

УДК 539.17:621.039

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДКРИТИЧЕСКИЙ РЕАКТОР С ПОДСВЕТКОЙ ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ

*Адо Ю.М., Крючков В.П., Лебедев В.Н. (ИФВЭ)*

Как известно, энергетика является одной из важнейших научно-технических проблем современного общества. Наиболее перспективными источниками энергии являются АЭС. Несмотря на многочисленные поисковые работы, альтернативы АЭС пока не найдено. Однако использование самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер уранового топлива связано с риском возникновения аварийных ситуаций. Зарегистрировано более 10 аварий на АЭС с опасными последствиями [1], самыми крупными из них являются аварии на АЭС «Три-Майл-Айленд» (США, 1972 г.) и в Чернобыле (1986 г.). Поэтому сегодня актуальной задачей является поиск решений, позволяющих максимально обезопасить выработку энергии на АЭС (см., например, работы [2—6]).

Наиболее разрушительны на АЭС реактивностные аварии, связанные с выходом цепной реакции из-под контроля. В настоящей статье рассматриваются физические и экономические аспекты создания реактора, при работе которого вероятность реактивностных аварий исключена.

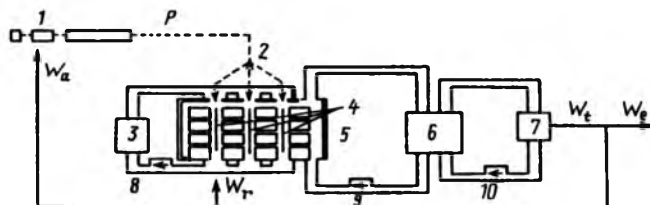
Есть два подхода к решению задачи обеспечения безопасности сложных систем. Первый заключается в создании многократно дублированных систем контроля и автоматического управления защитой. Это снижает риск аварии, но не может исключить ее совсем. Второй состоит в использовании физических принципов, исключающих причину аварии. В применении к АЭС первый подход реализуется в основном в разработках более эффективных систем контроля и регулирования реактивности реактора, модернизации активной зоны. Идея второго подхода, обсуждаемая в настоящей статье, основана на использовании энергии деления урана в глубокоподкритическом реакторе, в котором цепная реакция инициируется внешним источником нейтронов, а случайный разгон исключается. Достаточно мощные потоки нейтронов могут быть получены путем облучения урановой (или свинцовой) мишени интенсивным пучком частиц, ускоренных до энергии несколько сотен МэВ. Такой способ получения нейтронов известен давно и исследовался как теоретически, так и экспериментально в многочисленных работах (см., например, работы [7—20]) в связи с разработкой электроядерного метода наработки ядерного топлива и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов АЭС. В качестве первичных частиц обычно рассматриваются протоны, а также более тяжелые частицы, для которых выход нейтронов на одну частицу немного больше, чем для протонов [6, 20]. Нами выбраны протоны, для которых ускорительная техника наиболее проработана.

Перевод АЭС на подкритические реакторы с внешней нейтронной подсветкой создаст условия для более эффективного и безопасного использования ядерного топлива.

АЭС с подкритическим реактором. Упрощенная схема АЭС с подкритическим реактором и внешним источником нейтронов показана на рис. 1. Пучок ускоренных протонов выводится из линейного ускорителя, транспортируется с помощью магнитооптической системы до подкритического реактора, расщепляется с помощью сплиттера на несколько пучков и сбрасывается на расположенные внутри подкритического реактора мишени. В результате развивающегося под действием протонов адронного каскада в мишени будут генерироваться нейтроны со спектром, близким к спектру деления. Благодаря мультиплицирующим свойствам активной зоны, характеризуемым коэффициентом размножения  $k_{эф}$ , полное количество нейтронов в активной зоне увеличится в  $1/(1 - k_{эф})$  раз.

Тепловая энергия, выделяемая в результате деления нейтронами ядер топлива, преобразуется в электрическую по обычной схеме, реализованной на современных

АЭС: тепло с твэлов реактора снимается теплоносителем первого контура, в теплообменнике передается во второй контур и преобразуется в электрическую в системе паровых турбин. Одна часть полной вырабатываемой электрической мощности ( $W_p$ ) поступает в потребительскую сеть ( $W_e$ ), другая возвращается для питания ускорителя ( $W_a$ ) и внутренних нужд реактора ( $W_r$ ).



Р и с. 1. Схема электроядерной АЭС: 1 — линейный ускоритель протонов; 2 — сплиттер; 3 — система охлаждения теплоносителя мишенного контура; 4 — мишени; 5 — подкритический реактор; 6 — теплообменник; 7 — система электротурбин; 8 — мишенный контур; 9, 10 — первый и второй контур реактора соответственно

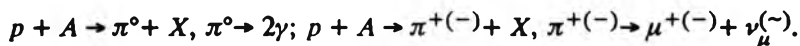
Экономическая целесообразность осуществления проекта сильнооточный ускоритель—подкритический реактор определяется допустимым удорожанием электроэнергии за счет дополнительных расходов на сооружение и эксплуатацию сильнооточного ускорителя и нейтронобразующих мишеней.

Основное энерговыделение в подкритическом реакторе происходит в результате деления ядер топлива активной зоны. Тепловая мощность оценивается по формуле

$$W_t = \frac{N k_{эф} \omega}{\nu (1 - k_{эф})} = \frac{I_p k_{эф} \omega n_0}{\nu (1 - k_{эф}) q}, \quad (1)$$

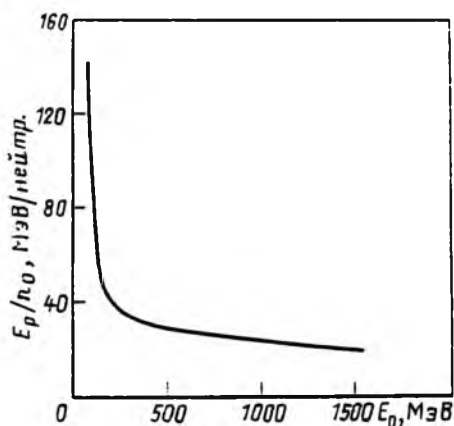
где  $N$  — число нейтронов, испускаемых мишенью;  $\omega = 2,88 \cdot 10^{-11}$  Дж — энергия, выделяемая при делении ядра  $^{235}\text{U}$ ;  $\nu$  — среднее число нейтронов на акт деления;  $I_p$  — ток пучка частиц, необходимый для получения заданной тепловой мощности;  $n_0$  — число нейтронов, генерируемых одним протоном энергией  $E_p$  в мишени;  $q$  — заряд протона. Например, под воздействием пучка протонов энергией 500 МэВ и током  $I_p = 0,1$  А в подкритическом быстром реакторе ( $\nu = 2,7$ ) с  $k_{эф} = 0,95$  будет выделяться тепловая мощность 2,3 ГВт.

Генерация нейтронов в мишени под действием протонов. Значение  $n_0$  зависит от энергии протонов пучка, а также размера мишени, особенностей ее конструкции и элементного состава. Выход нейтронов из мишени диаметром 20,4 и длиной 61 см, сделанной из необогащенного урана, рассчитан нами по программе MOSKIT [21]. В табл. 1 приведены также результаты расчета [11] и экспериментальные данные работы [12]. Низкий выход нейтронов при небольшой энергии протонов ( $E < 50$  МэВ) объясняется большими потерями энергии протонов пучка на электромагнитные взаимодействия, в результате которых большая часть протонов теряет энергию до значений ниже кулоновского барьера и не участвует в неупругих ядерных взаимодействиях. В области энергии больше 1 ГэВ темп роста выхода нейтронов с энергией также уменьшается вследствие увеличения энергии, идущей на возбуждение ядра, и роста сечений неупругих реакций без образования нейтронов, как, например, реакции образования и распада пионов:



Т а б л и ц а 1. Выход нейтронов из урановой мишени, нейтрон/протон

| Характеристика                  | $E_p$ , ГэВ |      |      |                |                |                |                |     |
|---------------------------------|-------------|------|------|----------------|----------------|----------------|----------------|-----|
|                                 | 0,05        | 0,1  | 0,25 | 0,47           | 0,72           | 0,96           | 1,47           | 5   |
| Расчет авторов настоящей статьи | 0,2         | 0,93 | 6,9  | 17,3           | 28             | 38             | 54             | 185 |
| Расчет [11]                     | —           | 0,6  | 3,9  | 14             | 29             | 42             | 60             | —   |
| Опыт [12]                       | —           | —    | —    | $18,1 \pm 0,9$ | $29,1 \pm 1,5$ | $40,5 \pm 2,0$ | $56,8 \pm 2,8$ | —   |



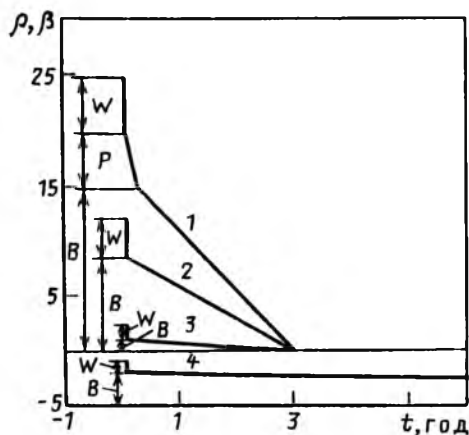
Р и с. 2. Зависимость энергостойкости нейтрона, генерируемого протоном в урановой мишени диаметром 20,4, длиной 61 см, от энергии протона

[22—24]), в том числе и экспериментально. Показано, что для энергии падающих протонов в несколько сотен МэВ спектр выходящих нейтронов близок к спектру деления, а угловое распределение — к изотропному.

Диапазон  $k_{эф}$ . Очевидно, что мощность подкритического реактора при постоянном токе пучка протонов и их энергии тем выше, чем  $k_{эф}$  ближе к 1.

Сделаем оценку диапазона приемлемых значений  $k_{эф}$ . Максимальный  $k_{эф}$  в момент времени, с которого начинается равновесное выгорание топлива, определяется изменением реактивности за счет мощностных эффектов и эффекта отравления ксеноном и самарием. На рис. 3 показано изменение во времени реактивности за счет указанных факторов, а также в результате выгорания для трех типов критических реакторов (данные работы [25]): теплового легководного, быстрого на основе оксидного и металлического топлива. Приняв по данным рис. 3 суммарное изменение реактивности за счет мощностных эффектов и отравления для теплового реактора равным 6% ( $\sim 10\beta$ ), а также отрицательный запас реактивности 2%, резервируемый для гарантии ядерной безопасности электроядерного реактора и учитывающий случайные и систематические погрешности технологических систем и операций, получим максимальный  $k_{эф}$ , равный 0,92.

Реактивность за счет мощностных эффектов для быстрого реактора на оксидном топливе изменяется менее чем на 3% ( $\sim 5\beta$ ), металлическом — менее чем на 1% ( $\sim 1,5\beta$ ). Следовательно, соответствующие значения  $k_{эф}$  для быстрых подкритических реакторов указанного типа составляют 0,95 и 0,97. Качественная зависимость изменения запаса реактивности для электроядерного быстрого реактора на металлическом топливе приведена на рис. 3. (Подобный подход в анализе данных [25] был применен в работе [3].)



Р и с. 3. Зависимость изменения запаса реактивности от времени: 1 — тепловой легководный критический реактор на оксидном топливе (LWR), 2, 3 — быстрый критический реактор на оксидном (FBR) и металлическом топливе (FBR) соответственно; 4 — быстрый подкритический реактор на металлическом топливе; W, P, B — запас реактивности, резервируемый на мощностные эффекты, отравление ксеноном и самарием и выгорание соответственно

Оценим допустимые минимальные пределы  $k_{эф}$ . Энергия, вырабатываемая электроядерным реактором, поступает в сеть и расходуется на питание систем АЭС. В нашем случае основным потребителем энергии является ускоритель. Поэтому баланс вырабатываемой и потребляемой энергии в расчете на один ускоренный протон выразится соотношением

$$\frac{E_p(1 + \alpha)}{k_2} = \frac{n_0 k_{эф} \omega k_1}{(1 - k_{эф}) \nu}, \quad (2)$$

где  $k_{1,2}$  — к.п.д. преобразования тепловой энергии ядерного реактора в электрическую и электрической в энергию пучка линейного ускорителя соответственно;  $\alpha$  — параметр, определяющий эффективность энергетической установки и показывающий, во сколько раз энергия, отдаваемая установкой потребителю, больше энергии, используемой на внутренние нужды;  $\omega = 200$  МэВ — энергия, выделяемая в акте деления.

Из соотношения (2) следует выражение для  $k_{эф}$ :

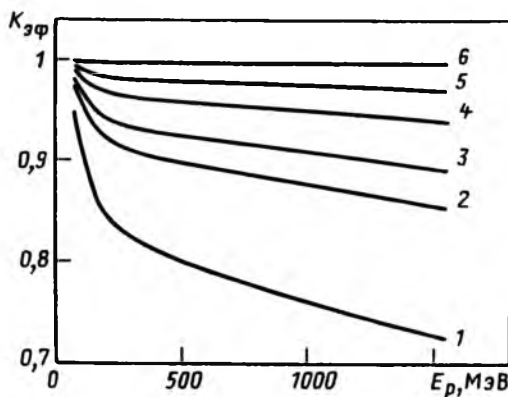
$$k_{эф} = \frac{E_p \nu (1 + \alpha)}{n_0 \omega k_1 k_2 + E_p \nu (1 + \alpha)}.$$

В расчетах принято  $k_1 = 0,35$ ,  $k_2 = 0,5$ . Из данных рис. 4 следует, например, что для  $\alpha = 1$  (50% энергии идет на ускоритель)  $k_{эф} = 0,73$  при  $E_p = 1500$  МэВ и 0,8 при  $E_p = 500$  МэВ.

Следует, однако, заметить, что данные рис. 4 получены в предположении независимости  $k_2$  от параметра  $\alpha$ , что справедливо при условии отсутствия потерь энергии в стенках ускоряющих структур линейного ускорителя. Другими словами, данные рис. 4 относятся к криогенному ускорителю.

Из данных рис. 4 следует, что в принципе энергетически выгодными становятся уже реакторы с  $k_{эф} > 0,8$ . Указанное обстоятельство чрезвычайно важно, поскольку не только делает подкритический реактор более безопасным, но и позволяет организовать топливные циклы как на основе сильно обедненного по  $^{235}\text{U}$  топлива, так и на основе  $^{232}\text{Th}$  с использованием наработки равновесного  $^{233}\text{U}$ . (Возможность создания электроядерного энергетического реактора на основе ториевого топливного цикла обоснована в работе [4]). Это значительно уменьшает топливную составляющую стоимости производства энергии по сравнению с традиционными АЭС, а также исключает неконтрольное распространение обогащенного ядерного топлива, которое может быть использовано в преступных целях. (Последнее отмечалось ранее в работах по электроядерному воспроизводству топлива.) Недостатком электроядерных систем на основе тепловых реакторов является сравнительно небольшой максимальный  $k_{эф}$  ( $\sim 0,92$ ), что влечет необходимость использования пучков с большим током (например, для электроядерной системы электрической мощностью 1 ГВт необходим пучок током около 200 мА).

В противоположность тепловому реактору сравнительно небольшая допустимая подкритичность быстрого реактора ( $k_{эф} < 0,97$ ) позволяет использовать криогенные линейные ускорители со значительно меньшим током (10—20 мА), что делает такие системы эффективными и перспективными уже в ближайшем будущем.



Р и с. 4. Зависимость  $k_{эф}$  от энергии протонов и параметра  $\alpha$ , равного 1 (1), 3 (2), 5 (3), 10 (4), 20 (5), 100 (6)

Еще одним несомненным достоинством быстрого реактора является более слабая по сравнению с тепловыми временная зависимость запаса реактивности (см. рис. 3). Мощность электроядерного реактора за весь период его работы поддерживается постоянной путем компенсации уменьшающегося со временем  $k_{эф}$  увеличением тока пучка. Тем самым во много раз возрастает продолжительность работы реактора между перегрузками топлива. На практике кампания электроядерного быстрого реактора будет определяться радиационной стойкостью конструкционных материалов, а не выгоранием топлива.

К выводу о преимуществах быстрых реакторов в электроядерных системах приходят также авторы работ [3, 18].

**Сильноточный ускоритель.** Линейные протонные ускорители наиболее подходят для электроядерных установок, поскольку проблемы динамики пучка и радиационной безопасности в них решаются проще, чем, например, в изохронных циклотронах [26—28]. Капитальные затраты на строительство ускорителя без учета затрат на мощную радиотехнику можно оценить, исходя, например, из опыта сооружения действующих линейных ускорителей и последних проектов сильноточных ускорителей. Характерными примерами являются сильноточный линейный ускоритель Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) на 800 МэВ и средний ток 1 мА (капитальные затраты 150 млн дол.) и линейный ускоритель Брукхейвенской национальной лаборатории (США) на 200 МэВ, ток несколько микроампер (капитальные затраты 50 млн дол.). Основные характеристики указанных ускорителей приведены в Международном каталоге ускорителей [29]. Данные о затратах содержатся также в последних проектных предложениях по сильноточным линейным ускорителям, опубликованных, например, в трудах по трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов АЭС [9]. Некоторые из этих данных для новых ускорителей приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Некоторые параметры проектных линейных ускорителей ( $E_p = 1$  ГэВ,  $I = 300$  мА)

| Лаборатория            | Стоимость системы, млн дол. |     | Полная стоимость, млн дол. |
|------------------------|-----------------------------|-----|----------------------------|
|                        | ускорительной               | ВЧ  |                            |
| Чок-Риверская (Канада) | 95                          | 261 | 356                        |
| Ливерморская (США)     | 54                          | 160 | 214                        |
| Брукхейвенская (США)   | 5                           | 350 | 425                        |

Стоимостная оценка высокочастотных радиотехнических систем может быть проведена исходя из удельной цены оборудования 1 дол./Вт, взятой из практики. Это согласуется со средней удельной ценой мощной радиотехники ускорителей 0,86 млн дол./Вт (см. табл. 2). (Данные о стоимости указаны в ценах 1992 г.)

Затраты на сооружение остального оборудования ускорителя (без мощной радиотехники) считаются пропорциональными энергии ускорителя. Среднюю удельную величину этой части затрат, исходя из приведенных данных, можно принять примерно равной 0,2 млн дол./МэВ.

Мощность ВЧ-систем должна быть достаточной как для ускорения пучка током  $I_p$ , так и для компенсации потерь энергии в стенках ускоряющих структур. Потери энергии учитываются введением эквивалентного ускоренного тока  $I_3$ , который в значительной степени определяет  $k_2$  [см. формулу (2)] и для обычных ускоряющих структур равен примерно 0,1 А. Коэффициент  $k_2$  вычисляется как произведение к.п.д. высокочастотной системы ( $K_{ВЧ}$ ) и отношения  $I_p/(I_p + I_3)$ . (Отсюда, в частности, следует, что для криогенного ускорителя  $k_2 = K_{ВЧ}$ .)

В результате формулу стоимости ускорителя можно записать следующим образом:

$$C = E_p [a + b(I_p + I_3)]. \quad (3)$$

Связывая  $I_p$  с мощностью подкритического реактора  $W_t$  [выражение (1)] и коэффициентом  $k_{эф}$ , формулу стоимости можно переписать в виде

$$C = E_p \left[ a' + b' \frac{1 + k_{эф}}{k_{эф} n_0} W_t \right]. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) стоимость ( $C$ ) выражается в миллионах долларов, ток ( $I$ ) в А, энергия пучка ( $E_p$ ) в МэВ, тепловая мощность ( $W_t$ ) в МВт;  $a, a', b, b'$  — размерные константы:  $a = 0,2$  млн дол./МэВ;  $a' = 0,3$  млн дол./МэВ;  $b = 1$  млн дол./ (МэВ · З);  $b' = 1,5 \cdot 10^{-2}$  (млн дол. · А) / (МВт · З), здесь  $Z$  — единичный заряд протона ( $Z = 1$ ).

На рис. 5, 6 приведены рассчитанные зависимости тока ускорителя и его стоимости от энергии протонов для  $W_t = 2,86$  ГВт. Это соответствует электрической мощности АЭС 1 ГВт при эффективности преобразования тепловой энергии в электрическую 0,35. Из данных рис. 5, 6 следует, например, что ускорителю с непрерывным током протонов 100 мА соответствуют следующие значения: при  $k_{эф} = 0,98$   $E_p = 300$  МэВ,  $C = 150$  млн дол.;  $k_{эф} = 0,94$   $E_p = 660$  МэВ,  $C = 260$  млн дол.;  $k_{эф} = 0,9$   $E_p = 1100$  МэВ,  $C = 440$  млн дол.

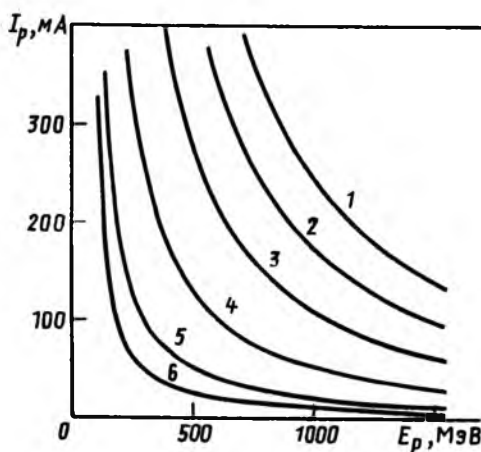
Учет монтажных работ и непредвиденных расходов приводит к увеличению стоимости не более чем на 30%.

Выбор глубины подкритичности реактора ограничен мощностью, затрачиваемой на питание ускорителя. Почти вся мощность, потребляемая ускорителем от сети, идет на мощную радиотехнику и вычисляется по формуле  $P = E_p(I_p + I_3)/K_{вч}$ .

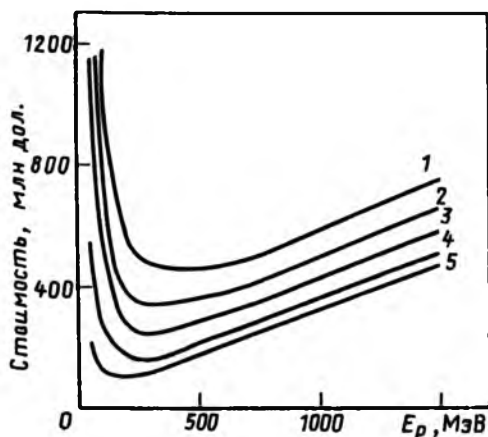
На рис. 7 показана зависимость мощности от энергии ускорителя, предназначенного для работы АЭС электрической мощностью 1 ГВт и  $K_{вч} = 0,7$  ( $K_{вч}$  для ВЧ-системы на многопучковых клистронах).

Из этих данных следует, что расходу энергии на ускоритель, составляющему 20% вырабатываемой АЭС энергии, соответствует минимальный  $k_{эф} = 0,93$  для обычных ускоряющих структур и 0,87 для криогенных. Энергетическим затратам 25% соответствуют минимальный  $k_{эф}$  0,91 и 0,85. Таким образом, использование подкритических реакторов с  $k_{эф} < 0,85$  оправдано при условии снижения потерь энергии в ускоряющих структурах (и, следовательно, мощности ВЧ-питания ускорителя) путем использования криогенных ускоряющих структур.

В настоящее время имеется несколько проектных предложений по силовоточным линейным ускорителям (например, [9, 27]). Их реализация связана с решением проблем, од-



Р и с. 5. Ток протонного пучка, необходимый для электродрейдерной АЭС электрической мощностью 1 ГВт, в зависимости от энергии протонов и  $k_{эф}$ , равного 0,8 (1), 0,85 (2), 0,9 (3), 0,94 (4), 0,97 (5) 0,99 (6)



Р и с. 6. Зависимость стоимости ускорителя для электродрейдерной АЭС мощностью 1 ГВт от выбранной энергии протонов и  $k_{эф}$ , равного 0,85 (1), 0,9 (2), 0,94 (3), 0,97 (4), 0,99 (5)

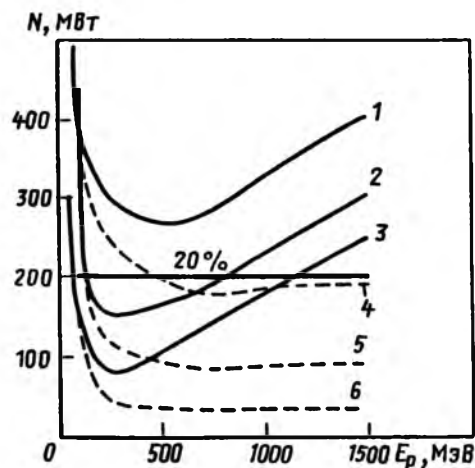


Рис. 7. Мощность, потребляемая ускорителем в электродренной АЭС электрической мощностью 1 ГВт, при  $k_{эф}$ , равном 0,9 (1), 0,95 (2), 0,98 (3), 0,9 (4), 0,95 (5), 0,98 (6); ---, — криогенный и обычный ускоритель соответственно

60 см. Распределение высокоэнергетического компонента энерговыделения, определяемое в основном ионизационными потерями протонов и неупругими адрон-ядерными взаимодействиями, и низкоэнергетического (деление урана нейтронами) по радиусу от мишени и в зависимости от  $k_{эф}$  показано на рис. 8. Значение  $k_{эф}$  в расчетах изменялось варьированием концентрации  $^{235}\text{U}$ .

Из данных рис. 8 следует, что основное энерговыделение, определяющее мощность реактора, обусловлено делением уранового топлива тепловыми нейтронами. Характер распределения плотности потока тепловых нейтронов и, следовательно, энерговыделения существенно зависит от  $k_{эф}$ . Горизонтальная неоднородность поля нейтронов тем выше, чем меньше  $k_{эф}$ . Приемлемым можно считать  $k_{эф} > 0,9$ .

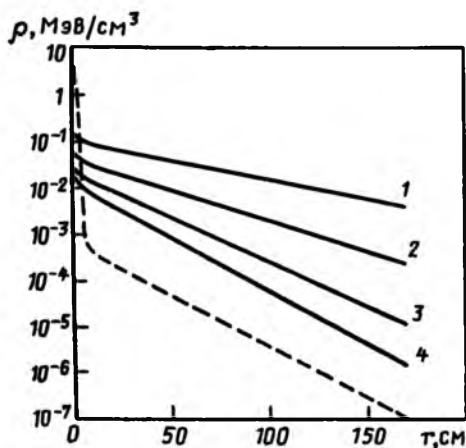


Рис. 8. Радиальное распределение плотности энерговыделения в уран-графитовом реакторе в расчете на один падающий протон при  $k_{эф}$ , равном 0,98 (1), 0,95 (2), 0,9 (3), 0,85 (4), на глубине урановой мишени поперечным сечением  $10^2$  см<sup>2</sup>, совпадающей с максимумом адронного каскада; ---, — энерговыделение, обусловленное высокоэнергетическими адронами и делением топлива активной зоны соответственно,  $E_p = 500$  МэВ

ной из которых является радиационная. В то же время показано ([9, 15]), что сегодня имеются технические возможности для создания ускорителя с требуемыми параметрами.

Энерговыделение в подкритическом реакторе. Энерговыделение в активной зоне реактора определяется в основном следующими процессами: электромагнитным взаимодействием протонов пучка с веществом мишени; неупругим взаимодействием каскадных адронов (нейтронов, протонов и  $\pi$ -мезонов энергией  $E > 20$  МэВ) в мишени; делением ядер  $^{238}\text{U}$  мишени и топлива быстрыми нейтронами; делением ядер топлива тепловыми нейтронами.

Для оценок общего характера распределения энерговыделения от указанных процессов была принята упрощенная геометрическая модель активной зоны реактора, представляющая собой гомогенный уран-графитовый цилиндр с расположенной в центре урановой мишенью плотностью  $5$  г/см<sup>3</sup>, сечением  $100$  см<sup>2</sup> и длиной

60 см. Распределение высокоэнергетического компонента энерговыделения, определяемое в основном ионизационными потерями протонов и неупругими адрон-ядерными взаимодействиями, и низкоэнергетического (деление урана нейтронами) по радиусу от мишени и в зависимости от  $k_{эф}$  показано на рис. 8. Значение  $k_{эф}$  в расчетах изменялось варьированием концентрации  $^{235}\text{U}$ .

Очевидно, и это также следует из данных рис. 8, что использование в качестве мишени однородного гомогенного вещества из тяжелого металла приведет к образованию локального источника нейтронов в месте ее расположения и сильной неоднородности поля нейтронов и соответственно поля энерговыделения как по горизонтали, так и по вертикали активной зоны.

Характерное энерговыделение, как видно из данных рис. 8, составляет вблизи мишени  $0,1$  МэВ/(см<sup>3</sup>·протон), в центре мишени больше  $10$  МэВ/(см<sup>3</sup>·протон) (данные приведены для плотности потока протонов  $1$  п/см<sup>2</sup>).

Рассчитанное энерговыделение, а также проектный ток пучка и максимально допустимая энергонапряженность в активной зоне определяют плотность тока пучка, сбрасываемого

на мишень. Например, приняв максимальную объемную энергонапряженность в мишени  $100 \text{ МВт/м}^3$  и ток пучка  $100 \text{ мА}$ , получим среднюю плотность тока на мишени  $0,01 \text{ мА/см}^2$ . Такая плотность тока может быть достигнута путем использования нескольких десятков мишеней вместо одной с соответствующим расщеплением пучка и значительной его дефокусировкой перед сбросом на мишень, а также мишеней специальной конструкции (например, гетерогенной урановой мишени средней плотностью  $1 \text{ г/см}^3$ ).

Указанные технические решения позволят уменьшить температурные и радиационные нагрузки на мишень до допустимых значений, а также значительно выровнять горизонтальную и вертикальную неоднородность энерговыделения, уменьшив в несколько сотен раз максимальное энерговыделение в активной зоне реактора.

**Заключение.** Перевод АЭС на работу с достаточно глубокоподкритическими реакторами устраняет первопричину возникновения реактивных аварийных ситуаций, связанных с вероятностью перехода реактора в надкритическое состояние и его разгоном. Не вызывает сомнения принципиальная возможность работы АЭС на основе подкритического реактора и ускорителя протонов с большой мощностью.

Для ответа на вопрос о целесообразности оснащения атомных станций ускорителями необходимо иметь в виду, что кроме достижения главной цели — полного исключения вероятности реактивных аварий и как их следствие аварийного выброса твердых радиоактивных продуктов деления урана с огромными последствиями экологического и экономического ущерба имеются и другие важные следствия такой модернизации. К их числу относятся, например, возможность построения топливных циклов на основе топлива, обедненного по делящимся изотопам ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ), что позволит значительно уменьшить топливную составляющую стоимости АЭС; возможность более эффективного использования ядерного топлива путем значительного увеличения межперегрузочного интервала; управление мощностью и защитой реактора изменением тока пучка ускорителя.

Все сказанное позволяет в принципе уже на сегодняшнем уровне развития реакторной и ускорительной техники создать энергетический подкритический реактор с внешней подсветкой высокоэнергетическим пучком частиц.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по ядерной энерготехнологии. Пер. с англ. Под ред. В.А. Легасова. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Адо Ю.М. Работа АЭС на подкритическом реакторе с внешней нейтронной подсветкой. Исключение риска разгона реактора: Препринт ИФВЭ 93-24, 1993.
3. Petrov Yu.V. A New Concept of Nuclear Fission Reactors Safety: Препринт ЛИЯФ АН СССР им. Б.П. Константинова, № 144, 1991.
4. Carminati F., Klapisch R., Revol P. et al. An Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Acceleration. CERN/ISC 93-37.
5. Хижняк Н.А. Пути создания безопасной экологически чистой атомной энергетики в Украине: Препринт ХФТИ 94-8, 1994.
6. Толстов К.Д. Аспекты электроядерного способа получения атомной энергии: Препринт ОИЯИ 18-89-778, 1989.
7. Proc. Advanced Nuclear Energy Research, Evolution by Accelerators. Mito, Ibaraki, Japan. January, 1990.
8. Proc. Accelerator-Breeding. BNL, Upton. New York, January, 1977.
9. Workshop on Nuclear Transmission of Long-Lived Nuclear Power Radiowastes. Obninsk, Russia, Juli, 1991.
10. Васильков В.Г., Гольдманский В.И., Джелепов В.П., Дмитриевский В.П. Электроядерный метод генерации нейтронов и производства расщепляющихся материалов. — Атомная энергия, 1970, т. 29, вып. 3, с. 151—168.
11. Барашенков В.С. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода: Препринт ОИЯИ P2-1101, 1977.
12. Tunnicliffe P. High current proton accelerators and nuclear power. — In: Proc. Information Meet. on Accelerator-Breeding. BNL, CONF-770107, 1977, p. 69—84.
13. The AECL Study for an Intence Neutron Generator. AECL-2600, Chalk River, Ontario, Canada, 1966.

14. A Preliminary Analysis and Proposal, Linear Accelerator-Breeder. Presented to the Divisions of Physical Research and Nuclear Energy USA, BNL, Nov., 1976.
15. Atomic Energy Industry Radioactive Wastes Handling Problem. МРТИ АН СССР, ISB N5-201-09424-4, Moscow, 1991.
16. Yan Tuyle G. Project PHONIX — Proposed of Long Lived Radioactive Wastes to Produs Electric Power. BNL, 1992.
17. Powell J. Target Reactor Physics and Design. — In: Proc. Accelerator-Breeding. BNL, Upton. New York 1193, January, 1977.
18. Благоволин П.П., Дубинский В.Д., Казарицкий В.Д. и др. Электродный реактор как перспективный размножитель. — Атомная энергия, 1988, т. 65, вып. 5.
19. Толстов К.Д. Моделирование электродного способа получения атомной энергии и трансмутации активных отходов: Препринт ОИАИ 18-92-303, 1992.
20. Барашенков В.С., Левчук Л.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. и др. Рождение нейтронов под действием пучка высокоэнергетических ядер. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 1.
21. Крючков В.П., Суманев О.В. MOSKITI — программа для решения задачи переноса частиц ( $n$ ,  $p$ ,  $\pi$ ,  $\gamma$ ) в веществе методом Монте-Карло: Препринт ИФВЭ 92-132, 1992.
22. Fullwood R. e.a. Neutron Production by Medium-Energy- Proton on Heavy Metal Trangets. Rep. LA-4489-UC, 1972.
23. Fraser J. Spallation target physics and technology. — In: Proc. Information Meet. on Accelerator-Breeding. BNL CONF-770107, 1977, p. 167.
24. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. Взаимодействие высокоэнергетических дейтронов с веществом. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 6, с. 480—483.
25. Yokoo T., Kawashima, Tsuboi Y. PYSOR 90, 1990, p. 4.
26. Fedotov A.P. The Concept of a radiation pure proton linac. — В сб.: Atomic Energy Industry Radioactive Wastes Handling Problem, МРТИ АН СССР, ISB N5-201-09424-4, Moscow, 1991.
27. Ymazaki Y., Kato T. A Proposal for a High-Energy Continuous-Beam Proton Linac— Ibid.
28. Nishikawa T., Giordano S., Carter D. Rev. Sci. Instrum., 1966, v. 3, p. 653.
29. Catalogue of High Energy Accelerator XIV International Conference on High Energy Accelerators. Tsukuba, Japan, 1989.

Поступила в Редакцию 24.03.94

УДК 541.183+621.039

## ДЕЗАКТИВАЦИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ БАСЕЙНОВ ВЫДЕРЖКИ АЭС НЕОРГАНИЧЕСКИМ СОРБЕНТОМ ФОСФАТОМ ЦИРКОНИЯ

*Шарыгин Л.М., Моисеев В.Е., Муромский А.Ю. (ПО «Термоксид»),  
Сараев О.М., Морозов В.Г. (Белоярская АЭС)*

В процессе эксплуатации АЭС, особенно при консервации или выводе из эксплуатации, в воде бассейна выдержки отработавшего топлива накапливаются в заметных количествах радионуклиды, что приводит к высокому радиационному фону при ремонтных работах и создает потенциальную опасность их попадания во внешнюю среду вследствие нарушения герметичности оболочки бассейна. В частности, на Белоярской АЭС в результате снятия с эксплуатации реакторов первых двух энергоблоков в период хранения отработавшего топлива, часть оболочек твэлов которого оказалась негерметичной, радиоактивность воды в обоих штатных бассейнах выдержки достигла  $\sim 20$  ГБк/м<sup>3</sup>. При этом основной вклад в общую удельную радиоактивность воды вносят <sup>137</sup>Cs (9%) и <sup>134</sup>Cs (1%). Радиоактивность же других биотоксичных нуклидов, таких, как <sup>90</sup>Sr и <sup>60</sup>Co, незначительна и не превосходит 0,13% суммарной.

Для дезактивации воды бассейнов выдержки наиболее рациональным является применение сорбционной технологии. Однако вследствие высокой удельной радиоактивности воды и значительного объема бассейнов (2200 м<sup>3</sup> каждый) вряд ли целесообразно использовать для очистки традиционных органических катионитов ввиду их низкой радиационной стойкости [1, 2]. Поэтому оправдан интерес, который проявляют исследователи к синтетическим неорганическим сорбентам, обладающим высокой ра-