6$  МэВ и нейтронами деления со средней энергией  $\bar{E}_f \approx 2$  МэВ [15]. Соотношение между скоростями генерации этих групп есть:  $S_0/(S-S_0) = (1-K_{eff})/K_{eff}$ , т.е. при малых  $K_{eff}$  нейтронное поле обусловлено в основном *spallation*-нейтронами, количество которых сравнивается с числом нейтронов деления лишь при  $K_{eff}=0,5$ . При  $K_{eff} \rightarrow 1$  нейтронное поле определяется, в основном, нейтронами деления.

Эволюцию радиальных  $\Phi(r, 0)$  распределений нейтронного потока с ростом  $K_{eff}$  иллюстрирует рис. 4. Пунктиром на рис. 4 показано соответствующее распределение в критическом реакторе. Для определённости выбраны конкретные размеры бланкета ( $R_0=40$  см,  $L_0=120$  см) и параметры пучка  $r_0=5$  см,  $W=1$  ГэВ ( $l_\sigma \approx 34,5$  см,  $\delta_p=32$ ). Здесь же, (см. рис. 4), отмечено значение радиуса  $R_{sp}$  эквивалентной сферы, занимаемой внешним источником нейтронов. Как следует из распределений, (см. рис. 4), при  $K_{eff} \leq 0,5$  нейтронное поле в основном локализовано в области внешнего источника:  $r, |z| \leq R_{sp}$ . Вне этой области величина потока  $\Phi(r, z)$  спадает почти экспоненциально, с длиной затухания порядка длины диффузии  $L_D$  быстрых нейтронов в сильно поглощающей среде, которой является урановый бланкет. При  $K_{eff} \rightarrow 1$  размеры области нейтронного поля существенно расширяются вследствие увеличения вклада цепной реакции деления ядер актинидов нейтронами. При  $K_{eff} \leq 0,5$  и приведенных на рис. 4 размерах бланкета, введение отражателя нейтронов на его границе не вносит существенного вклада в общий баланс нейтронов ЭЯУ.

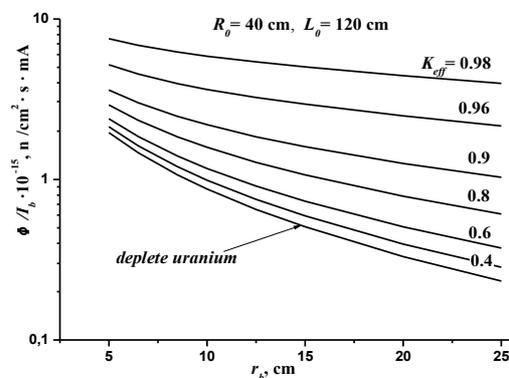


Рис. 6 Зависимость нейтронного потока в центре активной зоны от радиуса пучка при разных значениях коэффициента мультипликации

Расширить область нейтронного поля при  $K_{eff} \leq 0,5$  и сделать распределение нейтронного потока более равномерным можно, если увеличить поперечные размеры инжектируемого пучка. На рис. 5 приведены радиальные распределения нейтронного потока в среднем поперечном сечении blankets из обеднённого урана в зависимости от радиуса протонного

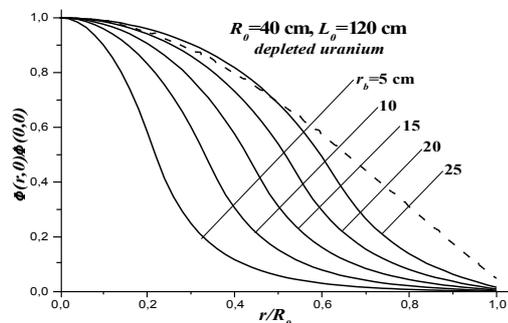


Рис. 5. Эволюция радиальных распределений нейтронного потока с ростом радиуса протонного пучка

(пунктиром отмечено распределение в критическом реакторе).

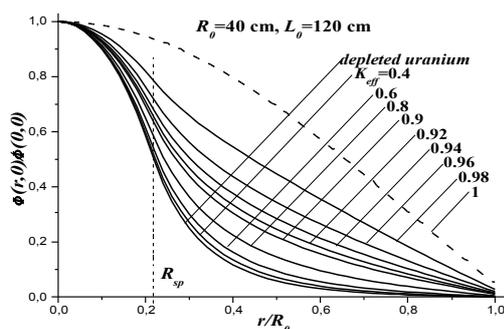


Рис. 4. Радиальные распределения нейтронного потока при разных коэффициентах мультипликации нейтронов

В работе [4] для обеспечения более однородного распределения нейтронного потока между областью *spallation*-мишени и blanketом располагается диффузная среда из расплавленного свинца с малым поглощением нейтронов.

Абсолютные значения нейтронного потока  $\Phi(r,z)$  в ЭЯУ зависят как от мультиплицирующих свойств blanketа  $K_{eff}$ , его размеров, так и от величины тока  $I_b$  пучка, его радиуса  $r_b$  и энергии протонов  $W$ , которая определяет длину пробега  $l_b$  и величину выхода нейтронов  $\delta_{sp}$ , т.е. размеры и мощность внешнего источника нейтронов. Абсолютные значения нейтронного потока в центре активной зоны ( $r=0, z=0$ ), приведенные к току пучка  $\Phi(0,0)/I_b$ , представлены на рис. 6 в зависимости от радиуса пучка  $r_b$  и коэффициента мультипликации  $K_{eff}$  для blanketа конкретных размеров при  $W=1$  ГэВ. Из рис. 6 следует, что при заданном токе пучка  $I_b$  относительное уменьшение нейтронного потока в центре цилиндрического blanketа с ростом радиуса пучка  $r_b$  существенно зависит от значений  $K_{eff}$ . При малых  $K_{eff}$ , когда ней-

тронное поле определяется первичными (*spallation*) нейтронами, наблюдается сильная зависимость нейтронного потока  $\Phi(0,0)$  от плотности тока  $J_b = I_b / \pi r_b^2$  инжектируемого пучка. Эта зависимость выражена существенно слабее при  $K_{eff} \rightarrow 1$ .

Величины нейтронного потока в ЭЯУ могут существенно превышать значения, которые достигнуты в современных реакторах на быстрых нейтронах [11]. Согласно рис. 6, даже в случае бланкета из обедненного урана, нейтронный поток в центре активной зоны  $\Phi(0,0) \geq 10^{16}$  н/см<sup>2</sup>·с, если  $I_b \geq 10$  МА и  $r_b \leq 10$  см.

### 3. ДИНАМИКА НУКЛИДНОГО СОСТАВА

Под действием облучения в нейтронном поле  $\Phi(r,z)$  начальный изотопный состав бланкета начинает изменяться во времени по мере инжекции протонного пучка [19]. Этот процесс стимулированного ядерного горения сопровождается делением ядер актинидов, образованием изотопов трансурановых элементов, которые отсутствовали в веществе бланкета при старте ЭЯУ (включении протонного пучка), значительным энерговыделением как за счёт деления ядер, так и в результате диссипации энергии протонного пучка. Образование изотопов трансурановых элементов происходит вследствие сложной цепочки ядерных превращений, обусловленных захватом нейтронов ядрами актинидов и последующих  $\beta$ -

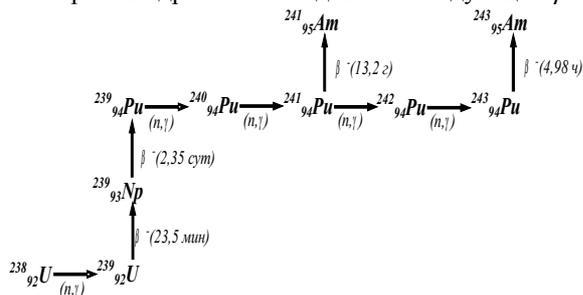


Рис. 7. Упрощенный уран-плутониевый топливный цикл и  $\alpha$ -распадов [22].

В данной работе для бланкета с начальным составом из смеси обеднённого урана и энергетического плутония рассматривался упрощённый топливный цикл, схема которого представлена на рис. 7 [15]. Цепочка ядерных трансформаций ограничивалась долгоживущими изотопами америция ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ). Количество нарабатываемых актинидов с большими порядковыми номерами (кюриев, берклиев, калифорний и т.д.) существенно меньше и не вносит заметного вклада в общее энерговыделение и баланс нейтронов.

Каждый из изотопов цепочки рис. 7 может делиться быстрыми нейтронами. Продукты деления актинидов представляют собой ядра элементов, массы которых распределены в широком диапазоне, в основном, от цинка до тербия с существенно различными вероятностями образования [22]. В настоящей работе не исследовалось конкретное распределение продуктов деления по изотопному составу. Предполагалось, что при делении актинидов образуется два осколка с приблизительно равными массами и рас-

считывалось среднее значение ядерной плотности продуктов деления. Соответственно, при оценках баланса нейтронов, брались усреднённые по изотопному составу продуктов деления однопроводные нейтронные сечения [15].

В области бланкета  $(r^2 + z^2)^{1/2} \leq R_{sp}$  имеется дополнительный механизм эволюции нуклидного состава, обусловленный каскадами ядерных столкновений, генерируемых высокоэнергетичными протонами. Движение релятивистских протонов в веществе сопровождается образованием нуклонов, фрагментов ядер и множественным рождением элементарных частиц ( $\mu$ -,  $\pi$ -,  $K$ -мезонов) [11]. Учёт всех процессов при расчёте горения в ЭЯУ является достаточно сложным. Для количественного моделирования транспорта релятивистских протонов используют численные коды, основанные на методах Монте-Карло [23]. В настоящей работе при анализе горения в ЭЯУ из множества каналов адронных процессов учитывалось только деление ядер актинидов протонами. Это было обусловлено тем, что для сечений деления актинидов протонами имеются экспериментальные и расчётные данные [17]. Также предполагалось, что деление протонами сопровождается образованием двух ядер-осколков и, следовательно, более сложная фрагментация не рассматривалась.

Для описания поведения во времени  $t$  плотности нуклидов в бланкете ЭЯУ может быть использована система дифференциальных уравнений кинетики нуклидного состава реактора [1]. С учётом приведенных выше упрощающих ограничений и при условии, что нейтронное поле  $\Phi(r,z)$  остаётся стационарным по мере облучения бланкета протонным пучком (квазилинейное приближение), изменение со временем ядерных концентраций  $dN_i/dt$  изотопов сорта  $i$  можно описать следующей системой уравнений:

$$dN_i(r, z, t)/dt = - \left[ \sigma_i^a \hat{O}(r, z) + \sum_j \lambda_{ij} \right] N_i + \sum_{j \neq i} \left[ \sigma_j^c \hat{O}(r, z) + \lambda_{ji} \right] N_j, \text{ при } (r^2 + z^2)^{1/2} > R_{sp}, \quad (7a)$$

$$dN_i(r, z, t)/dt = - \left[ \sigma_i^a \Phi(r, z) + \sum_j \lambda_{ij} \right] N_i + \sum_{j \neq i} \left[ \sigma_j^c \Phi(r, z) + \lambda_{ji} \right] N_j - J_b N_i \sigma_i^p / e, \quad (7b)$$

при  $(r^2 + z^2)^{1/2} \leq R_{sp}$ .

Здесь  $N_i$  – плотность ядер сорта  $i$ ,  $\sigma_i^a$  – поперечное сечение поглощения нейтрона  $i$ -ядром,  $\sigma_j^c$  – поперечное сечение радиационного захвата нейтрона  $j$ -ядром с образованием  $i$ -ядра,  $\lambda_{ij}$  – постоянная распада  $i$ -ядра с образованием  $j$ -ядра,  $\sigma_i^p$  – среднее вдоль длины пробега протона сечение деления  $i$ -ядра протоном ( $i, j \leq m$ , где  $m$  – полное число нуклидов в топливной смеси ЭЯУ). Последний член в (7b) описывает изменение плотности ядер, обусловленное их делением протонами.

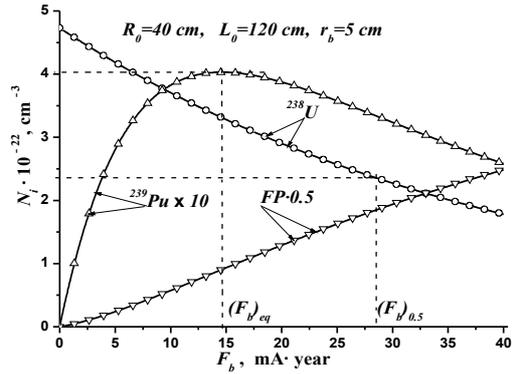


Рис.8. Зависимость плотностей ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и продуктов деления (FP) в центре активной зоны от флюенса протонного пучка

Из уравнений (7) следует, что если характерное

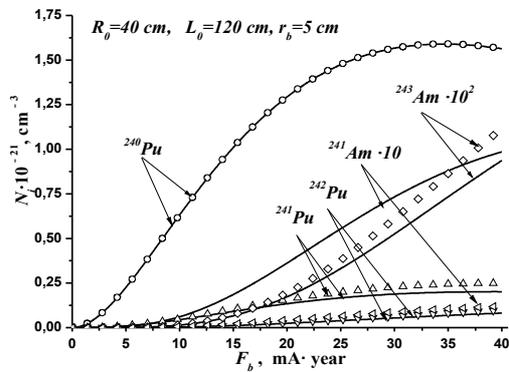


Рис.9. Зависимость плотностей изотопов плутония и америция в центре активной зоны от флюенса протонного пучка

время  $t_b$  работы ЭЯУ (горения) меньше периода полураспада соответствующего  $i$ -радионуклида ( $\sum_j \lambda_{ij} \ll 1/t_b$ ) и периоды полураспада родительских  $j$ -радионуклидов, порождающих  $i$ -нуклид, существенно больше времени горения  $t_b$  ( $\lambda_{ji} \ll 1/t_b$ ), то плотность  $N_i$  рассматриваемого нуклида непосредственно не зависит от времени облучения  $t$ , а определяется произведением  $F_b = I_b \cdot t$ , т.е. полным флюенсом протонного пучка. Это является результатом линейной зависимости от тока пучка  $I_b$  значений нейтронного потока  $\Phi(r, z)$  и плотности тока  $J_b$ . Величину  $t_b$  можно выбрать порядка времени эксплуатации промышленных реакторов – 35...40 лет.

Для численного решения системы уравнений (7) использовался метод Рунге-Кутты 4-го порядка. Точность полученных решений контролировалась законом сохранения полного числа ядер (нуклонов). Баланс ядер выполнялся с точностью до наработки старших актинидов (*Major Actinides*), т.е. ядер кюрия, берклия и т.д., генерация которых не учитывалась упрощённой схемой топливного цикла, (см. рис.7). Ниже приведены результаты численного моделирования динамики нуклидного состава в ЭЯУ в процессе инжекции протонного пучка. Для определённости выбраны конкретные размеры бланкета

$R_0=40$  см,  $L_0=120$  см. Радиус пучка и энергия протонов брались соответственно  $r_b=5$  см и  $W=1$  ГэВ ( $\delta_{sp}=32$ ). Результаты моделирования анализировались при двух значениях тока инжекции  $I_b=1$  и  $10$  мА.

Так как решение системы уравнений (7) существенно определяется начальным ( $t=0$ ) изотопным составом blankets, то рассматривались две его стартовые композиции:

- обеднённый металлический уран;
- смесь обеднённого урана и 9,76% энергетического плутония, что соответствовало эффективному коэффициенту мультипликации нейтронов  $K_{eff}=0,96$  (см. рис.3).

### 3.1. БЛАНКЕТ ИЗ ОБЕДНЁННОГО УРАНА

Для blankets из обеднённого урана на рис. 8 приведены зависимости парциальных плотностей урана-238, плутония-239 и продуктов деления ( $FP$ ) от флюенса  $F_b=I_b \cdot t$  протонного пучка в центре активной зоны. Соответствующие зависимости для более тяжёлых изотопов плутония и долгоживущих изотопов америкия приведены на рис. 9. Сплошные линии на рис. 8,9 соответствуют току протонного пучка  $I_b=1$  мА, маркеры для  $I_b=10$  мА.

Как следует из рис. 8 в процессе стимулированного горения в ЭЯУ поведение ядерных плотностей  $^{238}U$ ,  $^{239}Pu$  и продуктов деления определяется только величиной интегрального флюенса пучка протонов  $F_b$ . С ростом  $F_b$  плотность ядер  $^{238}U$  монотонно убывает (*выгорает*) и одновременно происходит непрерывный рост суммарной плотности продуктов деления (*накопление отходов*). При этом плотность ядер плутония-239 вначале возрастает (*стадия бридинга*) при  $F_b < (F_b)_{eq}$ , достигая максимума при  $F_b = (F_b)_{eq}$  (*равновесной концентрации*), и при  $F_b > (F_b)_{eq}$  происходит выгорание нарабатываемого плутония (*стадия трансмутации*). Скорость бридинга  $^{239}Pu$  при старте ЭЯУ составляет  $(dM/dt)_{Pu-239} \approx 3,28$  кг/мА·год ( $M$  – масса плутония). Для выбранных параметров blankets и пучка, (см. рис.8), максимальное значение плотности  $^{239}Pu$  в центре активной зоны достигается при  $(F_b)_{eq} = 14,64$  мА·год. При этом равновесное значение концентрации плутония составляет  $(C_{Pu-239})_{eq} = N_2/N_1 = \sigma_1^c / (\sigma_2^a + \sigma_2^p J_b / e \Phi(r,z)) \approx 12,1\%$ . Это соотношение следует из уравнений кинетики (7) для  $^{239}Pu$ , если приравнять нулю скорость изменения его плотности  $dN_2/dt=0$  (здесь индексы 1 и 2 относятся соответственно к  $^{238}U$  и  $^{239}Pu$ ).

При рассмотрении процесса горения в ЭЯУ наряду с величиной  $(F_b)_{eq}$  следует также отметить другое характерное значение флюенса  $(F_b)_{0,5}$ , при котором начальная плотность ядер урана уменьшается в 2 раза (50% выгорание). Согласно рис.8 эта величина равна  $(F_b)_{0,5} = 28,4$  мА·год.

Динамика плотностей других изотопов плутония и америкия, представленная на рис.9, за исключением  $^{240}Pu$ , определяется не только величиной флюенса протонного пучка  $F_b$ , но и зависит от временного режима облучения. Особенно сильная зависимость наблюдается для изотопа  $^{241}Pu$ , период полураспада которого 13,2 года и изотопа  $^{241}Am$ , который является

сы дочерним продуктом  $\beta$ -распада плутония-241. Среди младших актинидов (*Minor Actinides*) (см.рис.9), только изотоп плутония-240 достигает равновесной концентрации для приведенного интервала флюенсов  $0 \leq F_b \leq 40$  мА·год. В результате изотопный состав плутония в ЭЯУ, соответствующий величине флюенса  $(F_b)_{eq}$ , зависит от времени облучения и при  $I_b=1$  мА есть

$^{239}Pu: ^{240}Pu: ^{241}Pu: ^{242}Pu = 0,788: 0,193: 0,017: 0,002$ , т.е. существенно отличается от состава энергетического плутония реакторов на тепловых нейтронах (высокообогащенный плутоний). С ростом флюенса  $F_b > (F_b)_{eq}$  концентрация изотопа  $^{239}Pu$  в наработанном плутонии уменьшается.

Существенная неоднородность нейтронного поля  $\Phi(r,z)$  в ЭЯУ (см. рис.4) естественно приводит к неравномерному распределению скорости ядерных трансформаций нуклидов в объеме blankets. На рис.10 и 11 приведены радиальные распределения плотностей  $^{238}U$ ,  $^{239}Pu$  и продуктов деления ( $FP$ ) в среднем поперечном сечении blankets ( $z=0$ ) для двух значений флюенса  $(F_b)_{eq} = 14,64$  мА·год и  $(F_b)_{0,5} = 28,4$  мА·год. Пунктиром на рис.10,11 отмечена начальная плотность урана-238 при старте ЭЯУ. Соответствующие распределения для изотопов  $^{240}Pu$ ,  $^{241}Pu$ ,  $^{242}Pu$ ,  $^{241}Am$ ,  $^{243}Am$  показаны на рис. 12 при  $(F_b)_{0,5} = 28,4$  мА·год.

Так как для blankets с начальной композицией из обедненного урана нейтронное поле локализовано, в основном, в области внешнего источника  $(r^2+z^2)^{1/2} \leq R_{sp}$ , то при флюенсе  $(F_b)_{eq}$ , (см. рис.10), успевает образоваться провал на кривой распределения плотности урана ("яма" выгорания), который увеличивается с ростом  $F_b$ , (см. рис.11). Соответственно накопление продуктов деления (FP) вследствие нейтронного и протонного облучений приводит к образованию "плато" на распределениях плотностей осколков деления (см. рис.10 и 11). Скачки плотностей на рис.10 и 11 при  $r=R_{sp}$  обусловлены дополнительным делением ядер урана и нарабатываемого

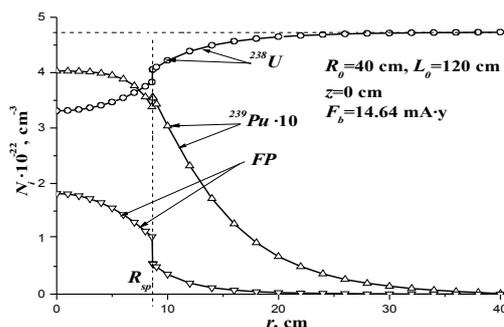


Рис.10. Радиальные распределения плотностей ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и продуктов деления (FP) при флюенсе пучка  $F_b = (F_b)_{eq}$

плутония протонами пучка, радиальное распределение плотности тока в котором предполагается прямоугольным. Этот резко выраженный эффект при  $r=R_{sp}$  обусловлен выбранной моделью пучка и внешнего источника нейтронов. В реальных условиях имеется слой конечной ширины с относительно плавным изменением плотностей, обусловленный ореолом пучка протонов при их рассеянии в среде.

Радиальные (и аксиальные) распределения плотности  $^{239}\text{Pu}$  при  $F_b \leq (F_b)_{eq}$ , т.е. на стадии бридинга, имеют монотонный характер (см. рис.10). При увеличении флюенса до  $(F_b)_{0.5}$  происходит трансмутация наработанного  $^{239}\text{Pu}$  (выгорание) в области внешнего источника  $r \leq R_{sp}$ , в то время как вне ее наблюдается бридинг ядер плутония (см. рис.11).

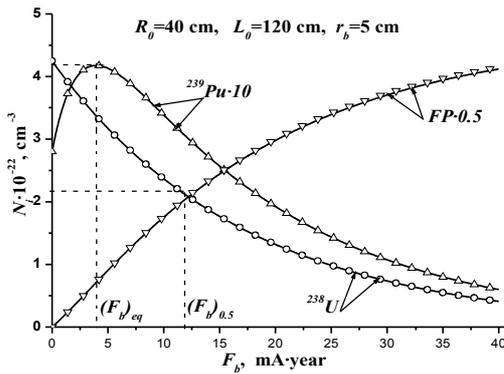


Рис. 13. Зависимость плотностей ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и продуктов деления (FP) в центре активной зоны от флюенса протонного пучка ( $K_{\text{eff}}=0.96$ )

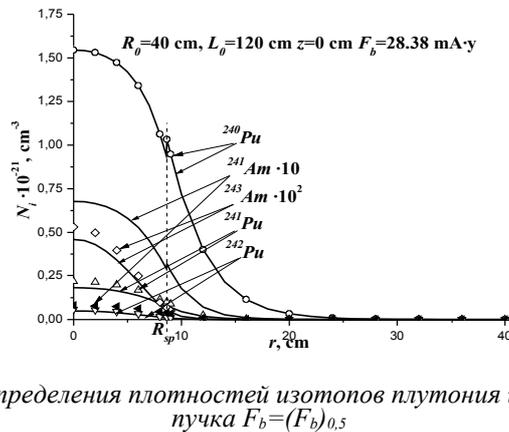
Образующиеся в процессе стимулированного горения в ЭЯУ более тяжелые изотопы плутония, а также америция, имеют монотонные радиальные распределения плотностей при флюенсах пучка  $F_b \leq 40$  мА·год (см. рис.12). Как следует из рис.12, абсолютные величины плотностей, за исключением распределения для  $^{240}\text{Pu}$ , существенно зависят от временного режима облучения при заданном значении флюенса.

### 3.2. УРАН-ПЛУТОНИЕВЫЙ БЛАНКЕТ С $K_{\text{eff}}=0.96$

Для центра активной зоны уран-плутониевого blankets с  $K_{\text{eff}}=0.96$  на рис.13 приведены зависимости плотностей  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и продуктов деления от флюенса протонного пучка. Со-Рис.12. Радиальные распределения плотностей изотопов плутония и америция при флюенсе ответствующие зависимости для изотопов  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$  представлены на рис.14. Сплошные линии и маркеры на рис.13 и 14

тронного потока  $\Phi(r,z)$  (см. рис.6), поэтому увеличиваются и скорости ядерных трансформаций нуклидов в blankets. Для blankets с рассматриваемыми размерами и  $K_{\text{eff}}=0.96$  начальная концентрация плутония меньше равновесной  $(C_{\text{Pu}})_0 < (C_{\text{Pu}})_{\text{eq}}$ , поэтому вначале происходит бридинг плутония-239 до значений флюенса  $F_b \leq (F_b)_{\text{eq}} = 3.92$  мА·год (см. рис. 13) с начальной скоростью  $(dM/dt)_0 = 28.3$  кг/мА·год. При флюенсах  $F_b > (F_b)_{\text{eq}}$  наблюдается эффективная трансмутация ядер  $^{239}\text{Pu}$  как наработанных на стадии бридинга, так и содержащихся в исходной урановой матрице. По сравнению с blankets из обеднённого урана (см. рис. 8), существенно сокращается время половинного выгорания урана  $(F_b)_{0.5} = 11.86$  мА·год (см. рис. 13).

Поведение плотности плутония-239 в процессе горения в ЭЯУ при выбранном значении  $K_{\text{eff}}$  зависит от соотношения начальной и равновесной концентраций. Если уменьшить радиус blankets до  $R_0 = 25$  см, то значению  $K_{\text{eff}}=0.96$  соответствует начальная концентрация плутония  $(C_{\text{Pu}})_0 = 12.6\%$  (см. рис. 3), что выше равновесного значения. В этом



случае выгорание плутония происходит с момента старта ЭЯУ [19]. Следует отметить, что в работах

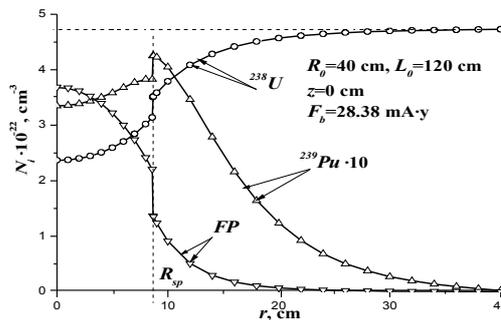


Рис.11. . Радиальные распределения плотностей ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и продуктов деления (FP) при флюенсе пучка  $F_b=(F_b)_{0.5}$

соответствуют обозначениям на рис.8-12. Для получения заданного коэффициента мультипликации  $K_{\text{eff}}$  начальная концентрация плутония в blankets должна составлять  $(C_{\text{Pu}})_0 = 9.76\%$  (см. рис.3). При значении  $K_{\text{eff}}=0.96$  существенно возрастает величина ней-

[18,19] для обеднённого урана брались расчётные значения выхода нейтронов  $\bar{\delta} = 25.6$  н/р.

Для рассмотренного диапазона флюенсов  $F_b \leq 40$  мА·год поведение изотопов младших актиноидов, приведенных на рис. 14, зависит от их начальных

концентраций и ядерно-физических характеристик. Для изотопов  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$ , отсутствующих в начальном составе бланкета, наблюдаются как стадии бридинга, так и трансмутации, однако, равновесные концентрации достигаются при разных флюенсах и зависят от режима облучения. Общим для всех актинидов, приведенных на рис. 14, является выгорание при флюенсах  $F_b \geq 15$  мА·год.

При переходе к  $K_{\text{eff}}=0,96$  также существенно увеличиваются размеры области, занимаемой нейтронным полем (см. рис.4) и соответственно расширяется область ядерного горения. Анализ радиальных и аксиальных распределений плотностей урана-238 и продуктов деления показывает, что эволюция этих распределений с ростом флюенса подобна приведенной на рис.10 и 11, однако, абсолютные значения плотностей существенно отличаются.

Перемещение образующейся волны плотности плутония ограничено в радиальном направлении поперечным размером бланкета. При переходе к достаточно длинному бланкету  $L_0 \gg R_0$  (линейный цилиндрический реактор) процесс горения в продольном направлении не ограничен геометрическими размерами ( $z \rightarrow \pm\infty$ ).

В связи с отмеченной особенностью горения в электроядерном реакторе возникает вопрос об условиях перехода ЭЯУ из подкритического режима стимулированного горения в режим с волной самоподдерживающегося горения [24], т.е. о возможности достижения критических условий и их поддержания в ограниченной области бланкета. В этом случае внешняя инжекция протонного пучка необходима лишь для предварительной наработки плутония в количестве, достаточном для перевода электроядер-

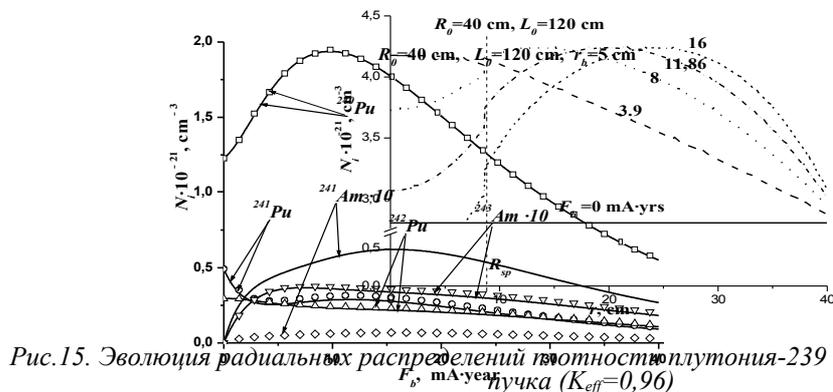


Рис.15. Эволюция радиальных распределений плотностей плутония-239 с ростом флюенса протонного пучка ( $K_{\text{eff}}=0,96$ )

Рис.14. Зависимость плотностей изотопов плутония и америция в центре активной зоны от флюенса протонного пучка ( $K_{\text{eff}}=0,96$ )

Определённый интерес представляет эволюция радиальных и аксиальных распределений плотности плутония-239 по мере роста флюенса инжектируемого пучка (см. рис. 15). Как следует из рис. 15 максимум плотности плутония вначале, при малых флюенсах, устанавливается на оси бланкета, когда скорость бридинга превышает трансмутацию. После достижения равновесной плотности скорость выгорания начинает превышать бридинг ядер и максимум плотности в процессе облучения смещается в радиальном направлении по мере того, как в соответствующей точке достигается равновесное значение концентрации. Скорость  $v_w$  радиального движения максимума плотности, приведенная к величине флюенса  $F_b$ , уменьшается по мере смещения максимума вдоль радиуса бланкета от  $v_w/F_b \approx 3,41$  см/мА·год при  $r=0$  до  $v_w/F_b \approx 0,97$  см/мА·год при  $r=24$  см (см. рис. 15). Аналогичная картина наблюдается и в продольном направлении. В результате при цилиндрической геометрии бланкета происходит образование расширяющейся со временем оболочки в виде эллипсоида вращения с равновесной плотностью плутония. Подчеркнём, что такой процесс может иметь место, если начальная концентрация плутония при старте ЭЯУ меньше равновесной, значение которой вне области источника *spallation*-нейтронов ( $r, |z| > R_{sp}$ ) определяется соотношением сечений  $\sigma_1^c/\sigma_2^a$ .

ного реактора в самоподдерживающийся режим медленного горения. После этого инжекция пучка прекращается.

Так как приближение к критическому режиму происходит постепенно из состояния, когда в системе отсутствует запас положительной реактивности, то достижение критического состояния в ограниченной области бланкета не должно приводить к быстрому разгону реактора, что наблюдается в надкритических системах.

Для ответа на эти вопросы необходима более продвинутая концепция электроядерного реактора конечных размеров и численные коды для моделирования нестационарного нелинейного уравнения диффузии в многогрупповом приближении, совместно с системой уравнений кинетики нуклидного состава. При этом для анализа характеристик *spallation*-источника необходимо использовать современные транспортные коды на основе методов Монте-Карло, которые применяются для моделирования адронных процессов, вызываемых релятивистскими протонами в веществе [23].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрена квазилинейная стадия стимулированного горения в электроядерном реакторе с совмещённой мишенью, т.е. состоящей из той же начальной смеси актинидов, что и мульти-

плицирующий бланкет. Использована упрощённая модель внешнего источника нейтронов, генерируемых при адронных столкновениях пучка релятивистских протонов с ядрами среды. Многие процессы, играющие важную роль в реальной ЭЯУ, в частности, связанные с заполнением бланкета и объёмным распределением теплоносителя, влиянием на нейтронный баланс конструкционных материалов и другие вообще не учитывались. Тщательный анализ необходим для энергетического спектра нейтронов в ЭЯУ, который определяет средние значения нейтронных сечений и соответственно скорости ядерных трансформаций нуклидов. Таким образом, результаты настоящих исследований следует рассматривать как предварительные данные о процессе горения в ЭЯУ с упрощённым уран-плутониевым топливным циклом.

Проведенный анализ пространственных распределений плотности мощности энерговыделения свидетельствует о том, что реализация теплосъёма в ЭЯУ представляет серьёзную проблему, особенно, если общая мощность ЭЯУ сравнима с мощностью действующих энергетических реакторов. В частности, для рассмотренных в разделе 3.2 параметров пучка и бланкета плотность мощности энерговыделения  $p_f(0,0)$  в центре активной зоны, приведенная к току пучка  $I_b$ , составляет  $p_f(0,0)/I_b \sim 2$  кВт/см<sup>3</sup>·мА (радиус пучка  $r_b=5$  см). При высокой интегральной мощности ЭЯУ  $P_f = I_b \delta_{sp} E_f K_{eff} / v_e (1 - K_{eff})$  и, следовательно, больших токах инжектируемого пучка необходимо существенно увеличивать размеры области, занимаемой внешним источником и таким образом снижать величину нейтронного потока. Этого можно достичь, увеличивая поперечные размеры пучка, что одновременно приводит и к уменьшению плотности энерговыделения, связанного с диссипацией мощности  $I_b W$  пучка.

При заданном суммарном токе протонов  $I_b$  для снижения плотности мощности энерговыделения возможна многопучковая инжекция с образованием протяжённой многосвязной области внешнего источника spallation-нейтронов.

Высокие локальные уровни плотности мощности, обусловленные как делением актинидов, так и диссипацией энергии протонного пучка, могут заставить отказаться от использования твердотельного бланкета на основе оксидов, нитридов или карбидов урана и младших актинидов, а также жидкометаллического теплоносителя, что реализовано в реакторах на быстрых нейтронах [15]. В этом случае приемлемым может оказаться вариант ЭЯУ с бланкетом на основе расплава солей актинидов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Nifenecker. et al. Basics of Accelerator-Driven Subcritical Reactors // *Nucl. Instrum. and Methods*. 2001, A463, p.428-467.
2. И.М. Неклюдов. Состояние и проблемы материалов атомных реакторов Украины // *ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* 2002, №3 (81), с.3-10.
3. А.С. Герасимов, Г.В. Киселёв. Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт) // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 2001, т.32, вып.1, с.143-188.
4. C. Rubbia, J.A. Rubio, S. Buono et al. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. CERN Report, CERN/AT/95-44(ET), Geneva, 1995, p.240.
5. В.А. Бомко, И.М. Карнаухов, В.И. Лапшин. *Усилитель мощности – основа ядерной энергетики XXI века: Обзор*. Харьков: ННЦ ХФТИ. 2001, с.52.
6. В.А. Бомко, А.М. Егоров, Б.В. Зайцев и др. *Сжигание отходов ядерного топлива быстрыми нейтронами в электроядерной энергетической установке – альтернатива геологическому захоронению: Случай Украины: Препринт ХФТИ 2001-2*, Харьков, 2001, с.34.
7. Н.А. Хижняк. *Пути создания безопасной экологически чистой атомной энергетики в Украине: Препринт ХФТИ 94-8*, Харьков, 1994, с.22.
8. Н.А. Хижняк. *Электроядерная энергетика – энергетика XXI века // ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2001, №2 (79), с.3-11.
9. *Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века*. Приложения 1, 2, 3. РНЦ «Курчатовский институт», 2000 (Одобрено Правительством РФ, протокол №17 МАЭ РФ от 25.05.2000 г.)
10. *Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles*. OECD Nuclear Energy Agency, Paris, France, 2002, p.314.
11. G.S. Bauer. Physics and Technology of Spallation Neutron Sources // *Nucl. Instrum. and Methods*. 2001, A463, p.505-543.
12. D. Hilscher, U. Jahnke, F. Goldenbaum et al. Neutron Production by Hadron-Induced Spallation Reactions in Thin and Thick Pb and U Targets from 1 to 5 GeV // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1999, A414, p.100-116.
13. W. Gudowski. Why Accelerator-Driven Transmutation of Wastes Enables Future Nuclear Power? // *Proceedings of XX Linac Conference*, Monterey, California, USA, 2000, p.1038-1042.
14. Н.В. Лазарев, А.М. Козодаев. Сверхмощные ускорители протонов для нейтронных генераторов и электроядерных установок (Обзор проектов) // *Атомная энергия*. 2000, т.89, вып.4, с.440-454.
15. А. Уолтер, А. Рейнольдс. *Реакторы размножители на быстрых нейтронах* / Пер. с англ., М.: «Энергоатомиздат». 1986, с.624.
16. В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, П.А. Ружанский, В.Д. Сидоренко. *Радиационные характеристики облучённого ядерного топлива*. Справочник. М.: «Энергоатомиздат». 1983, с.384.

17. A. Prokofiev. Compilation and Systematic of Proton-Induced Fission Cross-Sections // *Nucl. Instrum. and Methods*. 2001, A463, p.557-575.
18. Е.В. Гусев, П.А. Демченко, Л.И. Николайчук, Н.А. Хижняк. Нейтронные поля в подкритическом реакторе, генерируемые пучком ускоренных протонов // *ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2002, №3(81), с.17-22.
19. P.O. Demchenko, Ye.V. Gussev, L.I. Nikolajchuk. Slow Burning in a Subcritical Reactor Driven by a Proton Beam // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*. 2002, №5(8), p.33-35.
20. А. Вейнберг, Е. Вигнер. *Физическая теория ядерных реакторов*. М.: ИЛ, 1964, с.732.
21. *Evaluated Neutron Data File ENDF/B-VI*. BNL, USA, 1996.
22. В.М. Горбачев, Ю.С. Замятин, А.А. Лобов. *Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер*. М.: «Атомиздат». 1976, с.464.
23. D. Figles, F. Goldenbaum, M. Enke et al. Spallation Neutron Production and the Current Intra-Nuclear Cascade and Transport Codes // *European Physical Journal* 2001, A11, p.467-490.
24. Л.П. Феоктистов. Проблема использования военных урана и плутония // *Доклады Академии наук*. 1995, т.345, №1, с.39-42.

## PROTON BEAM DRIVEN SUBCRITICAL REACTOR WITH A COMBINED TARGET

*Ye.V. Gussev, P.A. Demchenko, L.I. Nikolaichuk*

Physical processes in a subcritical cylindrical reactor with a relativistic proton beam injection are under investigation. For generation of initial neutrons by the protons a target is used with the same actinide composition as a multiplying blanket. Two start blanket compositions are considered: the depleted uranium and the mixture of depleted uranium and energetic plutonium with the neutron multiplication factor of 0.96.

## ПІДКРИТИЧНИЙ РЕАКТОР ІЗ СУМІСНОЮ МІШЕННЮ, ЯКИЙ КЕРУЄТЬСЯ ПРОТОННИМ ПУЧКОМ

*Є.В. Гусєв, П.О. Демченко, Л.І. Ніколайчук*

Вивчаються фізичні процеси у циліндричному підкритичному реакторі при інжекції пучка релятивістських протонів. Для генерації протонами первинних нейтронів використовується мішень з тієї ж суміші актинідів, що і бланкет реактора. Розглянуто дві початкові композиції бланкету: збіднений уран та суміш збідненого урану з енергетичним плутонієм, склад якої відповідає коефіцієнту мультиплікації нейтронів 0,96.