

УДК 539.17

## ОПТИМИЗИРОВАННЫЙ БУСТЕР В КАСКАДНЫХ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ

С.А. БЗНУНИ<sup>1</sup>, В.М. ЖАМКОЧЯН<sup>2</sup>, З.Г. КИРАКОСЯН<sup>3</sup>,  
А.Г. ХУДАВЕРДЯН<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ереванский государственный университет, Армения

<sup>2</sup> Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна

<sup>3</sup> ЗАО “Арев-Нуклеар”, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 16 апреля 2008 г.)

Методом Монте-Карло моделирования исследована каскадная электроядерная система, содержащая быстрый бустер с оптимизированным распределением топлива по обогащению. Показано, что зонирование топлива, с ростом его обогащения к периферии активной зоны бустера, приводит к значительному увеличению эффективности бустера и, как следствие, к существенному росту коэффициента выигрыша для электроядерного комплекса. Рассмотрены перспективы использования электронных ускорителей для управления подобными системами.

Оценки, приведенные в работах [1,2], свидетельствуют о том, что подкритические электроядерные системы, управляемые сильноточными ускорителями, представляют перспективное направление в решении проблем безопасности ядерной энергетики и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов. В работах [3,4] на примере однореакторных систем было показано, что создание достаточно экономичной и безопасной атомной электростанции вполне реально уже с использованием серийных энергетических реакторов и протонных ускорителей с токами, не превышающими 8–10 мА.

В то же время существенно более широкие перспективы открывает использование каскадных двухреакторных подкритических систем, включающих в себя основной энергетический тепловой реактор и промежуточный реактор-бустер на быстрых нейтронах, который позволяет снизить ток протонов на порядок, а наличие и быстрой, и тепловой зон дает возможность эффективно трансмутировать всю палитру ядерных отходов.

Принципиальная схема каскадной подкритической системы показана на рис.1. Пассивная мишень **a** облучается пучком протонов из ускорителя и испускает вторичные нейтроны в быструю активную зону **b**. Функционируя в подкритическом режиме, зона **b** существенно увеличивает количество внешних быстрых нейтронов для блока **c** – основного подкритического реактора на тепловых нейтронах. Область **d** представляет собой термомеханическую изолирующую зону с кадмиевым экраном-вентилем, который исключает проникновение тепловых нейтронов в быструю активную зону.

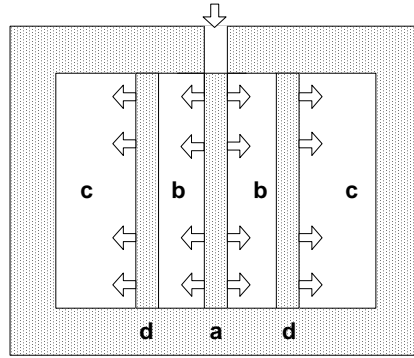


Рис.1. Схема каскадной подкритической системы.

Качественные оценки возможностей каскадных подкритических систем в одногрупповом приближении были рассмотрены в работе [5]. В дальнейшем [6-8] было выполнено более точное монте-карловское моделирование установок такого типа, основанных на базовых конструкциях реакторов ВВЭР-1000, MSBR-1000 и CANDU-6, подтвердившее основные выводы работы [5].

Напомним, что в расчетах [6-8] активная зона бустера состояла из гексагональных ТВС БН-350 с длиной, равной высоте активной зоны основного теплового реактора. При этом во всех ТВС предполагалось использование топлива с одинаковым обогащением по  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ , составлявшем 20%. Отметим, однако, что использование ТВС с одинаковым обогащением не может быть наиболее оптимальным для быстрого реактора, выполняющего функцию бустера. Ясно, что, в отличие от стандартных быстрых реакторов, в случае бустера следует стремиться к максимизации утечки нейтронов, которые обеспечивают работу основного теплового реактора в подкритическом режиме. Наиболее простой путь для достижения этой цели может состоять в применении топлива с разным обогащением, так, чтобы оно росло от центра к периферии активной зоны бустера.

В настоящей работе моделирование методом Монте-Карло применяется для изучения параметров двухреакторной подкритической системы, содержащей в качестве бустера быстрый реактор с зонированием топлива по обогащению.

Схематически зонирование топлива по обогащению в бустере представлено на рис.2. Обогащение в каждой из зон однородно и равномерно. Геометрически зонирование было выбрано таким образом, чтобы объемы зон, соответствующих обогащениям 10%, 20% и 30%, были одинаковы, что приводило к среднему обогащению, равному 20% (как для стандартного реактора на быстрых нейтронах).

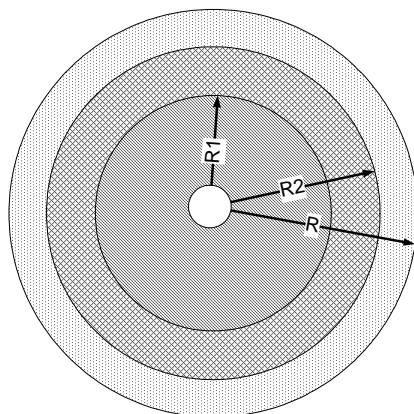


Рис.2. Зонирование топлива по обогащению в быстром бустере.

Помимо указанных изменений в активной зоне бустера, все остальные параметры исследованной системы были аналогичны параметрам подкритической установки, рассмотренной в работах [6-8]. Основные размерные характеристики системы приведены в табл.1.

Табл.1.

Радиус зоны <b>b</b>	57 см
Радиус зоны <b>c</b>	219,5 см
Высота активной зоны реактора	396 см
Радиус мишени <b>a</b>	8,5 см
Толщина графитного отражателя	60 см

При моделировании предполагалось использование свинцово-висмутовой эвтектики (44,5–55,5 масс.%) как для материала мишени, так и в качестве теплоносителя в зоне бустера. (Преимущества такого выбора подробно описаны в [6]). В качестве основного блока **c** система включала реактор на расплавленных солях типа MSBR-1000, обладающий рядом преимуществ по сравнению с другими стандартными реакторами на тепловых нейтронах [6].

Для расчета характеристик системы использовалась программа CASCAD [9,10] с библиотекой адрон-ядерных сечений [11], описывающая транспорт частиц в веществе и основанная на каскадно-испарительной модели адрон-ядерных взаимодействий (с учетом высокоэнергетического деления) [12]. Перенос нейтронов низкой энергии ( $E < 10,5$  МэВ) также моделировался с помощью программы CASCAD, дополненной программными модулями, позволяющими определять относительные скорости нейтронов и ядер среды в области термализации нейтронов (собственные скорости ядер моделировались в соответствии со спектром Максвелла–Больцмана) и соответствующие им сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды [13]. В расчете использовались библиотеки

нейтронных сечений [14,15]. В каждой из трех зон бустера (см. рис.2) и в зоне теплового реактора среда гомогенизировалась с учетом находящихся в данной зоне горючего, теплоносителя и конструкционных материалов.

Для проверки точности расчета эффективного коэффициента размножения  $k_{\text{eff}}$  использовалась программа MCNP4B [16] с библиотекой нейтронных сечений DLC-189.

На рис.3 представлены расчетные кривые, описывающие нормированные распределения  $\Phi(r)/\Phi_{\text{max}}$  нейтронного потока в активной зоне бустера при коэффициенте размножения  $k_{\text{eff}} = 0,98$  в зависимости от относительного радиуса  $r/R$ ;  $\Phi_{\text{max}}$  – максимальное значение нейтронного потока в зоне бустера,  $R$  – радиус зоны.

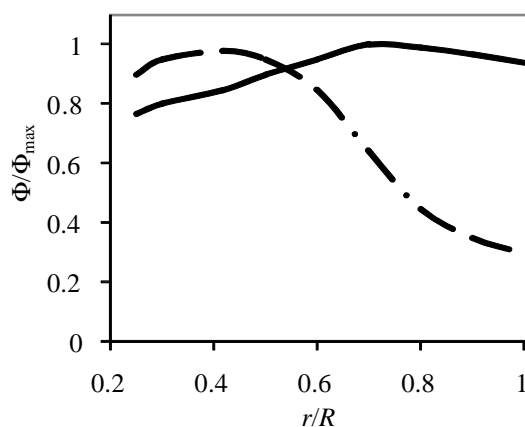


Рис.3. Нормированные распределения  $\Phi(r)/\Phi_{\text{max}}$  нейтронного потока в активной зоне бустера при коэффициенте размножения  $k_{\text{eff}} = 0,98$  в зависимости от относительного радиуса  $r/R$ . Пунктирная кривая соответствует случаю однородного обогачивания топлива, сплошная кривая – зонированию топлива по обогачиванию, согласно рис.2.

Очевидно, что простой метод зонирования приводит к существенному выравниванию поля нейтронного потока и смещению его максимума к периферии зоны бустера. Следствием такого эффекта должно быть увеличение тока быстрых нейтронов, покидающих зону бустера и обеспечивающих под критический режим основного теплового реактора.

Как известно, основной характеристикой, определяющей эффективность работы подкритической электроядерной системы, является коэффициент усиления (или коэффициент выигрыша)  $G$ , который равен отношению электрической мощности системы к мощности, потребляемой ускорительным блоком. На рис.4 приведена найденная зависимость коэффициента  $G$  от энергии пучка ускоренных протонов при  $k_{\text{eff}} = 0,98$  для обеих зон. (Напомним, что при  $k_{\text{eff}} = 0,98$  подкритическую реакторную систему можно уже считать полностью безопасной [17]). При расчете кривой рис.4 принималось, что непроизводительные потери мощности в ускорительной системе составляют 2/3 от потребляемой мощности.

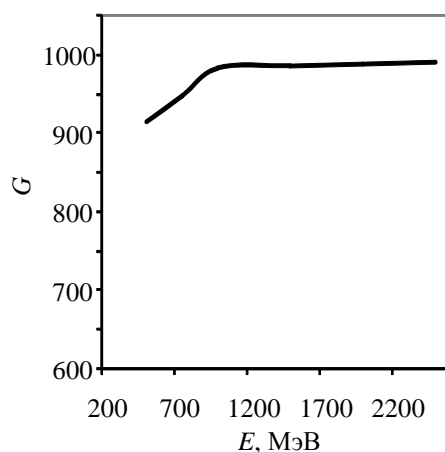


Рис.4. Зависимость коэффициента выигрыша  $G$  от энергии пучка ускоренных протонов при  $k_{\text{eff}} = 0,98$ .

Сравнение результатов рис.4 с найденными ранее [6] значениями  $G$  для аналогичной системы со стандартным бустером показывает, что коэффициенты усиления энергии увеличились примерно в 2,4 раза. В частности, при энергии пучка протонов в 1 МэВ величина  $G$  для рассмотренной системы оказывается равной 984, т.е. на питание ускорительного блока должно будет уходить лишь немногим более десятой доли процента от электроэнергии, вырабатываемой системой. Подчеркнем, что такая “сверхэкономичность” достигнута при уровне подкритичности, обеспечивающем полную безопасность электроядерной установки.

Представленные результаты позволяют вновь вернуться к идее [17] об использовании электронных ускорителей для управления подкритическими системами. Поскольку коэффициент усиления энергии в рассмотренной системе оказался очень большим, в принципе, он мог бы в значительной мере скомпенсировать существенно меньшую эффективность электронов (по сравнению с протонами) в процессах образования вторичных нейтронов на облучаемой мишени.

Рассмотрим вопрос об оптимальной энергии ускоренных электронов для образования нейтронов. Результаты экспериментальных исследований [18-21] и детальных расчетов [22,23] показывают, что эта энергия должна быть около 50 МэВ. Отметим, что аналогичный выбор был сделан также при исследованиях в рамках проектов EURISOL [24] и GANIL SPIRAL-II [25]. Указанные эксперименты показали, что выход нейтронов фотоделения из  $U^{238}$  достигает насыщения при энергии электронов 50–100 МэВ. Этим энергиям соответствуют энергии тормозных  $\gamma$ -квантов в пределах от 8 МэВ до 24 МэВ, при которых сечения фотоделения будут оптимальными за счет гигантского дипольного резонанса, с максимумом сечения фотоделения 170 мб при энергии 14,3 МэВ. Такие энергии  $\gamma$ -квантов вполне обеспечиваются при торможении электронов с энергией 50 МэВ. Поэтому, вообще говоря, нет необходимости в ускорении электронов до энергий выше 50 МэВ. В указанных работах

было найдено также, что среднее число нейтронов на один акт фотоделения  $U^{238}$  при энергии  $\gamma$ -квантов 14,3 МэВ (на пике гигантского дипольного резонанса) равно  $\nu = 3,6$ .

Программный код MCNP, разработанный в Лос-Аламосской Национальной Лаборатории США, в своей последней версии MCNPX полностью учитывает перенос электронов, фотонов и нейтронов, а также фотоядерные процессы; полностью описываются поглощение  $\gamma$ -квантов с образованием электрон-позитронных пар, фотоделение ( $\gamma, f$ ) и фотовыбивание ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, xn$ ). В рамках ряда проектов, таких, как EURISOL [24] и GANIL SPIRAL-II [25], в Сакле и в ЦЕРНе [26] с помощью кода MCNPX были выполнены детальные расчеты для электронных пучков с энергией 50 МэВ и толстой мишени из  $U^{238}$ .

Результаты расчетов с помощью кода MCNPX для процессов образования нейтронов под действием электронных пучков были получены нами в частных сообщениях от д-ра Анри Сафа из Сакле [27]. Их можно обобщить следующим образом: с учетом совокупности процессов, связанных с гигантским дипольным резонансом для фотоделения, фотовыбиванием нейтронов и реакциями деления под воздействием нейтронов в толстой мишени (размерами порядка 60–90 мм), полное число образующихся нейтронов за пределами мишени из  $U^{238}$  на один налетающий электрон с энергией 50 МэВ оказывается равным  $N(n)/e = 0,0262$ .

Для нашей задачи представляет интерес сравнить затраты энергии пучков ускоренных частиц  $C_n$ , необходимые для образования одного нейтрона, для случаев электронного пучка с урановой мишенью и протонного пучка со свинец-висмутовой мишенью. Для электронов с энергией 50 МэВ на урановой мишени имеем  $C_n(e) = 50/0,0262 = 1908$  МэВ/нейтрон, тогда как для протонного пучка с энергией 1000 МэВ и свинец-висмутовой мишени  $N(n)/p = 20$  [28] и  $C_n(p) = 1000/20 = 50$  эВ/нейтрон. Таким образом, электронная версия уступает протонной в  $1908/50 \approx 38$  раз по затратам энергии пучка на нейтрон.

Приведенные оценки относились к затратам энергии пучка на один нейтрон, т.е. к “идеальной” энергетической “цене” одного нейтрона. Очевидно, при определении общей эффективности системы важна “реальная цена” нейтрона, т.е. потребляемая ускорительной системой энергия, необходимая для образования одного нейтрона. И здесь, при сравнении эффективностей протонного и электронного вариантов, необходим учет КПД соответствующих ускорителей. По данным [24], для проектируемых сильноточных сверхпроводящих электронных линаков с энергией 50 МэВ он может достигать 55%, а для сверхпроводящих протонных линаков с энергией 1000 МэВ, в лучшем случае, – 45%. Отсюда, реальный фактор “проигрыша” при использовании электронных ускорителей (в комбинации с урановыми мишенями) может оказаться заметно меньшим величины 38. Однако, на данном этапе, с учетом точности численных оценок, мы не будем принимать это во внимание. (Напомним, что при расчете коэффициентов усиления энергии в настоящей работе предполагалось, что указанный КПД равен 2/3, что соответствует современным действующим протонным ускорителям.)

Итак, если принять, что фактор “проигрыша” при переходе к электронным ускорителям с энергией 50 МэВ составляет 38, то для рассмотренной выше каскадной системы с реактором MSBR-1000 коэффициент усиления энергии при  $k_{\text{eff}} = 0,98$  окажется

равным  $984/38 \approx 26$ . Это означает, что на питание ускорительного блока в этом случае будет расходоваться менее 4% электроэнергии, вырабатываемой подкритической системой.

Здесь следует учесть также, что коэффициент преобразования тепловой энергии в электрическую для MSBR-1000 равен 44% [29], что заметно превышает аналогичные величины для всех других базовых реакторов. (Это обусловлено высокой температурой теплоносителя – расплавленных солей.) В итоге, общий КПД подкритической электроядерной системы составит около 42%, в то время, как для стандартных АЭС с реакторами типа ВВЭР или PWR он не превышает 32–34% [29].

Таким образом, можно прийти к выводу, что подкритический комплекс с оптимизированным бустером, основанный на жидкосолевой и жидкометаллической технологии, управляемый электронными ускорителями, оказывается весьма экономичным. Если же сравнить его с аналогичным комплексом с протонным приводом (при энергии протонов 1000 МэВ), то преимущества электронной версии будут заключаться в значительно меньших габаритах и стоимости, а также в существенно большей экологической безопасности [17].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the International Conference AccApp/ADTTA`01, November 12-15, Reno, Nevada, USA, 2001.
2. Proc. of the 10-th International Conference on Emerging Nuclear Systems, September 28, Petten, Netherlands, 2000.
3. **A.G.Khudaverdyan, V.M.Zhamkochyan**. Choosing the optimal parameters of subcritical reactors driven by accelerators. Preprint ICTP IC/IR/98/1 (1998).
4. **С.А.Бзнуни, В.М.Жамкочян, А.Г.Худавердян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 335 (2003).
5. **С.А.Бзнуни, В.М.Жамкочян, А.Г.Худавердян**. Атомная энергия, **88**, 316 (2000).
6. **С.А.Бзнуни, В.С.Барашенков, В.М.Жамкочян** и др. Препринт ОИЯИ P2-2001-124 (2001).
7. **С.А.Бзнуни, В.С.Барашенков, В.М.Жамкочян** и др. Атомная энергия, **92**, 344 (2002).
8. **С.А.Бзнуни, В.С.Барашенков, В.М.Жамкочян** и др. ЭЧАЯ, **4**, 498 (2003).
9. **В.С. Барашенков**. Препринт ОИЯИ P2-81-364 (1981).
10. **V.S.Barashenkov**. Comp. Phys. Comm., **126**, 28 (2000).
11. **V.S.Barashenkov, W.Gudowski, A.Polanski**. Integral high-energy nucleon-nucleus cross-sections for mathematical experiments with electronuclear facilities. In Proc. of the 3-rd Intern. Conf. on ADTT`A, June 7-11, 1999, Praha, Czech Republic.
12. **В.С.Барашенков** и др. УФН, **109**, 91 (1973).
13. **В.С.Барашенков** и др. Атомная энергия, **77**, 109 (1994).
14. **Л.П.Абагян** и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М. Атомиздат, 1981.
15. **В.Ф.Хохлов, М.Н.Савоськин**. Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы, вып.8, ч.3, с.328, 1972.
16. **Yu.Briesmeister**. A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Report LA-12625-M, Los-Alamos, March 1997.
17. **П.Н.Алексеев** и др. Препринт ИАЭ-5857/2 (1995).
18. **A.Veyssiere** et al. Nuclear Physics A, **199**, 45 (1973).
19. **J.T.Caldwell** et al. Phys. Rev. C, **21**, 1215 (1980).
20. **J.T.Caldwell** et al. Nucl. Sci. & Eng., **73**, 153 (1980).
21. **F.Ibrahim** et al. Photo-fission for the Production of Radioactive Beams: Experimental Data from an On-line Measurement, September 2001. <http://www.ganil.fr/eurisol/TargetGroupMeetings/Faadi-photofission-cern.pdf>.

22. **W.T.Diamond**. Nucl. Instr. & Meth. A, **432**, 471 (1999).
23. **Yu.Ts.Oganesian** et al. JINR-Dubna Report No.E7-2000-83, April 2000.
24. The EURISOL Report—A Feasibility Study for a European Isotope-Separation-on-Line Radioactive Ion Beam Facility, APPENDIX B: The Driver Accelerator for EURISOL, December 2003. <http://www.ganil.fr/eurisol/>.
25. Preliminary Design Study (PDS) of the Project SPIRAL-II (Electron Option). Report GANIL-SPI2-007A, September 2002; [http://www.ganil.fr/research/sp/reports/files/SPIRAL\\_II\\_GANILR0203.pdf](http://www.ganil.fr/research/sp/reports/files/SPIRAL_II_GANILR0203.pdf).
26. **M.Santana-Leitner** (CERN), Photoneutron Reactions and the Unique Modified Monte Carlo Version of the MCNP Code, EURISOL Target Group Meeting, Saclay, May 21–22, 2001; [http://www.ganil.fr/eurisol/targetgroupmeetings/Saclay\\_21\\_22-05-01/MarioSantanaLeitner.pdf](http://www.ganil.fr/eurisol/targetgroupmeetings/Saclay_21_22-05-01/MarioSantanaLeitner.pdf).
27. **H.Safa** (CEA-DAPNIA, Saclay, France), private communications to Z.G.Guiragossian (AREV-NUCLEAR Co. Yerevan, Armenia), 20 June and 8 July 2005.
28. **J.S.Gilmore** et al. Nucl. Sci. Eng., **99**, 41 (1988).
29. **Б.А.Деметьев**. Ядерные энергетические реакторы. М., Энергоатомиздат, 1990.

## OPTIMIZED BOOSTER IN CASCADE ELECTRONUCLEAR SYSTEMS

S.A. BZNUNI, V.M. ZHAMKOCHYAN, Z.G. GUIRAGOSSIAN, A.G. KHUDAVERDYAN

A cascade electronuclear system containing fast booster with optimized distribution of the fuel enrichment was investigated by means of Monte-Carlo modeling. It was shown that the zoning of the fuel with the rise of its enrichment to the periphery of the booster core leads to the considerable increase in the booster efficiency and, as a consequence, to the essential rise of the gaining factor of the electronuclear system. Perspectives of using the electron accelerators for driving such systems are considered.