

Оценка параметров электроядерной установки для трансмутации радиоактивных отходов

А.А. Глазков, А.Н. Диденко, А.Д. Коляскин, А.Н. Шмелев
Московский государственный инженерно-физический институт, Россия

Г.Л. Хорасанов

Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

В.Е. Калантаров

*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
Москва, Россия*

В ряде публикаций последних лет (см., например, [1–3]) обсуждается проблема создания безопасной электроядерной энергетической установки, схема которой в качестве основных элементов включает подкритический реактор и мощный генератор нейтронов. Не вызывает сомнений, что в принципиальном плане такой энергетический комплекс будет работоспособным, и в нем может быть исключена возможность возникновения неуправляемой цепной реакции.

Однако создание источника нейтронов потребует затрат на сооружение и эксплуатацию мощного нейтронного генератора, и платой за безопасность станет более высокая стоимость электроэнергии, вырабатываемой на таких станциях. В [4] приводится мнение Научно-технического комитета Евроатома по проблеме электроядерных установок. Комитет считает, что электроядерная установка неконкурентоспособна с ныне разрабатываемыми легководными реакторами. Более того, Комитет выражает уверенность в том, что новые легководные реакторы, несмотря на их штатный критический режим работы, также обладают достаточно высоким уровнем безопасности. Сравнение подкритического реактора с энергетическим легководным реактором при загрузке свежим или однократно регенерированным МОХ топливом не выявляет особых достоинств первого, но в том случае, когда подкритический реактор на быстрых нейтронах используется для выжигания концентрированного актинидного топлива, его преимущества становятся неоспоримыми.

Из радионуклидов, содержащихся в отходах ядерного топлива, наиболее токсичными и трудно поддающимися захоронению, являются младшие актиниды (МА). Проблема трансмутации МА может быть успешно решена в электроядерной установке, основными элементами которой являются подкритический реактор, линейный ускоритель протонов и жидкометаллическая мишень-конвертор, расположенная в центре активной зоны. В подкритическом реакторе при сжигании МА не играет роли тот факт, что доля запаздывающих нейтронов будет существенно меньше, чем допустимо для критических реакторов. Также снижаются требования и к пустотному эффекту реактивности реактора. Эти факторы определяют принципиальное преимущество электроядерных установок как установок повышенной безопасности.

В существующих энергетических реакторах на урановом топливе ежегодно накапливается 20–25 кг МА в расчете на 1 ГВт электрической мощности. Поэтому для ядерной энергетической системы России, суммарные энергетические мощности которой составляют около 22 ГВт, сжигание всех накапливаемых МА возможно в одной электроядерной установке с электрической мощностью $P_r = 450 - 500$ МВт.

Количество необходимых внешних нейтронов N_g , вводимых в активную зону реактора в единицу времени, зависит от электрической мощности реактора P_r , величины коэффициента размножения нейтронов k и определяется выражением

$$N_g = \alpha \cdot P_r \cdot \frac{1 - k}{k}, \quad (1)$$

где $\alpha \cong 2.5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \text{ ВТ}^{-1}$. Пустотный эффект не проявит себя, если k принять равным 0.95. При таком k для blankets на $P_r = 500 \text{ МВт}$ величина N_g составит $\approx 6.5 \cdot 10^{18} \text{ н/с}$. Так как получение такого количества нейтронов потребует значительных энергозатрат, то минимизация эксплуатационной энергоемкости нейтронного генератора становится принципиальной задачей.

Основные моменты подхода к определению параметров ускоренного пучка представлены в работе [5]. Ток пучка на мишени I , необходимый для создания требуемого числа дополнительных нейтронов N_g , в предположении, что все рожденные на мишени нейтроны участвуют в ядерных реакциях, и его мощность P_b определяется соотношениями

$$I = e \cdot \alpha \cdot \frac{1 - k}{k} \cdot \frac{P_r}{v_{pn}(E)}, \quad (2)$$

$$P_b = E \cdot I = e \cdot \alpha \cdot \frac{1 - k}{k} \cdot \frac{P_r}{f_{pn}(E)}, \quad (3)$$

где e – заряд электрона; E – энергия частиц; v_{pn} – выход нейтронов из мишени; $f_{pn} = v_{pn}/E$. Выход нейтронов является важным параметром нейтронного генератора, так как он в значительной мере определяет токовую нагрузку ускорителя и его энергоемкость.

При мощности протонного пучка в несколько десятков мегаватт материалами мишени-конвертора могут быть, по-видимому, расплавы тяжелых металлов: свинца, ртути, олова и др. Помимо высокого выхода материал должен обладать и хорошими теплофизическими свойствами и сравнительно малой радиотоксичностью. Наиболее часто для конвертора предлагается использовать свинец.

Все приведенные ниже результаты исследований выполнены для мишени из свинца как одного из перспективных материалов. На рис.1 показаны зависимости $f_{pn}(E)$, построенные с использованием различных способов аппроксимации.

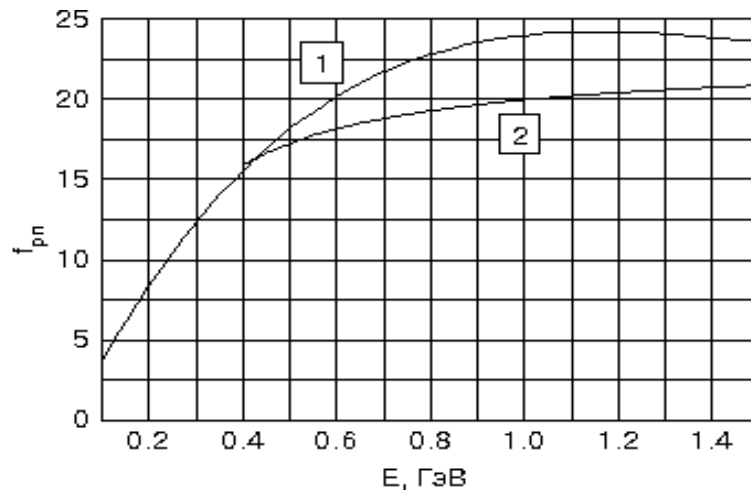


Рис.1. Зависимости выхода нейтронов из толстой свинцовой мишени под действием ускоренных протонов: 1 – $f_{pn}(E)$ из работы [6]; 2 – $f_{pn}(E)$ из работы [7].

Кривая (1), полученная в результате численного моделирования, имеет максимум ($\approx 24 \text{ н/р}$) при энергии первичных протонов $E_{\text{max}} \approx 1.2 \text{ ГэВ}$. Кривая (2) получена путем нор-

мировки на энергию протонов E полуэмпирической зависимости $v_{pn}(E)$, определяемой формулой

$$v_{pn} = a \cdot (A + b) \cdot (E - c), \quad (4)$$

где $A \in [9-210]$ – атомная масса материала мишени; $E \in [0.4-1.5]$ ГэВ, коэффициенты a, b, c равны соответственно 0.1 ГэВ^{-1} ; 20 ; 0.12 ГэВ . Из рис. 1 видно, что отличия кривых как по выходу ($\approx 25\%$), так и по характеру поведения (отсутствие максимума) весьма существенны. Это приводит к некоторой неопределенности при оценке параметров ускорителя.

Энергоемкость генератора нейтронов для blankets определяется, главным образом, мощностью высокочастотного питания ускорителя P_{acc} . Выбор параметров ускорителя может быть сделан на основании исследования так называемой функции энергетического выигрыша G , определяемой формулой

$$G = \frac{P_r}{P_{acc}} = \frac{P_r}{P_b + P} = \frac{P_r}{P_b \cdot (1 + \beta)} = G_1 \cdot k_{acc}, \quad (5)$$

P – усредненная мощность высокочастотных потерь в стенках ускоряющих резонаторов; $k_{acc} = (1 + \beta)^{-1}$ – КПД ускорителя; g – усредненная эффективная напряженность высокочастотного ускоряющего поля, численно равная темпу ускорения частиц; $\beta = g / (\gamma I_r)$ γ – коэффициент, характеризующий эффективность ускоряющих резонаторов; I_r – токовая нагрузка резонатора (в линейных одноканальных ускорителях $I = I_r$); $G_1 = P_r / P_b$.

Функция $G_1(E)$ с точностью до множителя совпадает с кривой $f_{pn}(E)$. Она может быть использована при выборе оптимальных параметров нейтронного генератора на базе сверхпроводящего линейного ускорителя или циклотрона. Для этих типов ускорителей характерными являются малые значения β . Для сверхпроводящего ускорителя величиной β можно пренебречь в силу того, что суммарная мощность высокочастотных потерь в стенках резонаторов много меньше мощности пучка ($1/\gamma \approx 0$). Для циклического ускорителя причиной малых β является высокая токовая нагрузка резонаторов $I_r = I \cdot m$ (m – число орбит).

Таким образом, в обоих случаях $\beta \ll 1$ и можно считать совпадающими оптимальную энергию ускоренных частиц E_{opt} и энергию E_{max} , соответствующую максимуму кривой (1) $f_{pn}(E)$, причем E_{opt} не зависит от мощности реактора. Ток пучка I рассчитывается по формуле (3) при $E = E_{max}$. Для $P_r = 500 \text{ МВт}$ и $k = 0.95$ в случае изохронного циклотрона или сверхпроводящего линейного ускорителя для генерации нейтронов потребуется ускоренный пучок с током $I \approx 44 \text{ мА}$ и энергией $E \approx 1.2 \text{ МэВ}$, при этом величина $G_1 \approx 9.5$. Ускорение пучков с такими токами в машинах таких классов представляется весьма проблематичным.

Аппроксимация выхода нейтронов полуэмпирической кривой (2) позволяет получить простые аналитические выражения для оценки оптимальных значений энергии E_{opt} , тока I_{opt} пучка на выходе линейного ускорителя протонов на базе резонаторов с нормальной проводимостью, при которых параметр энергетического выигрыша G электро-ядерной установки максимален ($G = G_{max}$). Формулы для G, E_{opt}, I_{opt} имеют вид

$$G = \frac{a \cdot (A + b) \cdot (E - c)}{E \cdot (e \cdot \alpha \cdot \frac{1 - k}{k} + \frac{a \cdot (A + b) \cdot (E - c)}{\gamma \cdot P_r} \cdot g)}, \quad (6)$$

$$E_{\text{opt}} = c + \sqrt{e \cdot \alpha \cdot \frac{1-k}{k} \cdot \frac{c \cdot \gamma \cdot P_r}{g \cdot a \cdot (A-b)}}, \quad (7)$$

$$I_{\text{opt}} = \frac{g}{\gamma \cdot c} \cdot (E_{\text{opt}} - c). \quad (8)$$

Результаты расчетов оптимальных параметров с использованием кривых (1) и (2) для $P_r = 500$ МВт и $k = 0.95$ при $g = 2$ МэВ/м и $\gamma = 40$ МОм/м приведены в таблице.

Таблица 1

Результаты расчета параметров нейтронного генератора.

Кривая выхода (1)			Кривая выхода (2)		
E_{opt} , ГэВ	I_{opt} , А	G_{opt}	E_{opt} , ГэВ	I_{opt} , А	G_{opt}
0.58	0.091	6.1	0.49	0.153	5.8

Сопоставляя данные таблицы, можно отметить, что величины энергетического выигрыша достаточно близки по своим значениям и равны приблизительно 6. Этого может оказаться вполне достаточно, чтобы сделать процесс утилизации ядерных отходов самокупаемым. Однако схожие величины G достигаются при существенно отличающихся E_{opt} и I_{opt} . По энергии частиц отличие составляет около 100 МэВ, а по току пучка – почти в полтора раза. Это свидетельствует о необходимости использования более точных данных о выходе нейтронов из мишени в диапазоне энергий иницирующего пучка при выборе основных токовых и энергетических параметров ускорителя.

Работа выполняется при поддержке РФФИ в рамках проекта № 98-02-17368.

Список литературы

1. Mandrillion P., Besancon S., Fietier N. et al. Important Design Issues of a High Efficiency Cyclotron Complex to Drive the Energy Amplifier. Fifth European Particle Accelerator Conference (EPAC-96), Vol.1, p.372-374.
2. Михайлов В.Н. Мощные пучки нейтронов с использованием ускорителей. Краткие сообщения ОИЯИ, №6, [80]-96, с.18-22.
3. Khorasanov G.L., Pankratov D.V., Ivanov A.P. et al. Accelerator for Subcritical Fast Reactors. Proceedings of The 8-th Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. - Obninsk, 24-28 June, 1996, v.2, p.520-525.
4. Varley J. Fast Neutron Inceneration as Alternative to Geologic Disposal: the Rubbia Proposal. Nuclear Engineering International. V.42, №516, July 1997, p.34-36.
5. А.А. Глазков, А.Н. Диденко, А.Д. Коляскин. Ускорители для безопасных ядерно-энергетических установок. ВАНТ, серия: Ядерно-физические исследования, вып. 2,3 (29,30), т.1, Харьков, 1997, с.64-66.
6. А.А. Дементьев, Н.М. Соболевский, Ю.Я. Ставиский. Выход нейтронов из протяженной свинцовой мишени под действием протонов с энергией от 0.1 до 100 ГэВ. Припринт ИЯИ 0879/95.
7. M.A. Lone, R.T. Jones, B.M. Townes et al. Total Neutron Yields from 100 MeV Protons on Cu, Fe and Th Targets. Nucl. Instr. Methods Phys. Res., A256, p.135.