

УДК 621.039.54

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

*С. А. Бзнуни^{1,2}, В. С. Барашенков², В. М. Жамкочан¹,
А. Н. Соснин², А. Полянски^{2,3}, А. Г. Худавердян¹*

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³Институт ядерных проблем им. А. Солтана, Свек, Польша

ВВЕДЕНИЕ	977
КРИТИЧЕСКИЙ КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ	978
СТРАТЕГИЯ ТРАНСМУТАЦИИ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИО- ТОКСИЧНЫХ РАДИОНУКЛИДОВ	994
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ	1010
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1025
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1026

УДК 621.039.54

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

*С. А. Бзнути^{1,2}, В. С. Барашенков², В. М. Жамкоян¹,
А. Н. Соснин², А. Полянски^{2,3}, А. Г. Худавердян¹*

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³Институт ядерных проблем им. А. Солтана, Свек, Польша

Обзор посвящен актуальной проблеме трансмутации ядерных отходов. Обсуждаются различные подходы и методы уничтожения изотопов, которые по условиям высокой радиоактивности, миграции в биосфере и уровню воздействия требуют обязательной трансмутации. В качестве безопасного метода трансмутации рассматриваются электроядерные установки (ЭЯУ), в которых мощные потоки нейтронов генерируются под воздействием пучков высокоэнергетических протонов в мишени из тяжелых элементов и нейтроны в дальнейшем размножаются в делящейся среде. В качестве альтернативных ЭЯУ предлагается применение вентильных многореакторных систем, в принципе позволяющих эффективно трансмутировать все основные радиотоксичные отходы и снижать требования на ток ускорителя на порядок.

The review is devoted to actual problem of nuclear waste transmutation. Different approaches and methods to dispose the isotopes considered as harmful because of high radioactivity, migration in biosphere and level of their influence are discussed. Electronuclear installations (EI), which generate intense fluxes of neutrons in interactions of the beams of high energy protons with subsequent multiplication in fissile medium, are considered as a safe method to transmute nuclear waste. Valve multireactor systems are proposed as an alternative type of the EI, which in principle allow one to transmute effectively all the main radiotoxic isotopes and reduce requirements of a current of the accelerator by the order.

ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие ознаменовалось возрождением интереса к созданию и промышленному применению подкритических размножающих систем, приводимых в действие ускорителями заряженных частиц высоких энергий [1–3]. Подобные системы рассматриваются в качестве мощных источников тепловой и электрической энергии, обеспечивающих восполнение затрат энергии на подпитку ускорителя, а также избыточное производство энергии в сеть, и одновременно в качестве устройств, обеспечивающих преобразование высокоактивных отходов в стабильное или короткоживущее состояние, гарантированно снижая риск потенциальных аварийных состояний с выбросом радиотоксичности в окружающую среду, сопровождающих хранение отработанного ядерного топлива. Этот процесс носит также название «трансмутация радиоактивных отходов».

Развитие подобных систем требует комплексного подхода, который позволил бы оценить их место в сложившейся системе ядерной энергетики, в топливном цикле, исключить неконтролируемое распространение ядерных технологий, обеспечить вовлечение в топливный цикл новых, нетрадиционных топливных материалов на основании концепции внутренней присущей безопасности функционирования.

В первой главе данной работы приводится критический анализ нынешнего состояния и перспективы развития ядерной энергетики, сделан обзор конфигураций электроядерных установок, рассматриваемых в данном контексте, уделено внимание месту таких устройств в топливном цикле ядерной энергетики, вопросам безопасности электроядерных установок и сравнению с соответствующими параметрами критических реакторов. Вторая глава посвящена обзору различных подходов и методов трансмутации ядерных отходов, в ней очерчивается набор изотопов, которые по условиям уровня активности, миграции в биосфере и уровню вредного воздействия на биологические объекты в настоящее время рассматриваются как вредные отходы, требующие обязательной трансмутации. В третьей главе проводится анализ характеристик вентильных многореакторных систем, приводимых в действие ускорителями протонов. В настоящее время такой подход рассматривается как весьма многообещающий способ улучшения рабочих характеристик подкритических установок. На основании анализа параметров таких установок, полученных на основе монте-карловского моделирования, показано, что, как оказывается, вентильные многореакторные системы обеспечивают требуемый уровень безопасности, позволяя снизить требования на мощность пучка ускоренных протонов. Наличие как бустерной зоны, работающей с быстрым спектром нейтронов, так и зоны, работающей с тепловым спектром нейтронов, позволяет организовать в рамках такой установки эффективную трансмутацию всей палитры наиболее токсичных радиоактивных отходов атомной энергетики.

1. КРИТИЧЕСКИЙ КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Дальнейшее развитие ядерной энергетики не имеет альтернативы в связи с возрастающими энергетическими потребностями развивающейся экономики. При этом следует учесть угрожающее накопление CO_2 в атмосфере в результате сжигания нарастающего количества углеводородного топлива (по оценкам экспертов МАГАТЭ, содержание CO_2 в атмосфере к 2010 г. возрастет на 55%), грозящее глобальными экологическими катаклизмами (парниковый эффект). К этому надо добавить, что радиоактивность при выработке одного и того же количества электроэнергии на ядерных системах на порядок ниже по сравнению с тепловыми электростанциями, использующими уголь [1,2]. С другой стороны, имеются явные экономические пре-

имущества, получаемые странами с атомной энергетикой (самые низкие тарифы).

В целом, перспективы ядерной энергетики зависят от решения следующих основных задач [1, 3–7]:

- повышение уровня безопасности с акцентированием на внутренне присущей (естественной) безопасности, самозащищенности на основе законов природы с детерминистическим исключением наиболее опасных аварий быстрого разгона, потери теплоносителя, пожаров, паровых и водородных взрывов с разрушением топлива и радиоактивными выбросами катастрофического уровня в окружающую среду во всех случаях, включая отказ технических систем безопасности и ошибки персонала, злонамеренные действия, стихийные бедствия, воздействие заряда обычных взрывчатых веществ (диверсия, террористическое и военное нападение) и непредвиденные процессы. При обычном подходе требуются нагромождения защитных и локализирующих систем, которые в некоторых случаях могут сами стать причинами аварий, и сложные доказательства безопасности с проведением большого объема расчетных и экспериментальных работ по недостоверно известным сценариям развития тяжелых аварий, созданием крупномасштабных стендов. Более того, вероятностный анализ безопасности в первом подходе рассматривает отказы технических устройств и ошибки эксплуатационного персонала как случайные события, вероятность которых из-за недостаточности статистических данных можно оценить лишь с большой неопределенностью. Кроме того, при злонамеренных действиях людей такие события будут не случайными, а заранее запрограммированными. Тогда выводы вероятностного анализа вообще теряют убедительность;

- сокращение выхода долгоживущих радиотоксичных отходов и снижение их радиационной опасности посредством разработки эффективных методов трансмутации наиболее долгоживущих актинидов и продуктов деления в реакторе и глубокой очистки радиоактивных отходов от них с достижением радиационного баланса между захораниваемыми отходами и извлекаемым из земли ураном;

- нераспространение технологий и материалов, пригодных для создания ядерного оружия, и исключение возможностей использования производств замкнутого топливного цикла для извлечения плутония из облучаемого топлива. Невозможность разделения урана и плутония в процессе переработки топлива должна быть гарантирована самим характером химических процессов и оборудованием, имеющимся в технологических цепочках. При этом возможные изменения управляемых параметров процессов (температура, давление, участвующие реагенты и т. д.) не должны приводить к выделению плутония или существенному повышению его содержания в топливной композиции, т. е. технология должна обладать свойством самозащищенности;

- более эффективное использование широко доступного природного горючего без вовлечения изотопной сепарации, в частности, вовлечение в топливный цикл тория;

- экономическая конкурентоспособность, а следовательно, низкие цены за счет существенного упрощения топливного цикла, расширения топливной базы и повышения рабочих температур в реакторе по сравнению с функционирующими ныне технологиями;

- формирование положительного общественного климата доверия по отношению к ядерным технологиям.

Оценки различных авторов (см. [8, 9]) убеждают нас в том, что подкритические электроядерные системы, управляемые сильноточными ускорителями, являются перспективным направлением в решении проблем безопасности ядерной энергетики, трансмутации ядерных отходов, разработки новых подходов по установлению непреодолимых барьеров на пути распространения технологий и материалов, пригодных для создания ядерного оружия, расширения топливных ресурсов. Комплексное решение этих проблем положит основу для формирования положительного общественного климата доверия по отношению к ядерным технологиям, пошатнувшегося после аварий на АЭС на Три-майл айленд и в Чернобыле.

Идеи создания подкритических электроядерных систем высказывались различными учеными еще 50 лет назад [10–18], однако они не были реализованы по экономическим соображениям и по причине серьезных научных и технических трудностей создания высокоточных ускорителей. Однако развитие науки и техники, обострение проблем, связанных с функционированием обычной ядерной энергетики и процессом разоружения, побудили возродить эти идеи. Пионерами этого возрождения стали К. Руббиа [19], Ч. Бауман [20] и К. Фурукава [21].

Электроядерные установки являются уникальными с точки зрения обеспечения безопасности функционирования. По сравнению с критическими ядерными системами они на кардинально высоком уровне удовлетворяют фундаментальным требованиям обеспечения безопасности, а именно обеспечивают [5, 6, 22]:

- эффективный контроль над мощностью, энерговыделением;
- адекватный теплосъем, охлаждение;
- детерминированное предотвращение непредвиденной критичности;
- контроль над воздействием излучения на персонал и население;
- выполнение основных требований лицензирования и естественной безопасности (концепция внутренней присущей безопасности) — относительную простоту, медленное, инерционное реагирование на внешние и внутренние воздействия, надежность пассивных систем, сокращенную систему взаимозависимостей, гарантированные глубокие барьеры на пути выброса радиоактивности, отрицательные температурные и пустотные коэффициенты реактивно-

сти, предотвращение локальных эффектов вскипания теплоносителя, высокий уровень естественной циркуляции теплоносителя и саморегулирование через обратные связи, включая пороговые действия, высокий уровень критических температур ($T_{\text{плав}}^{\text{гор}}$, $T_{\text{кип}}^{\text{теплонос}}$), гарантирующих герметичность радионуклидов в топливе и теплоносителе, химическую пассивность компонентов по отношению друг к другу, а также в случае контактов с водой, воздухом; надежное снятие остаточного тепла посредством естественной циркуляции теплоносителя, воздуха.

Эффективный контроль над мощностью, энерговыделением. Реагирование критических систем на нештатные вариации реактивности обычно носит крайне нелинейный и быстрый характер. Первичная реакция связана с поколением мгновенных нейтронов, а долговременная обусловлена запаздывающими нейтронами из некоторых продуктов деления. Система контроля реактивности должна быть способна предотвратить превышение мощности и, следовательно, тепловыделения вне установленных специфических рамок, обеспечивая стабильность топлива, адекватный теплоотъем и целостность первичных барьеров сдерживания. На рис. 1 представлены результаты кинетических расчетов [23] общего поведения реакций критических (кривые 1, 2) и подкритической (кривая 3) систем при вводе в систему одного и того же количества реактивности. При этих расчетах принималось, что реактивность вводится в систему со скоростью 1 \$/с в течение времени от 0,5 до 1 с, первоначальный коэффициент размножения нейтронов подкритической системы $k_{\text{эф}} = 0,96$, мощность систем 500 МВт. По определению ввод 1 \$ реактивности соответствует вводу реактивности, равной доле запаздывающих нейтронов. Для простоты обратные связи по реактивности не учитывались.

Как видно из рис. 1, мощность критической системы растет чрезвычайно быстро и продолжает расти после завершения ввода реактивности. Без ввода в систему отрицательной реактивности посредством отрицательных обратных связей по реактивности, присущей системе, и/или добавки поглотителей нейтронов процесс продолжается бесконечно, поскольку мощность системы

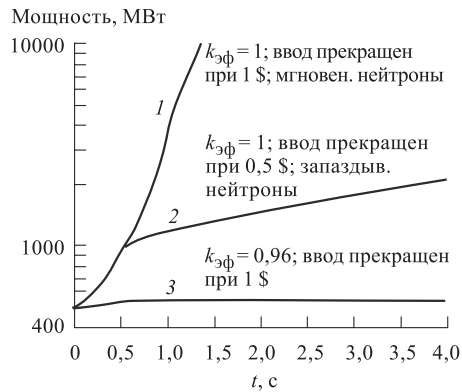


Рис. 1. Кинетика критических и подкритической ядерных систем. Системы 1 и 2 не выносят больших скачков реактивности, система 3 допускает большие скачки реактивности

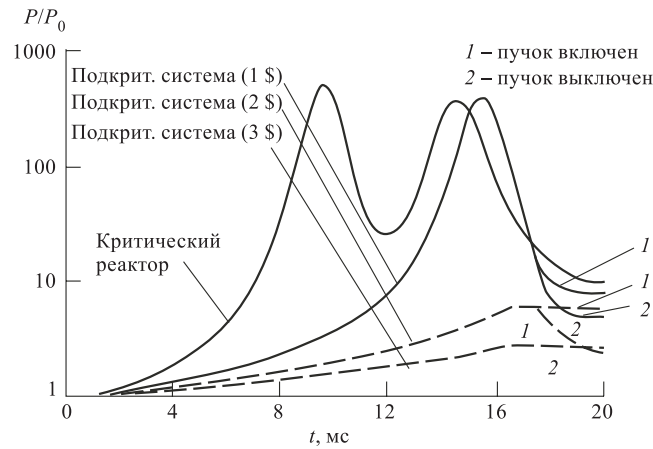


Рис. 2. Сравнение роста мощности критической и разных подкритических систем после ввода дополнительной реактивности

быстро увеличивается экспоненциально:

$$W(t) = W_0 \exp(\rho_{\text{мгн}} \tau_n),$$

где $\rho_{\text{мгн}}$ — реактивность системы, а τ_n — время между двумя поколениями нейтронов, что эквивалентно времени жизни нейтрона в данной среде.

Реакция подкритической системы отличается кардинальным образом. Мощность подкритической системы обратно пропорциональна подкритичности системы: $W \sim 1/(1 - k_{\text{эф}})$. В конце первой секунды ввода 1 \$ положительной реактивности коэффициент размножения нейтронов становится равным 0,962, приводя к очень маленькому, всего на 5%, изменению мощности и переходу системы в новое устойчивое состояние. Даже при $k_{\text{эф}} = 0,99$ при том же изменении реактивности рост мощности составляет 25%, но система не разгоняется [24].

На рис. 2 [25] для сравнения показано поведение критической и разных подкритических систем при вводе реактивности со скоростью 170 \$/с в течение 15 мс с учетом температурной зависимости реактивности. Преимущество подкритических систем бесспорно.

Вторая причина, по которой подкритические системы оказываются очень надежными, — это быстрая остановка процессов деления, когда система управления и защиты (СУЗ) отказывает или происходит непредвиденное увеличение реактивности (разгон). Обычно в таких ситуациях для предотвращения разгона в реакторах действуют механические СУЗ, ввод которых в активную зону реактора происходит с некоторым запаздыванием, в течение которого

Таблица 1. Вариации эффектов реактивности для реакторов типа EFR (Европейский быстрый реактор) в начале и в конце цикла [26]

Доля вводимых актинидов в состав горючего, %	Вариации реактивности по сравнению с EFR без актинидов, %	Вариации натриевой пустотной реактивности (начало/конец) по сравнению с EFR без актинидов, %	Доплер-эффект (начало/конец) по сравнению с EFR без актинидов, %
Np, 2,5	-23	+24/+7,5	-21/-15
Am, 2,5	-26	+22/+6,2	-21/-13
Cm, 2,5	+3,9	-0,6/+11	-17/-13

мощность продолжает расти до точки разгона. Проект реактора должен учитывать возможное превышение мощности, реактивностные свойства топлива, замедлителя (тепловые реакторы) и теплоносителя. В результате горючее, содержащее в основном плутоний и актиниды, для которых присущая отрицательная реактивность мала по сравнению с ураном, очень трудно поддается управлению, если, конечно, вообще поддается. В частности, доля плутония и актинидов, которые могут быть введены в активную зону, как для критической быстрой системы, так и для критической тепловой системы при гомогенном рецикле (смешивание актинидов и плутония со стандартным горючим) ограничена ухудшением коэффициентов реактивности — ростом пустотного коэффициента реактивности, уменьшением эффекта Доплера и абсолютной величины реактивности в течение цикла ($\Delta\rho/\text{цикл}$). Результаты расчетов для быстрых систем с натриевым теплоносителем, представленные в табл. 1, наглядно демонстрируют вышесказанное. Гетерогенная трансмутация приводит к появлению относительно малых проблем с реактивностью по сравнению с гомогенной трансмутацией благодаря возможности расположения тепловыделяющих сборок (ТВС) с актинидами на периферии активной зоны реактора.

Тем не менее, если даже рассматривать предельный случай с гетерогенной трансмутацией с загрузкой только плутония и актинидов (без урана), все равно остаются проблемы с реактивностью, обусловленные малыми долями запаздывающих нейтронов ($\beta_{\text{эф}}$) плутония и актинидов по сравнению с ^{235}U (см. табл. 2).

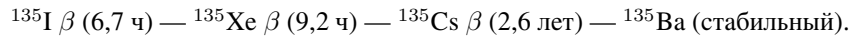
В ситуациях, приводящих к разгону подкритических электроядерных систем, запаздывание ограничено фиксацией нештатного состояния и прерыва-

Таблица 2. Доля $\beta_{\text{акт}}/\beta_{^{235}\text{U}}$ в быстром спектре [26]

^{239}Pu	^{237}Np	^{241}Am	^{242}Am	^{243m}Am	^{244}Cm	^{245}Cm
0,4	0,7	0,24	0,35	0,54	0,20	0,3

нием пучка частиц из ускорителя, при котором рождение и размножение нейтронов останавливается почти мгновенно, и мощность быстро идет на спад. Вслед за фиксацией нештатного состояния остановку системы можно реализовать быстро, предсказуемо и надежно в течение миллисекунд вместо секунд в критических системах. Снимается необходимость введения в активную зону поглотителей нейтронов и связанные с этим технологические и механические усложнения, устраняются проблемы управления и сложности, связанные с использованием плутония и актинидов в критических реакторах [23].

Третье преимущество подкритических электроядерных систем — это быстрый перезапуск после принудительной остановки системы. В тепловых критических реакторах, которые сейчас составляют основу ядерной энергетики, после остановки накапливается ^{149}Sm с большим сечением захвата тепловых нейтронов, который является дочерним изотопом продукта деления прометия-149 с периодом полураспада 53 ч. Остановленный реактор (особенно реактор с большим потоком нейтронов) может оказаться не запускаемым до удаления ^{149}Sm . Кроме этого, в критических тепловых реакторах серьезные проблемы создают другие изотопы — ^{135}Xe , у которого тоже очень большое сечение поглощения тепловых нейтронов (10^6 б [27, 28]), и ^{233}Pa . ^{135}Xe тоже является побочным элементом и образуется в результате β -распада продукта деления ^{135}I со следующей цепочкой распада:



На рис. 3 [29] представлена динамика изменения реактивности, обусловленного ^{135}Xe , после остановки теплового реактора при плотностях потоков $4 \cdot 10^{13}$ и $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Надо заметить, что начальное количество ^{135}Xe не зависит от типа спектра.

В ядерных системах, которые в качестве сырьевого материала используют торий, происходит накопление протактиния: $^{232}\text{Th} + n \rightarrow ^{233}\text{Th} \xrightarrow[22,3 \text{ мин}]{\beta^-}$

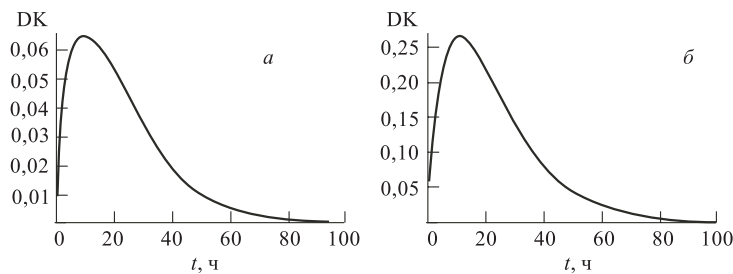


Рис. 3. Вариации реактивности в тепловом реакторе с плотностью потока нейтронов $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (а); $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (б) после остановки реактора

$^{233}\text{Pa} \xrightarrow[22,97 \text{ сут}]{\beta^-} ^{233}\text{U}$. Присутствие протаكتиния в системе накладывает определенные ограничения на допустимый уровень нейтронного потока в твердотельных реакторах, поскольку протактиний, поглощая нейтроны и имея маленькое сечение деления, приводит к снижению реактивности [30]. Изменения коэффициента размножения нейтронов в результате накопления протактиния во время функционирования реактора описываются формулой [29]

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\sigma_{\text{Pa}}^{(\alpha)} \nu_c (1 + \alpha)}{\lambda n_{\text{Th}} \sigma_{\text{Th}}^{(\alpha)}},$$

где ν_c — плотность деления; λ — постоянная распада ^{233}Pa ; n_{Th} — плотность ядер тория; $\alpha = \sigma_{\text{U}_3}^c / \sigma_{\text{U}_3}^a$.

Для подкритических электроядерных систем таких проблем не существует — они могут всегда перезапускаться и сжигать самарий, ксенон и протактиний, поскольку они не нуждаются в достижении критичности.

Однако надо отметить две важные проблемы, присущие как критическим, так и подкритическим системам, которые надо учитывать в плане обеспечения безопасности реакторов: 1) если реактор не функционирует длительное время, то концентрация ксенона становится практически нулевой, таким образом приводя к росту реактивности на 0,0035 по сравнению со штатным уровнем [27]; 2) после остановки реактора протактиний распадается на ^{233}U , что приводит к росту k_∞ , т. е. реактивности в соответствии со следующим уравнением [29]:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\nu_c (1 + \alpha)}{\lambda n_{\text{Th}} \sigma_{\text{Th}}^{(\alpha)}} (0,5 \sigma_{\text{U}}^{(a)} + \sigma_{\text{Pa}}^{(a)}).$$

По результатам расчетов из [31], где моделировался тепловой реактор с замедлителем из тяжелой воды с соотношением эпитепловых нейтронов и тепловых нейтронов 0,1, рост коэффициента размножения после остановки реактора при потоке $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ может составить 7–12 %, а при потоке $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — до 70 %.

Адекватный теплосъем, охлаждение. В любой ситуации обеспечение адекватного охлаждения является важнейшей задачей при эксплуатации ядерных реакторов. Поскольку целостность первичного барьера является ключевым элементом стратегии глубокой защиты, предотвращения утечек, выброса радиоактивных элементов и поскольку она строго связана с температурными режимами в реакторе, для нормального функционирования в разных случайных, непредвиденных ситуациях, включая нештатные остановки с сочетанием тепловыделения в результате распадов продуктов деления, должен быть обеспечен адекватный теплосъем с первичного барьера. Охлаждение твердотельных и полугомогенных систем различается коренным образом. Для обычных твердотельных реакторов первичным барьером является тепловыделяющий

элемент (твэл) с высоким энергонапряжением и охлаждением водой, тяжелой водой, натрием или свинцом. Температура в твэле может расти очень быстро при локальных прерываниях охлаждения. Для полугомогенных систем, в частности для систем на расплавленных солях, первичный барьер — это корпус реактора, тепловая реакция которого, таким образом, связана с теплоемкостью всей первичной системы, находящейся в корпусе, который значительно больше, чем индивидуальные твэлы или ТВС в твердотвальных системах. Поэтому скорость повышения температуры в системах с расплавленными солями будет намного меньше, чем в твердотвальных системах. В масштабе всей системы медленная реакция существенным образом повышает возможности фиксации состояний с неадекватным охлаждением и соответствующего реагирования. Для обеспечения адекватного теплосъема в современных реакторах в качестве теплоносителя предполагается использовать свинец или эвтектический расплав свинец–висмут в быстрых твердотвальных системах и расплавленные соли как в быстрых (хлориды [32]), так и в тепловых (фториды) системах [3, 5, 33, 34].

Расплавленные соли [5]. Как уже отмечалось, одним из основных преимуществ систем на расплавленных солях является медленная реакция на рост температуры. Эти системы к тому же проявляют высокую работоспособность, устойчивость с точки зрения переноса тепла по сравнению с твердотвальными системами, в которых тепло генерируется в твердом горючем и передается через оболочки твэла в окружающий теплоноситель. Процесс теплопередачи включает теплопроводность, радиацию и конвекцию и в масштабе всей системы чувствителен к изменениям размеров, реструктуризации топлива, содержанию газов, накопившихся в результате деления, давлению, скорости и переохлаждению теплоносителя. Многие из этих параметров могут претерпеть значительные изменения в течение функционирования активной зоны при работе в разных режимах в нештатных и случайно вызванных условиях. А в системах на расплавленных солях тепло генерируется прямо в расплавленной соли, которая является и горючим, и теплоносителем. Поэтому процесс теплопередачи существенным образом упрощается и появляется возможность быстрой диссипации при неадекватном охлаждении. Процесс теплопередачи характеризуется свойством самоограничения — если охлаждение в активной зоне неадекватно, то теплоноситель/горючее перегревается, в итоге вскипает и удаляется из активной зоны [23].

Последний аспект гарантированного охлаждения — это снятие тепла в результате распада продуктов деления. Проблема здесь состоит в обеспечении максимального теплоотвода, вызываемого распадом, так как рост температуры может нарушить целостность активной зоны. Тепло, выделяющееся в компактных активных зонах твердотвальных систем, снимается первичной системой теплоотвода. В системах на расплавленных солях тепло распада продуктов деления генерируется повсюду в петле первичной системы. Сле-

довательно, эти системы в рамках первичной системы имеют возможность предсказуемого естественного конвекционного охлаждения и пассивного подавления роста температуры за счет внешнего теплоотвода в нештатных ситуациях. Таким образом, расплавленные соли как горючее позволяют создать значительно более мощную пассивную безопасную систему по сравнению с твердотельными системами (см. рис. 4), т. е. способны управлять превышением тепла в активной зоне при неконтролируемом отказе систем охлаждения без остаточного повреждения.

Следует еще отметить некоторые важные свойства расплавленных солей при обеспечении адекватного охлаждения [35]:

- 1) отсутствуют экзоэнергетические реакции между горючим, конструкционными материалами, промежуточным теплоносителем и воздухом;
- 2) радиационная стабильность расплавленных солей на 5 порядков выше, чем у воды;
- 3) расплавленные соли имеют низкие давления паров при высоких температурах, обеспечивая возможность пассивного теплоотвода, сокращая необходимость в толстостенных трубах и корпусах.

Теплоноситель свинец–висмут. В современных проектируемых быстрых критических и подкритических реакторах многими авторами, например в [4, 6], в качестве теплоносителя предполагается использовать эвтектический сплав свинец–висмут (44,5–55,5 масс. %). Основные физические свойства эвтектики свинец–висмут представлены в табл. 3.

Целесообразность выбора свинцово-висмутовой эвтектики базируется на следующих физико-химических и термодинамических особенностях, позволяющих в наиболее полной степени удовлетворить требования естественной безопасности и эффективности [36–41]:

- Свинцово-висмутовая эвтектика, обладающая низким запасом потенциальной энергии в разогретом состоянии и имеющая высокую точку кипения (1600 °С), дает возможность иметь небольшое давление в первом контуре при высокой температуре.

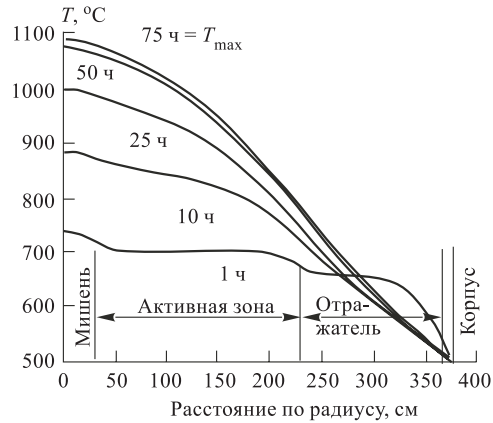


Рис. 4. Рост температуры при аварийной потере теплоносителя в прототипной электроядерной системе с мощностью 500 МВт. Рассмотрены только конвекционное охлаждение и механизм пассивного теплоотвода. Максимальная температура 1000 °С достигается только через 75 ч

Таблица 3. Физические свойства эвтектики свинец–висмут [36]

Температура плавления (низкая), °С	123			
Температура кипения (высокая), °С	1670			
Плотность, кг/м ³	$\rho = 10730 - 1,22 t$ (t в °С)			
Давление паров, Па	235 °С	260 °С	270 °С	520 °С
	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$

• При комнатной температуре сплав находится в твердом состоянии, уменьшая тем самым вероятность неконтролируемой утечки радиоактивных материалов, когда жидкость перемещается и охлаждается.

• Низкая температура плавления позволяет поддерживать теплоноситель в жидком состоянии в различных режимах эксплуатации реактора за счет несложных технических решений. В процессе эксплуатации сплав не расходует и может быть использован повторно.

• Потеря теплоносителя с прекращением циркуляции через активную зону при нарушении герметичности основного корпуса реактора (постулированная авария) исключена затвердеванием вытекшего теплоносителя, а в случае разгерметизации газовой системы первого контура — невозможностью выкипания.

• При отказе всех теплообменников автономной системы аварийного охлаждения (постулированная авария) предотвращение расплавления активной зоны реактора под воздействием остаточного энерговыделения и сохранение целостности корпуса реактора обеспечиваются при большом запасе температуры до кипения теплоносителя за счет аккумуляирования тепла внутриреакторными конструкциями и теплоносителем с кратковременным повышением его температуры до 900 °С.

• Отрицательные обратные связи по пустотному и температурному коэффициенту реактивности обеспечивают снижение мощности в случаях аварийного перегрева и одновременного постулированного несрабатывания аварийной защиты.

• Свинцово-висмутовая эвтектика слабо взаимодействует с воздухом, водой и водяным паром, исключая тем самым возможность возникновения взрывов и пожаров при разгерметизации контура и контакте теплоносителя с воздухом, а также при течи из парогенератора. При аварийных процессах, обусловленных потерей герметичности трубопроводов в первом контуре и межконтурными течами, водород не выделяется.

• Попадание воды или пара в активную зону бустера и связанная с этим возможность опрессовки корпуса реактора исключается схемой циркуляции эвтектики, при которой пузыри пара и капли воды восходящим потоком

сплава выбрасываются на свободный уровень эвтектики и выводятся с помощью аварийных конденсаторов, работающих по пассивному принципу.

- Невозможность выкипания свинцово-висмутовой эвтектики при разгерметизации первого контура и его свойство удерживать продукты деления (кроме инертных газов) и актиниды резко снижают последствия такой аварии по сравнению с другими конструкциями.

- При ремонтных работах и перегрузке реактора не требуется дезактивировать первый контур, свинцово-висмутовая эвтектика сама по себе является защитой от γ -излучения.

- Слабая химическая активность позволяет реализовать двухконтурную схему теплоотвода.

- Свинцово-висмутовая эвтектика обладает радиационной стойкостью.

Недостатком свинцово-висмутовой эвтектики является образование в ней α -активного ^{110}Po с $T_{1/2} \sim 138$ сут. Основной фактор его радиационной опасности — образование радиоактивных аэрозолей и паровой фазы полония при контакте горячего теплоносителя с воздухом, что возможно в условиях аварийной разгерметизации первого контура и вытекания сплава. Низкая концентрация полония в сплаве (атомная доля $10^{-8} \%$), образование химического соединения со свинцом, стойкого термодинамически, существенным образом снижают возможность облучения персонала [42].

С точки зрения утилизации радиоактивных отходов электроядерные установки являются уникальными: они позволяют сжечь не только свои собственные долгоживущие радиоактивные отходы, но и принять на себя уничтожение таких отходов с других АЭС, в том числе уже накопленных атомной промышленностью. По разным оценкам (см., например, [43, 44]), электроядерные системы затратят на эффективную трансмутацию долгоживущих радиоактивных отходов лишь небольшую часть производимой ими энергии — от 1 до 10 % в зависимости от конфигурации системы. Это позволит с большой пользой утилизировать накопленные запасы оружейного плутония, младших актинидов и продуктов деления. Кроме того, есть еще один важный аспект. Опасения, что с реакторами, действующими на современных АЭС, при каком-то случайном стечении обстоятельств может произойти что-то непредусмотренное (аварии на АЭС на Три-майл айленд, в Чернобыле), заставляют вводить дополнительные системы контроля и аварийной защиты. Это существенно влияет на себестоимость производимой ими электроэнергии. Для ЭЛЯУ таких систем контроля и аварийной защиты не требуется, кроме того, они позволяют существенным образом упростить инфраструктуру топливного цикла, тем самым исключая необходимость огромных капитальных вложений и текущих расходов. На рис. 5 представлены существующий топливный цикл со сложной и дорогой инфраструктурой, эффективностью использования добытого урана на уровне 1 % и новый, оптимизированный топливный цикл, который на порядок улучшает эффективность использования добытого урана и существенно упро-

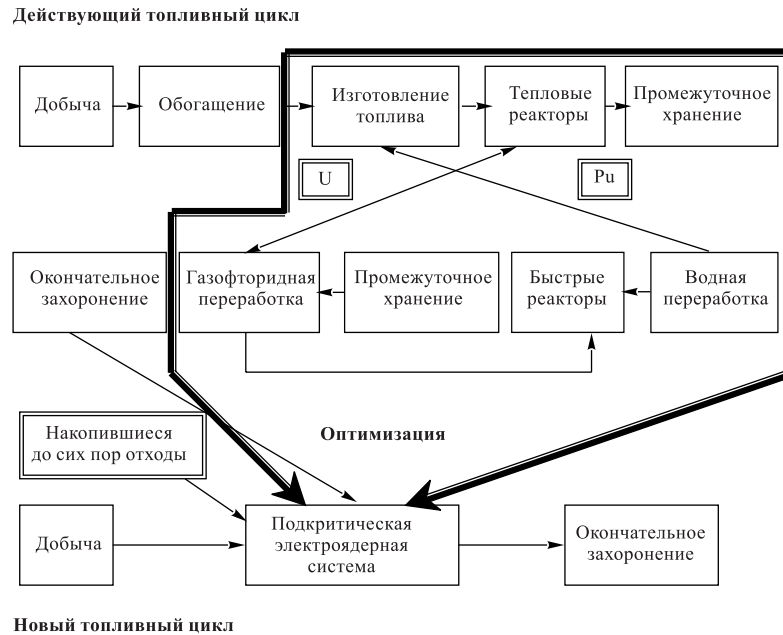


Рис. 5. Действующий и оптимизированный топливные циклы

шает необходимую инфраструктуру, поскольку в подкритических системах нет необходимости удаления продуктов деления и рецикла актинидов ввиду практического отсутствия ограничения на глубину выгорания топлива, что, в принципе, обусловлено отсутствием конструкционных материалов в активной зоне системы [34, 43]. В результате стоимость производимой ими электроэнергии оказывается почти в 2–3 раза ниже, чем на действующих АЭС, и значительно ниже (в несколько раз), чем на угольных и газовых электростанциях, не говоря уже о несравненно большей экологической чистоте, полном отсутствии сернисто-кислотных дождей, полей, заваленных угольными шлаками, и т. п. Это позволит в краткосрочной перспективе компенсировать дорогостоящее внедрение ускорителя в энергетическую систему.

Надо еще отметить, что в настоящее время в качестве ядерного топлива используется в основном уран, а в быстрых реакторах и в некоторых реакторах типа PWR в составе топлива наряду с ураном используется плутоний (MOX-технология). Мировые резервы урана, стоимость которого не превышает приемлемую величину, оцениваются на уровне 15 млн т [27]. При нынешней доле ядерной энергетики, требующей ежегодно 70 тыс. т природного урана, этих резервов хватит на 200 лет. Однако по причине ограниченности и

экологически вредных воздействий углеводородного топлива на окружающую среду и нарастающих потребностей развивающейся экономики, по оценкам различных экспертов, доля ядерной энергетики возрастет до 30 %, что приведет к очень быстрому, в течение 40 лет, истощению запасов урана [29]. Однако надо заметить, очень большие резервы урана есть в морской воде — 4 млрд т [45] с концентрацией 3,2 ядер на миллиард. Если получать уран из морской воды, его стоимость будет в 10 раз превышать настоящую, что может привести к увеличению цен на вырабатываемую электроэнергию на 50 % [29].

В некоторых реакторах для генерации ^{233}U используется ^{232}Th . Однако надо заметить, что доля делящегося изотопа ^{235}U составляет примерно 0,71 % от природных ресурсов, а генерация ^{233}U ограничена. К этому надо добавить, что не все топливо, которое загружается в реактор, используется. Это зависит от глубины выгорания для данного типа реактора. В результате в настоящее время эффективность использова-

ния природных ресурсов потенциального ядерного горючего составляет менее 1 %, и в связи с этим остро стоит вопрос трансмутации отработанного ядерного топлива и использования новых видов ядерного топлива, которые в обычных критических реакторах не могут поддерживать цепную реакцию, однако могут использоваться в подкритических ядерных реакторах, управляемых ускорителем. В частности, очень широкие перспективы открывает вовлечение в топливный цикл тория (торий-урановый цикл) ввиду следующих преимуществ по сравнению с уран-плутониевым циклом:

• *Расширение топливной базы.*

Мировые ресурсы тория в земной коре почти в 4 раза превышают ресурсы урана, и если учитывать, что в электроядерных системах можно обеспечить эффективность использования тория как минимум на уровне 7 % [3], что на порядок выше аналогичной характеристики для урана, то без вовлечения переработки использование тория расширит топливную базу ядерной энергетики как минимум в 40 раз.

• *Сокращение радиотоксичности.* Присутствие мизерных количеств актинидов в торий-урановом цикле по сравнению с уран-плутониевым циклом

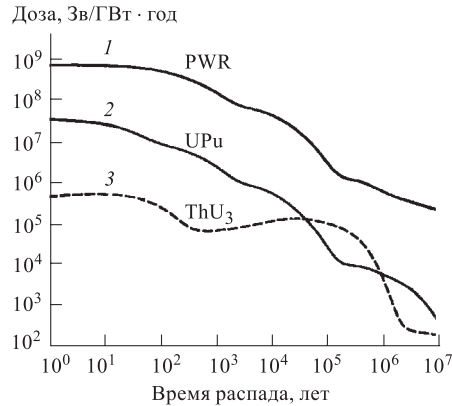


Рис. 6. Радиотоксичность актинидов в зависимости от времени. Кривая 1 соответствует однократному использованию, кривые 2 и 3 — многократной переработке с потерей U и Pu на 0,1 % и младших актинидов на 1 %

приводит к существенному сокращению радиотоксичности актинидной составляющей отходов. Рис. 6 [27] показывает, как использование торий-уранового цикла может влиять на сокращение радиотоксичности отходов из критических реакторов. Как видно из рис. 6, торий-урановый цикл сокращает радиотоксичность отходов почти на два порядка, по крайней мере в течение первых тысяч лет. К тому же остаточное энерговыделение в единице объема намного меньше.

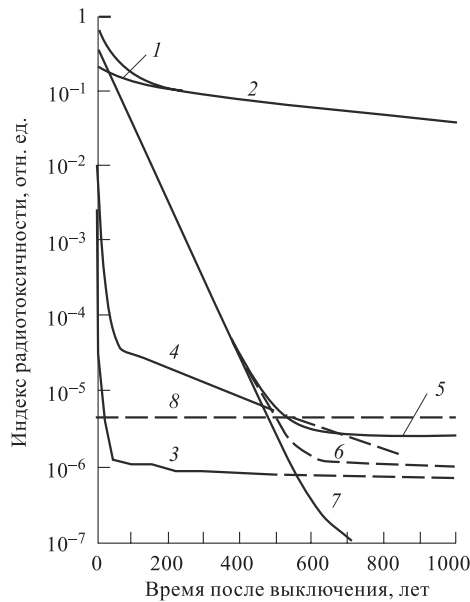


Рис. 7. Индекс радиотоксичности для: действующих реакторов типа PWR (кривые 1 и 2), MF моделей 1 и 2 (ядерный синтез с магнитным удержанием плазмы) (кривые 3 и 4), электроядерной системы EA без сжигания (кривая 5) и с двумя уровнями сжигания продуктов деления (кривые 6 и 7), электростанций, использующих в качестве горючего уголь (прямая 8)

ния и герметизации смогут сделать хранилища ядерных отходов полностью безопасными. По истечении этого времени радиотоксичность обеих систем — MF, модель 1 (ядерный синтез с магнитным удержанием плазмы) и EA без вовлечения сжигания — оказывается ниже уровня радиотоксичности, вырабатываемой в результате сжигания угля [1, 47]. Обе системы после разумного

В торий-урановом цикле радиотоксичность определяется ^{233}U . По расчетам [3], если принимать во внимание растворимость и транспортабельность ^{233}U по сравнению с ^{239}Pu , то долгоживущая радиотоксичность ядерных отходов уменьшается до 1000 раз по сравнению с реакторами типа LWR. Для промежуточных относительно кратковременных хранилищ ядерных отходов LWR, где в основном доминируют изотопы ^{240}Pu и ^{238}Pu , преимущества торий-уранового цикла более высокие. К этому надо добавить, что радиотоксичность при извлечении тория гораздо меньше по сравнению с ураном [46]. Как видно из рис. 7 [1], где представлена зависимость индекса радиотоксичности от времени для разных энергопроизводящих систем, основная радиотоксичность продуктов деления электроядерной системы EA «исчерпается» за промежуток времени меньше 500 лет — достаточно короткое время, чтобы быть абсолютно уверенным, что современные технологии остекловыва-

времени выдержки имеют весьма высокий уровень «чистоты» по сравнению с действующими системами типа PWR, которые сейчас составляют основу ядерной энергетики.

- *Сокращение возможностей распространения материалов, пригодных для создания ядерного оружия.* Риск распространения ядерных материалов ничтожный, поскольку потенциальный стратегический материал ^{233}U присутствует в горючем в виде изотонической смеси ^{233}U (43,7 %), ^{234}U (30 %), ^{235}U (4 %), ^{236}U (22,1 %) и ^{238}U (0,068 %) при флюенсе $3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, что требует применения очень интенсивной сепарации изотопов для получения оружейного ^{233}U [19]. Выход плутония на кВт произведенной мощности сокращается в 1000 раз, плутоний выжигается в ходе работы установки и достигает равновесия со следующими фракционными концентрациями: ^{239}Pu ($1,03 \cdot 10^{-4}$), ^{240}Pu ($6,9 \cdot 10^{-5}$), ^{242}Pu ($8,8 \cdot 10^{-5}$) и ^{238}Pu ($1,97 \cdot 10^{-4}$), который переходит в ^{234}U с периодом α -распада 87,7 лет.

- *Расширенный бридинг ^{233}U .* Равновесное содержание нарабатываемого изотопа ^{239}Pu в сырьевом изотопе ^{238}U в облученном топливе реакторов типа PWR находится на уровне 5,5 кг на тонну урана. Замена ^{238}U на торий в стартовой топливной композиции приведет к накоплению 12–15 кг изотопа ^{233}U на тонну тория [48]. Увеличение удельного содержания активного изотопа в облученном топливе в 2,5–3 раза при замене урана на торий обеспечивает экономические предпосылки для переработки облученного топлива и замыкания топливного цикла. При этом возможен [49] выход на самообеспечение топлива активным изотопом ^{233}U и, соответственно, обеспечение практически полного сжигания тория. Причем с учетом деления нарабатываемых изотопов ^{233}U и ^{235}U в реакциях деления может быть сожжено 95–99 % ядер тория [50], таким образом, открывается возможность увеличения топливного ресурса ядерной энергетики на тепловых нейтронах на два порядка.

Надо еще заметить, что электроядерные системы весьма терпимы по отношению к присутствию различных вредных с точки зрения нейтронного баланса примесей в составе ядерного топлива, поскольку в этих системах нет необходимости поддерживать критическое состояние, более того, в этих системах могут специально применяться различные поглотители, в частности ^{99}Tc [51], для поддержания режима подкритичности и одновременной трансмутации. Примеси могут остаться в составе вторичного топлива и в результате химической переработки при закрытом топливном цикле, при котором наиболее долгоживущие радиотоксичные актиниды и продукты деления многократно возвращаются в реактор вместе со свежим топливом [52–54].

Возвращаясь к замкнутому топливному циклу, нужно отметить, что он приводит [55, 56]:

- к более полному использованию природного ядерного топлива, искусственных делящихся материалов, образующихся при работе ядерных реакторов (плутоний и трансураниды), и ценных радионуклидов;

- к обеспечению стабильной работы АЭС независимо от добычи урана;
- к минимизации отходов переработки топлива;
- к уменьшению радиоактивности и токсичности материалов для вечного хранения;
- к приближению к радиационно-миграционной эквивалентности захороняемых отходов и исходного природного топлива;
- к гарантированному нераспространению ядерных материалов, пригодных для военных целей.

Организация замкнутого топливного цикла включает в себя выбор типа реакторной системы, вида топлива, способа переработки отработавшего ядерного топлива, способа хранения отходов переработки, способа размещения комплекса предприятий топливного цикла АЭС. Его экономичность зависит от мощности реакторов, глубины выгорания топлива, стоимости изготовления свежего и переработки отработавшего топлива, стоимости транспортировки топлива, хранения отходов, требований к отходам по содержанию Pu, Am, Np и долгоживущих продуктов деления [56].

Вообще, основной проблемой ядерной энергетики является неэффективность захоронения отработавшего ядерного топлива, так как человечество не может придумать универсального метода захоронения (т.е. избавиться от долгоживущих радионуклидов раз и навсегда) ввиду ненадежности прогнозирования безопасности хранения отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) на десятки тысяч лет, поскольку срок службы резервуаров, в которых хранится утилизированное использованное топливо, не может превышать и ста лет по причине отсутствия данных о длительной устойчивости конструкционных материалов, длительных предсказаний о тектонической активности. В связи с этим возникает постоянная потребность в перезахоронении ядерных отходов, что приносит немало неудобств и проблем.

2. СТРАТЕГИЯ ТРАНСМУТАЦИИ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОТОКСИЧНЫХ РАДИОНУКЛИДОВ

Возможные масштабы и динамика развития ядерной энергетики главным образом зависят от безопасного обращения с токсичными долгоживущими радионуклидами, образовавшимися в результате процессов деления, поглощения, захвата и распада в ядерных реакторах. Количество этих отходов в России [57] и в странах ОЭСР [27, 58] представлено в табл. 4 и 5.

Вредное воздействие радиоактивных отходов на окружающую среду характеризуется радиотоксичностью, которая, в свою очередь, характеризуется удельным индексом токсичности $(УИТ)_i$, который определяется путем деления 1 кг нуклида на предельно допустимую радиоактивность того же нуклида в 1 л воды или воздуха, т.е. $(УИТ)_i$ определяет объемное количество воды

Таблица 4. Количество накопившихся ядерных отходов и ОЯТ в России [57]

Министерства, управления и организации	Жидкие отходы	Твердые отходы	ОЯТ
Минатом РФ Добыча, переработка и обогащение урана, изготовление топлива, производство ядерной энергии, переработка ОЯТ и производство материалов для ядерных вооружений	$4 \cdot 10^8 \text{ м}^3$ $6,3 \cdot 10^{19} \text{ Бк}$	$2,2 \cdot 10^8 \text{ м}^3$ $8,14 \cdot 10^{18} \text{ Бк}$	8700 т $17,02 \cdot 10^{19} \text{ Бк}$
Минобороны РФ (ВМФ) Эксплуатация кораблей и подводных лодок с ядерными двигателями	$1,4 \cdot 10^4 \text{ м}^3$ $4,44 \cdot 10^{12} \text{ Бк}$	$1,3 \cdot 10^4 \text{ м}^3$ $29,6 \cdot 10^{12} \text{ Бк}$	30 т $5,5 \cdot 10^{17} \text{ Бк}$
Минэкономики РФ Управление оборонной промышленностью, сооружение, ремонт и использование кораблей и подводных лодок с ядерными реакторами	$3,2 \cdot 10^3 \text{ м}^3$ $18,5 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$	$1,5 \cdot 10^3 \text{ м}^3$ $3,7 \cdot 10^{12} \text{ Бк}$	—
Минтранспорта РФ Эксплуатация атомных ледоколов	$4,4 \cdot 10^2 \text{ м}^3$ $5,5 \cdot 10^{13} \text{ Бк}$	$7,3 \cdot 10^2 \text{ м}^3$ $3,7 \cdot 10^{16} \text{ Бк}$	10 т $17,39 \cdot 10^{19} \text{ Бк}$
Специализированные предприятия «Радон» Переработка и захоронение радиоактивных материалов, используемых в медицине, научных исследованиях, промышленности и т. п.	—	$2,0 \cdot 10^5 \text{ м}^3$ $7,77 \cdot 10^{16} \text{ Бк}$	—
Всего:	$4,0 \cdot 10^8 \text{ м}^3$ $6,29 \cdot 10^{19} \text{ Бк}$	$2,2 \cdot 10^8 \text{ м}^3$ $8,51 \cdot 10^{18} \text{ Бк}$	8740 т $17,39 \cdot 10^{19} \text{ Бк}$

или воздуха, необходимое для разбавления до предельно допустимой концентрации 1 кг *i*-го нуклида [59] (см. табл. 6).

Результаты, представленные в табл. 6, рассчитывались на основании данных [60] с учетом поправок, внесенных МКРЗ в 1990 г. [61]. Радиотоксичность, накапливаемая в хранилище в результате непрерывной деятельности ядерной энергетики с постоянной мощностью за время τ , $R(\tau) = \sum_i (\text{УИТ})_i \int_0^\tau q^i(\tau') d\tau'$, где $q^i(\tau')$ — зависимость изменения радиотоксичности актинидов, извлекаемых из отработанного ядерного топлива АЭС со скоростью q^i в момент $\tau' = 0$, а радиотоксичность плутония и минорных актинидов $R^{\text{Pu,MA}} = \sum_i (\text{УИТ})_i Q^{\text{Pu,MA}}_i$, где $Q^{\text{Pu,MA}}_i$ — количество *i*-го изотопа

Таблица 5. Количество накопившихся ядерных отходов в мире [58]

Страны	Ядерная мощность, ГВт	Доля ядерной энергетики, %	Отработанное ядерное топливо, т
Франция	58,5	76,4	11770
Бельгия	5,5	55,8	1400
Швеция	10,0	51,1	3240
Швейцария	3,0	36,8	1300
Испания	7,1	35,0	1775
Финляндия	2,3	29,5	975
Германия	22,7	29,3	6315
Япония	38,9	27,2	8600
Великобритания	11,7	25,8	7000
США	98,8	22,0	28600
Канада	15,8	19,1	20000
Нидерланды	0,5	4,9	150
Итого:	274,8	—	91125

Таблица 6. Удельный индекс радиотоксичности [59]

Нуклид	(УИТ) _i ,		Нуклид	(УИТ) _i ,	
	л Н ₂ О/кг	л воздуха/кг		л Н ₂ О/кг	л воздуха/кг
²³⁷ Np	4,7 · 10 ⁷	1,0 · 10 ¹⁵	²⁴² Pu	1,6 · 10 ¹⁰	1,3 · 10 ¹⁸
²⁴¹ Am	3,6 · 10 ¹²	6,8 · 10 ¹⁹	⁹⁰ Sr	3,48 · 10 ¹⁴	3,48 · 10 ¹⁸
^{242m} Am	9,5 · 10 ¹²	2,0 · 10 ²⁰	⁹³ Zr	3,14 · 10 ⁷	5,76 · 10 ¹²
²⁴³ Am	1,8 · 10 ¹¹	4,0 · 10 ¹⁸	⁹⁹ Tc	1,06 · 10 ⁷	8,08 · 10 ¹²
²⁴⁴ Cm	4,5 · 10 ¹³	1,1 · 10 ²¹	¹²⁶ Sn	1,49 · 10 ^{9*}	2,34 · 10 ^{13*}
²³⁸ Pu	6,9 · 10 ¹³	5,2 · 10 ²¹	¹²⁹ I	9,26 · 10 ⁸	6,52 · 10 ¹²
²³⁹ Pu	2,8 · 10 ¹¹	2,1 · 10 ¹⁹	¹³⁵ Cs	1,05 · 10 ⁷	3,72 · 10 ¹¹
²⁴⁰ Pu	1,0 · 10 ¹²	7,6 · 10 ¹⁹	¹³⁷ Cs	5,74 · 10 ¹²	1,76 · 10 ¹⁷
²⁴¹ Pu	9,4 · 10 ¹²	6,4 · 10 ²⁰	¹⁵¹ Sm	6,89 · 10 ¹⁰	1,19 · 10 ¹⁵

*Из-за отсутствия данных о предельно допустимой активности приняты значения для ¹²³Sn.

плутония или минорного актинида в топливном цикле. Накопление радиотоксичности долгоживущих продуктов деления в расчете на 1 ГВт мощности $R^{ДПД}(\tau) = \frac{(УИТ)_i q_i}{\lambda_i} [1 - e^{-\lambda_i \tau}]$. В работе [27] радиотоксичность определяется как R (Зв) = F_d (Зв/Бк) · A (Бк), где R — радиотоксичность для единичной массы; F_d — эквивалентная доза излучения; A — удельная массовая активность. Для единичной массы A (Бк/кг) = $\frac{1,32 \cdot 10^{19}}{T_{1/2}(\text{лет}) \cdot A}$. Эквивалентные дозы излучения представлены в [62]. Однако надо отметить, что

радиотоксичность не однозначным образом описывает вредное воздействие отходов на окружающую среду. Так, трансураноиды, которые распадаются в основном посредством α -распада и более токсичны, чем продукты деления, имеют очень низкую мобильность, особенно в почве. Таким образом, их доля в выбросе радиотоксичности при разрушении хранилищ будет маленькой.

Существуют два разных подхода к решению проблем долгоживущих радиотоксичных ядерных отходов:

- прямое захоронение в подземных хранилищах без переработки или частичная переработка с рециклом плутония и урана (МОХ-технология);
- полная переработка ОЯТ с извлечением наиболее опасных долгоживущих трансураноидов и продуктов деления для их дальнейшей трансмутации в менее радиотоксичные и короткоживущие нуклиды в электроядерных системах.

Однако надо заметить, что при нынешнем уровне развития науки и техники невозможно организовать полностью безопасное захоронение ОЯТ ввиду:

- ненадежности прогнозирования безопасности хранения на десятки тысяч лет, поскольку срок службы резервуаров, в которых хранится утилизированное использованное сырье, не может превышать и ста лет по причине отсутствия данных о длительной устойчивости конструкционных материалов;
- огромного количества. По оценкам экспертов, количество отработавшего ядерного топлива в 2020 г. при нынешней доле ядерной энергетики достигнет 200000 т [27]. Годовое производство ОЯТ составляет приблизительно 8000 т, а при возрастании доли ядерной энергетики до 30 % составит 40000 т. Для сравнения заметим, что в настоящее время в США (Yucca Mountain) сооружается единое хранилище для ОЯТ с длиной тоннелей 100 км и максимальной вместимостью 70000 т, цена которого составляет 15 млрд долларов США [27];
- необходимости большого расхода дорогостоящих материалов при захоронении отходов;
- отсутствия методов расчета для подтверждения безопасности захоронения;
- необходимости специальных геолого-разведочных работ большого объема.

К этому надо еще добавить, что цена топлива МОХ оказывается в несколько раз выше, чем производящегося в настоящее время уранового горючего, ввиду вовлечения различных ядерно-химических технологий переработки.

Учитывая вышесказанное, можно заключить, что единственным подходом остается трансмутация, которая осуществляется по двум основным каналам:

- для трансураноидов (Pu и младшие актиниды) это сжигание посредством деления нейтронами и глубоконеупругого расщепления;

- для продуктов деления (в основном ^{99}Tc и ^{129}I) это захват нейтрона и последующий переход в стабильный или короткоживущий изотоп посредством β -распада, изомерного перехода или захвата электрона.

Конечно, имеется еще возможность организовать процесс трансмутации, используя электроны (фотоядерные реакции (γ, n) и (γ, p)) и заряженные ионы, в основном протоны, однако, по оценкам разных авторов, это нецелесообразно ввиду больших энергетических затрат [63–66].

Процесс трансмутации опасных долгоживущих ядерных отходов зависит от [67]:

- *спектра нейтронов*. Опасные долгоживущие радионуклиды, содержащиеся в ОЯТ, имеют разные ядерно-физические свойства, поэтому они очень чувствительны к жесткости спектра. Иными словами, скорость уничтожения трансмутируемых нуклидов у продуктов деления более благоприятна в тепловой и особенно эпитепловой области спектра, в то время как для актинидов более предпочтительным является самый жесткий спектр;

- *топливного цикла*: U–Pu, U–Th, U–Th–Pu, *открытого или замкнутого*. В зависимости от типа цикла варьируется перечень потенциальных кандидатов на трансмутацию;

- *способа трансмутации*. На сегодняшний день есть два способа трансмутации: 1) ОЯТ загружается в ЭЛЯУ, где оно, оставаясь в активной зоне или в отражателе, трансмутируется в течение некоторого времени без переработки и внешнего вмешательства. В этом случае количество отходов нелинейным образом зависит от времени облучения или выгорания исходного трансмутируемого нуклида и трансмутация может длиться бесконечно, поскольку в результате этого процесса полученные короткоживущие или стабильные нуклиды, оставаясь в нейтронном поле, порождают цепочку вновь образующихся нуклидов, причем некоторые из них могут оказаться еще более радиотоксичными; 2) топливный состав трансмутатора подвергается «on-line» корректировке («положительный» продукт трансмутации удаляется из зоны облучения трансмутатора);

- *от того, по какому радионуклиду топливный цикл замыкается* и подвергается трансмутации, какой радионуклид опасный и его не следует выводить за пределы реактора, а какой можно захоронить или использовать;

- *от состава конструкционных материалов, замедлителя, теплоносителя и примесей в них*, т. е. от продуктов активации и недопущения в них содержания нуклидов, из которых в нейтронном поле (а также в p -, α -, γ -полях) могут генерироваться долгоживущие радионуклиды (например, ^{14}C , ^{36}Cl , ^{26}Al и т. п.).

Сам процесс трансмутации характеризуется следующими величинами [68]:

- *скоростью уничтожения трансмутируемых нуклидов* A_i , представляющей собой долю ядер радионуклида сорта i , уничтожаемых в единицу времени при облучении нейтронами;

- *эффективностью трансмутации*, которая определяется отношением количества трансмутируемых нуклидов к количеству соответствующих нуклидов, накапливаемых в энергетических реакторах;
- *вторичной радиоактивностью при трансмутации*, представляющей собой активность долгоживущих продуктов деления и актинидов, образующихся в результате производства нейтронов для трансмутации;
- *энергетической эффективностью процесса трансмутации*, которая определяется отношением энергии, затраченной в процессе трансмутации, к энергии, вырабатываемой АЭС.

Для выбора трансмутационной стратегии сначала рассмотрим следующие вопросы: какие именно отходы и в каких временных интервалах представляют биологическую опасность, по какому радионуклиду топливный цикл следует замыкать, какой радионуклид следует подвергать трансмутации, какой радионуклид опасный и его не следует выводить за пределы реактора, а какой можно захоронить или использовать в сферах производственной, медицинской, сельскохозяйственной и научной деятельности. Для этого рассмотрим временную зависимость радиотоксичности и энерговыделения облученного ядерного топлива в урановом, уран-плутониевом и ториевом топливе при длительном хранении [59, 69].

На рис. 8, *а* [69] представлена суммарная радиотоксичность актинидов по воде и вклад наиболее существенных актинидов в общую радиотоксичность, на рис. 8, *б* — общее остаточное энерговыделение актинидов и вклад значимых нуклидов при хранении уран-плутониевого топлива, если в качестве свежего топлива принять смесь обедненного урана с добавлением 3,5 % плутония оружейного состава. Данные для расчета радиотоксичности о предельной

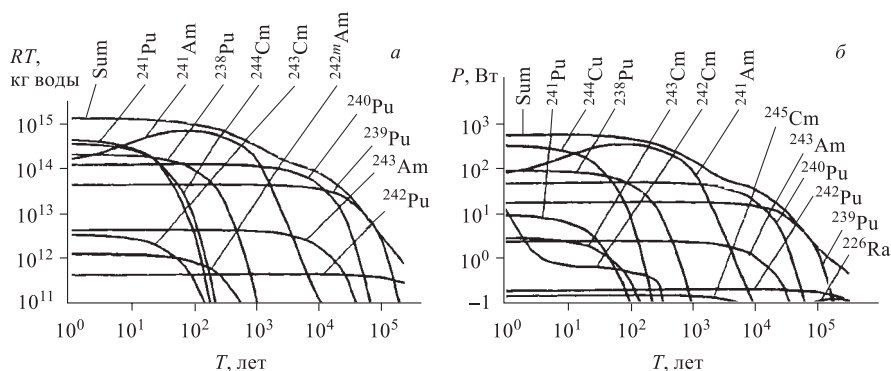


Рис. 8. Радиотоксичность (*а*) и остаточное энерговыделение актинидов (*б*) уран-плутониевого ОЯТ

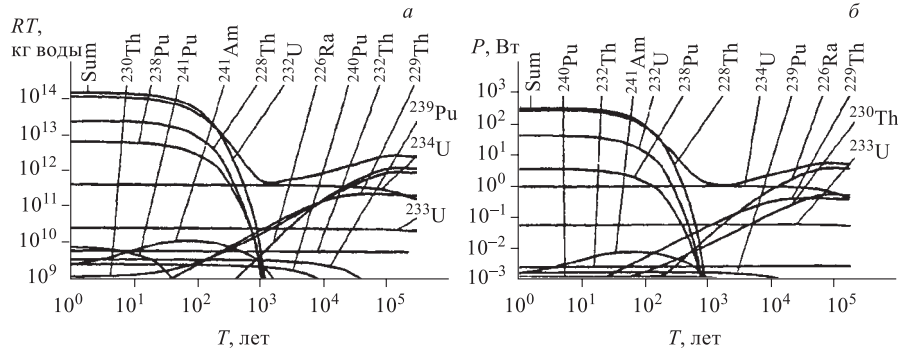


Рис. 9. Радиотоксичность (а) и остаточное энерговыделение актинидов (б) торий-уранового ОЯТ

активности нуклидов базируются на [70], а о периоде полураспада и энерговыделении в распадах — на [71, 72]. Считалось, что из ОЯТ извлечен уран, из актинидов присутствуют только изотопы нептуния, плутония, америция и кюрия.

Общий характер парциального вклада в радиотоксичность и энерговыделение аналогичен тому, который имеет место для актинидов уранового ОЯТ [73].

На рис. 9, а [69] представлена суммарная радиотоксичность актинидов по воде и вклад наиболее существенных актинидов в общую радиотоксичность, на рис. 9, б — общее остаточное энерговыделение актинидов и вклад значимых нуклидов при хранении торий-уранового топлива, если в качестве свежего топлива принимать смесь ^{228}Th с добавлением 3,3 % ^{233}U . Количество актинидов в уран-плутониевом ОЯТ рассчитывалось по кинетике превращения изотопов в нейтронном спектре, создаваемом урановым топливом в активной зоне ВВЭР-1000 [72], и соответствовало их содержанию в 1 т ОЯТ с выгоранием 44 кг продуктов деления на 1 т и последующей выдержкой в течение 3 лет. Рассматривались все актиниды, включая торий, уран, нептуний, плутоний, америций и кюрий.

В табл. 7 представлены основные продукты деления, определяющие долгоживущую радиоактивность среды радионуклидов с периодом полураспада $T_{1/2} > 10$ лет, где Y_i — выход продуктов деления на 1 деление [27, 59].

Суммируя результаты вышеизложенных исследований [59, 69, 73], можно констатировать следующее:

- Суммарная радиотоксичность по воде в начале хранения для актинидов из уранового, уран-плутониевого и торий-уранового ОЯТ составляет соответственно $5,2 \cdot 10^{14}$, $1,3 \cdot 10^{15}$ и $1,5 \cdot 10^{14}$ кг воды на 1 т выгруженного топлива.

Таблица 7. Характеристики основных долгоживущих нуклидов, входящих в состав продуктов деления

Нуклид	$T_{1/2}$, лет	$Y_i, 10^{-2}$		q_i , кг/ГВт · год
		^{235}U	^{239}Pu	
^{90}Sr	$2,85 \cdot 10^1$	5,88	2,10	19,3
^{93}Zr	$1,53 \cdot 10^6$	6,40	3,89	2,56
^{99}Tc	$2,13 \cdot 10^5$	6,11 (4,9*)	6,17	27,1
^{126}Sn	$1,0 \cdot 10^5$	0,056	0,199	0,635
^{129}I	$1,57 \cdot 10^7$	0,71 (0,78*)	1,5	6,15
^{135}Cs	$2,3 \cdot 10^6$	6,55	7,42	11,9
^{137}Cs	$3,02 \cdot 10^1$	6,21	6,62	41,5
^{151}Sm	$9,0 \cdot 10^1$	0,416	0,775	0,414

*Выход продуктов деления на одно деление для ^{233}U .

Радиотоксичность актинидов уран-плутониевого ОЯТ в 2,5 раза больше, чем обычного уранового топлива, за счет большего в 2–3 раза накопления ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{244}Cm . Радиотоксичность актинидов торий-уранового ОЯТ в 3,5 раза ниже, чем для уранового топлива.

- Остаточное энерговыделение актинидов по воде в начале хранения для актинидов из уранового, уран-плутониевого и торий-уранового ОЯТ составляет соответственно 258, 708 и 315 Вт на 1 т выгруженного топлива. Энерговыделение актинидов для уран-плутониевого ОЯТ в 2,7 раза больше, чем для обычного уранового топлива, за счет большего в 2–3 раза накопления плутония, америция и кюрия. Энерговыделение актинидов торий-уранового ОЯТ в 1,2 раза больше, чем для уранового топлива.

- Долгоживущая радиотоксичность при функционировании ядерной энергетики определяется радиотоксичностью долгоживущих продуктов деления, которая при постоянной мощности в течение $t > 100$ лет достигает равновесного значения $2,4 \cdot 10^{17}$ л $\text{H}_2\text{O}/\text{ГВт}$ для открытого топливного цикла и $1,2 \cdot 10^{17}$ л $\text{H}_2\text{O}/\text{ГВт}$ для замкнутого топливного цикла (технология MOX), что обусловлено в промежутке до 100 лет радиотоксичностью ^{90}Sr , а в дальнейшем — ^{129}I , ^{99}Tc , ^{93}Zr , ^{126}Sn , а также радиотоксичностью актинидов (см. табл. 8), если использовать данные о допустимой концентрации радионуклидов в воде, а при использовании критериев допустимой концентрации для воздуха — только радиотоксичностью актинидов [75, 76].

- При замкнутом топливном цикле U–Pu радиотоксичность минорных актинидов при развивающейся ядерной энергетике с временем удвоения мощности 15 лет составляет $\sim 26\%$ радиотоксичности Pu, а при стационарной ядерной энергетике — до 100 лет $R^{\text{MA}}/R^{\text{Pu}} = 1$, если это время ~ 300 лет, то

Таблица 8. Радионуклиды, определяющие активность и токсичность ОЯТ

Временной интервал, лет	Радионуклиды
До 100	^{55}Fe , ^{58}Co , ^{59}Ni , ^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{125}Sb , $^{134,137}\text{Cs}$, ^{144}Ce , ^{147}Pm , $^{154,155}\text{Eu}$
100–1000	^{137}Cs , ^{151}Sm , $^{59,63}\text{Ni}$, ^{60}Co
$10^3–10^4$	$^{239,240}\text{Pu}$, ^{241}Am
$10^4–10^5$	^{237}Np , $^{239,240}\text{Pu}$, ^{243}Am , ^{14}C , ^{59}Ni , ^{93}Zr , ^{94}Nb , ^{126}Sn
$> 10^5$	^{129}I , ^{99}Tc , ^{239}Pu

$R^{\text{MA}}/R^{\text{Pu}} = 2$. При открытом топливном цикле радиотоксичность минорных актинидов не превышает $\sim 30\%$ радиотоксичности MA + Pu.

- Через 100 лет после прекращения эксплуатации АЭС долгоживущая радиотоксичность как по воздуху, так и по воде будет обусловлена при открытом топливном цикле актинидами, а при замкнутом топливном цикле только Np, Am и Cm, так как Pu, содержащийся в топливном цикле, сжигается как ядерное топливо в процессе вывода АЭС из эксплуатации.

Таким образом, ядерные отходы можно разделить на три группы:

- Плутоний и минорные актиниды с большими периодами полураспада, которые имеют высокую радиотоксичность по причине доминирующего α -распада. С точки зрения экологической безопасности они требуют трансмутации, которая, кстати, очень выгодна энергетически — деление образующихся 280 кг плутония и младших актинидов генерирует мощность 325,5 ГВт · сут.

- Долгоживущие продукты деления с периодом полураспада свыше 1000 лет, которые распадаются β -распадом: ^{79}Se , ^{90}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{126}Sn , ^{129}I , ^{135}Cs .

- Среднеживущие продукты деления и активации, в основном ^{90}Sr и ^{137}Cs , которые характеризуются очень высокими активностями и маленькими сечениями захвата нейтронов и содержанием 680 г/т и 1460 г/т соответственно [76] в ОЯТ для реакторов типа PWR после выдержки 0,5 лет.

Опасные долгоживущие радионуклиды с точки зрения трансмутационной конъюнктуры можно условно разделить на две группы: трансураноиды (Pu и младшие актиниды Am, Np, Cm), по которым необходимо замыкать топливный цикл, и продукты деления, для части которых (^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{137}Cs , ^{99}Tc , Rh, Pd) можно найти научно-техническое использование в разных сферах экономики, а остальная часть, в основном ^{129}I , ^{99}Tc , отправляется на трансмутацию.

Продукты деления. Количество долгоживущих продуктов деления наименьшее, если их поместить в нейтронное поле. В этом случае их масса достигает равновесной величины, определяемой скоростями их генерации, которая обусловлена мощностью системы, спектром нейтронов, видом топливного цикла и утилизацией ($\lambda_i + \int_V \sigma_i \Phi dv$), которая зависит от спектра и плотности потока нейтронов, типа реактора (твердотельный или жидкотопливный) и места трансмутации (активная зона, экран, отражатель) (см. табл. 9).

Таблица 9. Равновесные количества некоторых долгоживущих продуктов деления для открытого и замкнутого топливных циклов [67]

Характеристики	¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr	¹³⁵ Cs	⁹⁹ Tc	¹²⁹ I
$T_{1/2}$, лет	30	29	$2,3 \cdot 10^6$	$2,1 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^7$
Скорость наработки, кг/ГВт(э)·год	35	22	35	26	4,4
Равновесные количества продуктов деления N_i , кг/ГВт(э)	Открытый цикл				
	1670	890	$1,3 \cdot 10^8$	$8,7 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^8$
Тепловой реактор	Замкнутый цикл				
	1600	890	8000	1500	1300
Быстрый реактор	1600	890	1400	400	140

Основной эффективный метод трансмутации продуктов деления (¹²⁹I, ⁹⁹Tc) — это превращение их в короткоживущие или стабильные изотопы путем поглощения нейтронов, потому что продукты деления в основном нейтроноизбыточные, а дополнительный нейтрон имеет сильное дестабилизирующее воздействие.

Трансмутация ⁹⁹Tc [77]. ⁹⁹Tc — один из наиболее долгоживущих продуктов деления ($T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^5$ лет) со значительным выходом при делении ядерного топлива нейтронов (~ 6 масс. %), накапливаемое количество в мире оценивается ~ 7,5 т/год [78]. Возможность трансмутации ⁹⁹Tc в различных ядерных установках (энергетические легководные, тяжеловодные, быстрые реакторы и трансмутаторы [79–84]) обусловлена высоким сечением захвата ядром ⁹⁹Tc нейтронов теплового и промежуточного спектра и низкой радиоактивностью образующихся продуктов трансмутации (количество единственного образовавшегося долгоживущего продукта трансмутации ¹⁰⁷Rd крайне мало [68]). Однако процесс трансмутации в критических тяжеловодных и быстрых реакторах нецелесообразен, поскольку в них эффективный период полураспада ⁹⁹Tc составляет 15–25 лет при загрузке ~ 2,5–4 т и ско-

рости трансмутации $\sim 100\text{--}140$ кг/год с одновременной годовой наработкой в топливе около 20 кг. Сжигание же в легководных реакторах еще менее эффективно [83]: эффективный период полураспада примерно в 2 раза меньше времени жизни реактора и может увеличиться при радиохимическом рециклировании технециевых мишеней после кампаний облучения длительностью более года. Кроме того, при столь маленькой скорости трансмутации для сжигания нарабатываемых ежегодно $\sim 7,5$ т ^{99}Tc потребовалось бы ориентировать на это нереально большое число реакторов. Эта проблема снимается использованием электроядерных установок с высоким значением потока нейтронов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

^{99}Tc — единственный из продуктов деления, трансмутация которого дает в результате платиновые материалы, представляющие промышленный интерес, т. е. трансмутация ^{99}Tc не только вынужденная мера по его обезвреживанию, она также (с точки зрения рентабельности) позволяет компенсировать часть затрат на данный процесс [77]. Трансмутационная схема для ^{99}Tc следующая: $^{99}\text{Tc} + n \rightarrow \gamma + ^{100}\text{Tc}$ [15,8 с] $\rightarrow \beta^- + ^{100}\text{Ru}$ [стабильный] $\rightarrow ^{101}\text{Ru}$ [стабильный] $\rightarrow ^{102}\text{Ru}$ [стабильный] $\rightarrow ^{103}\text{Ru}$ [39,3 сут] $\rightarrow \beta^- + ^{103}\text{Rh}$ \rightarrow короткоживущие и стабильные изотопы родия и палладия. После короткоживущего ^{100}Tc следующие три члена трансмутационной цепи ^{99}Tc — стабильные изотопы ^{100}Ru , ^{101}Ru , ^{102}Ru .

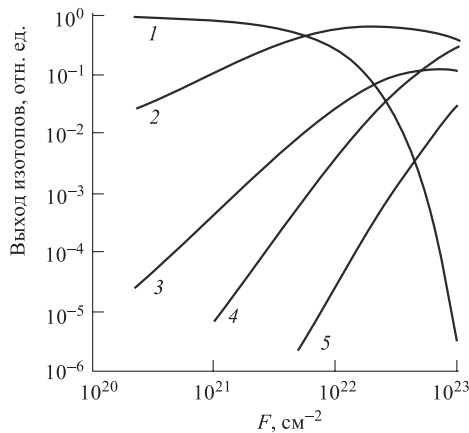


Рис. 10. Динамика трансмутации ^{99}Tc при облучении тепловыми нейтронами: 1 — ^{99}Tc ; 2 — ^{100}Ru ; 3 — ^{101}Ru ; 4 — ^{102}Ru ; 5 — примеси

Этот способ трансмутации очень эффективен (более 70% (см. рис. 10 [77]) после набора флюенса тепловых нейтронов свыше $\sim 10^{22} \text{ см}^{-2}$ при γ -спектре 0,3 [85]) на тепловом и особенно промежуточном эпитепловом спектрах благодаря большим сечениям захвата ядер ^{99}Tc в этих областях и присутствию главных резонансов сечения в эпитепловой области (энергия нейтронов 2–20 эВ) [77, 83]. Более экзотические реакции типа $^{99}\text{Tc}(n, 2n)^{98}\text{Tc}$, $^{99}\text{Tc}(\gamma, p)^{98}\text{Mo}$, $^{99}\text{Tc}(n, p)^{99}\text{Mo}$, $^{99}\text{Tc}(n, \alpha)^{96}\text{Nb}$ и $^{99}\text{Tc}(\gamma, xn)^{99-x}\text{Tc}$ являются пороговыми, в основном с крайне маленькими сечениями, поэтому их вклад в трансмутацию ^{99}Tc в рас-

считываемой тепловой и эпитепловой областях энергии нейтронов несущественен [77, 86, 87].

Трансмутация ^{129}I [88]. ^{129}I — один из наиболее долгоживущих ($T_{1/2} = 1,57 \cdot 10^7$ лет) и опасных для окружающей среды продуктов деления с выходом при делении ядерного топлива нейтронов $\sim 0,9\%$ и содержанием в ОЯТ при глубине выгорания 30–40 ГВт·сут/т на уровне 210–270 г/т [89]. Суммарное накопление ^{129}I в выгружаемом топливе к 2010 г. в мире оценивается в ~ 60 т [90, 91]. Длительная надежная изоляция ^{129}I в составе отвержденных радиоактивных отходов проблематична ввиду высоких миграционных характеристик йода в биосфере, обусловленных повышенной летучестью, сложным химическим поведением и многообразием растворимых в воде форм, а также низкими коэффициентами сорбции по сравнению с наиболее распространенными минералами и почвами [92–94]. Йод имеет очень специфичное воздействие на щитовидную железу, является одним из незаменимых биогенных элементов, его соединения играют важную роль в процессах обмена веществ, содержание в организме человека составляет ~ 25 г ($4 \cdot 10^{-5}\%$) [95]. По совокупности этих причин в настоящее время ^{129}I рассматривается в качестве одного из основных кандидатов на трансмутацию. Однако надо отметить, что в отличие от ^{99}Tc , дающего при трансмутации ценный платиноид рутений, трансмутация ^{129}I не имеет столь существенной коммерческой мотивации.

В отсутствие изотопного разделения йода после распада его короткоживущих изотопов в мишени кроме ^{129}I присутствует побочный стартовый стабильный нуклид ^{127}I , относительное содержание которого в основном составляет 15–20% [96, 97] в зависимости от предыстории ОЯТ. Схема трансмутации ^{129}I и ^{127}I (рис. 11) для реальных условий облучения может быть существенно упрощена, поскольку для нуклидов, имеющих конкурирующие

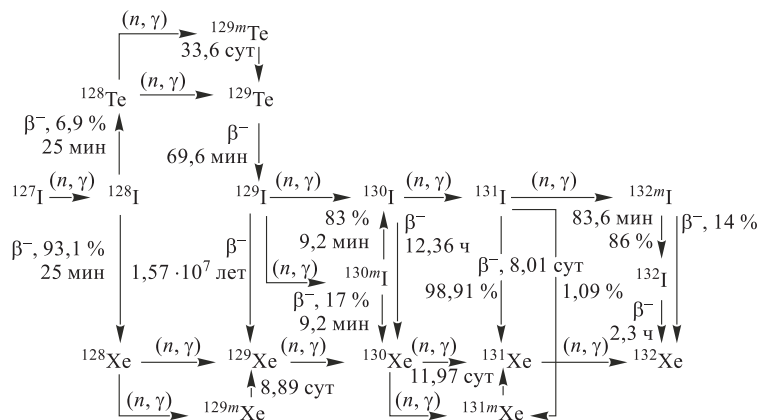


Рис. 11. Схема трансмутации ^{129}I и ^{127}I

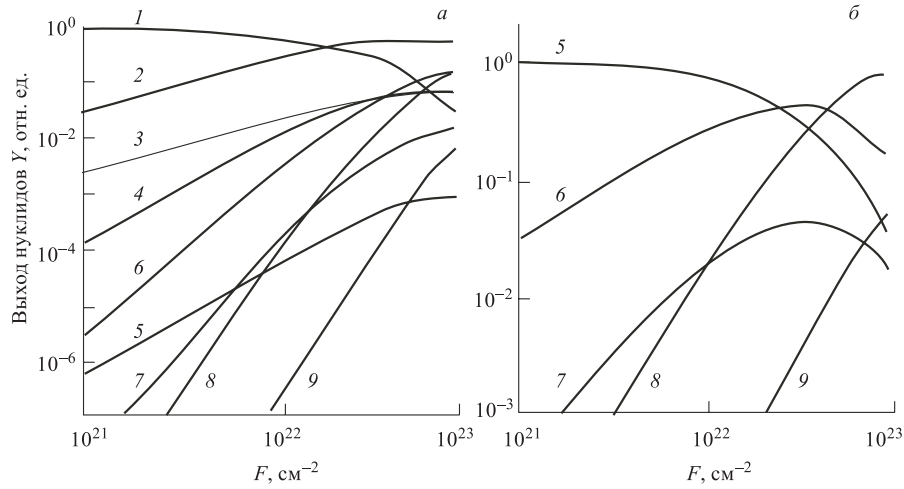


Рис. 12. Динамика трансмутации ^{127}I (а) и ^{129}I (б) в зависимости от флюенса тепловых нейтронов в спектре с жесткостью 0,2: 1 — ^{127}I ; 2 — ^{128}Xe ; 3 — ^{128}Te ; 4 — ^{129}Xe ; 5 — ^{129}I ; 6 — ^{130}Xe ; 7 — ^{131}Xe ; 8 — ^{132}Xe ; 9 — остальные нуклиды (^{133}Xe , $^{133-135}\text{Cs}$ и др.)

каналы перехода, вследствие маленьких сечений захвата с подавляющей вероятностью реализуется β -распад. Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами ^{129}I и ^{127}I составляют 27 и 6,2 б соответственно, системы их резонансов находятся в области от 50 эВ до 4 кэВ и дают резонансные интегралы 35 и 147 б [98]. На рис. 12 представлена динамика трансмутации при жесткости спектра $\gamma_0 \sim 0,2$.

Следует отметить, что при большом флюенсе нейтронов может нарабатываться долгоживущий опасный ^{135}Cs по распадной цепочке $^{132}\text{Xe}(n, \gamma) \rightarrow ^{133}\text{Xe}(\beta^-, 5, 25 \text{ сут}) \rightarrow ^{133}\text{Cs}(n, \gamma) \rightarrow ^{134}\text{Cs}(n, \gamma) \rightarrow ^{135}\text{Cs}$.

Повышение доли резонансных нейтронов в спектре позволяет сократить необходимую для регенерации мишеней радиохимическую мощность на 5–10%. Однако стремление к увеличению жесткости спектра для снижения концентрации ^{127}I в йодной мишени за счет меньшего выгорания ^{129}I по сравнению с ^{127}I ограничивается при высоком выгорании накоплением ^{131}Xe и ^{129}Xe (см. рис. 14), резонансные интегралы которых равны 900 и 250 б соответственно, что приводит к заметному повышению ценности нейтронов, но при этом скорость трансмутации ^{129}I почти не изменяется ввиду слабого перекрытия их резонансных пиков. Поэтому возникает вопрос о снижении доли паразитных реакций за счет удаления газообразных продуктов трансмутации по петлевому каналу в процессе облучения [99, 100].

Таким образом, для эффективной трансмутации надо разработать электроядерную установку со слаборезонансным спектром жесткостью $\gamma \sim 0,5$, что примерно соответствует верхней границе этого параметра для ВВЭР-440, 1000 [72]. Можно организовать трансмутацию ^{129}I в перепрофилированных быстрых реакторах после формирования нейтронного спектра с помощью различных замедлителей [97, 101, 102].

Трансураноиды (Pu) и минорные актиниды. В связи с мировыми тенденциями ядерного разоружения (СНВ-1, СНВ-2) и нераспространения ядерных технологий изготовления оружия в настоящее время остро стоит вопрос об утилизации накопленных до сих пор излишков оружейного плутония (100 т) и приблизительно 1000 т оружейного урана [103], находящихся на складах США и России. Основное внимание в настоящее время сфокусировано на изучении возможных эффективных путей трансмутации изотопов ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu , что обусловлено их весьма значимым вкладом в долгоживущую радиотоксичность (см. табл. 6), а ^{239}Pu заслуживает внимания и в плане нераспространения материалов, пригодных для производства ядерного оружия. Изотоп ^{242}Pu можно не рассматривать ввиду его распада в ^{238}U (природный изотоп) с периодом полураспада $3,76 \cdot 10^5$ лет, маленького сечения захвата (мизерное накопление актинидов с большими A) и большого сечения спонтанного деления. В каком-то смысле можно сказать, что конверсия основных изотопов плутония в ^{242}Pu — один из безопасных путей решения проблемы долгоживущей радиотоксичности. В настоящее время рассматриваются различные схемы трансмутации Pu, основные из которых [1, 3, 5, 26, 33] можно классифицировать по предлагаемому трансмутационному спектру нейтронов (быстрый или тепловой) и по типу горючего и конструкции трансмутатора (твердотельный или жидкосолевой).

Само отношение к плутонию двояко: одни считают, что плутоний, извлеченный из ОЯТ, является отходом и опасным материалом для подготовки ядерных боезарядов и его следует просто трансмутировать вместе с оружейным плутонием таким образом, чтобы исключить возможность использования в военных целях, не преследуя цель получения энергии, другие считают, что плутоний — очень ценное топливо и не стоит его просто так бездарно трансмутировать, а нужно использовать для энергетических нужд и создать предпосылки внедрения уран-плутониевого цикла [104].

Если рассматривать Pu в качестве отхода, то самая эффективная трансмутация происходит на эпитепловом спектре. По предварительным оценкам [105], после 30 циклов с набором флюенса $7,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ эффективность трансмутации достигает $\sim 99,5\%$ для ^{239}Pu , $\sim 98\%$ для ^{240}Pu , $\sim 94\%$ для ^{241}Pu , около 75% трансмутированного Pu переходит в продукты деления, остальные переходят в ^{242}Pu или младшие актиниды, хотя значительное количество последних затем тоже трансмутируется.

За исключением ^{240}Pu тепловой спектр тоже дает хорошие результаты. Самый худший результат получается при быстром спектре, близком к тому, который предложен в работе [1]. В этом случае эффективность трансмутации достигает 95 % для ^{239}Pu , 90 % для ^{241}Pu , ниже 80 % для ^{240}Pu , при том что необходимый флюенс в этом случае достигает $7,5 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$.

Если вопрос трансмутации рассматривать с энергетической точки зрения, то самая эффективная трансмутация происходит в тепловом спектре: в этом случае количество ^{239}Pu сокращается в 60 раз ($\sim 98,3\%$), общее количество делящихся изотопов плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu сокращается в 40 раз (97,5 %) при трансмутации в жидкосолевом реакторе в течение 5 лет при потоке $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [3]. Быстрый спектр в этом случае тоже проявляет малую эффективность, в частности, количество ^{239}Pu сокращается на 94,25 %, ^{240}Pu — на 70,99 %, ^{241}Pu — на 50,09 %, ^{242}Pu — на 55,70 % [106].

Наряду с плутонием весьма значимый вклад в долгоживущую радиотоксичность вносят младшие актиниды — ^{237}Np , $^{241,242m,243}\text{Am}$, ^{244}Cm (см. табл. 6). Трансмутация актинидов — это по большому счету их деление с предварительным захватом одного (^{244}Cm), двух (^{237}Np , ^{243}Am) или даже трех нейтронов (^{241}Am), так что эффективность трансмутации всех актинидов, т. е. замыкание топливного цикла по всем актинидам, зависит от баланса нейтронов при сжигании сырьевого материала или подпитки из внешнего источника. В табл. 10 представлены значения избытка нейтронов, т. е. разница между количеством нейтронов, полученных в результате сжигания рассматриваемого нуклида, и числом нейтронов, затраченных на его преобразование (со всем семейством возникающих при облучении дочерних актинидов) в продукты деления.

Таблица 10. Нейтронный выигрыш [26]

Тип реактора	PWR		FR	
Поток, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{14}	10^{15}	10^{15}	10^{16}
^{235}U	0,32	0,35	0,58	0,6
^{238}U	-0,37	-0,29	0,32	0,35
^{232}Th	-0,06	-0,06	0,09	0,09
^{239}Pu	0,42	0,53	1,16	1,21
^{242}Pu	-1,54	-0,98	-0,26	-0,41
^{241}Am	-1,37	-1,11	0,32	0,43
^{243}Am	-0,59	-0,58	0,30	0,70

Данные, представленные в табл. 10, демонстрируют преимущества быстрого спектра и высокий уровень производства дополнительных нейтронов при сжигании минорных актинидов в быстром спектре. В этом случае эффек-

тивность трансмутации минорных актинидов для ^{237}Np составляет 93,19 %, для ^{241}Am — 90,5 %, но параллельно с этим идет медленное накопление $^{242m,243}\text{Am}$ и $^{242-245}\text{Cm}$ [106, 107].

Однако надо заметить, что в тепловой электроядерной установке на расплавленных солях, работающей на тепловом спектре, эффективность трансмутации загруженных отходов составляет $\sim 93\%$ [3], а на быстром спектре при использовании технологии свинец–висмут — 81,91 % [106], но общая радиотоксичность актинидов сразу после облучения почти не изменяется ввиду производства ^{244}Cm .

Подводя общий итог, можно сделать следующие выводы об основных закономерностях превращения нуклидов при выжигании плутония и трансмутации актинидов:

- При длительном выжигании плутония происходит рост радиотоксичности, обусловленный накоплением ^{244}Cm , максимальное количество которого составляет $\sim 3\%$ исходного плутония, максимальная радиотоксичность в 18 раз превышает радиотоксичность оружейного плутония [108]. Эту проблему можно решать путем удаления из системы ^{244}Cm , период полураспада которого составляет 18,1 года, что позволяет, в принципе, организовать контролируемое хранение.

- При трансмутации актинидов также происходит возрастание радиотоксичности на начальном этапе облучения. Максимум достигается через 0,5–2 года облучения в тепловом или быстром спектре [108]. Радиотоксичность, которая как в тепловом, так и быстром спектре обусловлена в основном ^{238}Pu и ^{244}Cm , снижается до первоначального уровня за 2–3 года облучения. Темп спада радиотоксичности существенным образом зависит от величины плотности потока. При высоком потоке радиотоксичность, как функция флюенса, спадает медленнее за счет дополнительного образования ^{238}Pu и ^{244}Cm после облучения.

- Эффективное решение проблемы уничтожения долгоживущих радиотоксичных актинидов может быть достигнуто при их стационарной трансмутации в жидкотопливных электроядерных системах, поскольку в твердотопливных системах из-за потерь в процессе радиохимического производства и при изготовлении твэлов неизбежно дополнительное загрязнение актинидами из радиоактивных отходов [109]. При стационарной трансмутации с непрерывной подпиткой характеристики трансмутации примерно одинаковы для установок с тепловым и быстрым спектром нейтронов. Стационарная радиотоксичность в тепловом спектре обусловлена в одинаковой мере ^{238}Pu и ^{244}Cm , в быстром спектре доля ^{238}Pu существенно выше [108]. Однако следует заметить, что с точки зрения баланса нейтронов быстрый спектр более выгоден, поскольку относительная доля уничтожаемых актинидов в нем выше.

3. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ

Электроядерные установки являются представителями нового поколения ядерно-энергетических установок XXI в., в состав которых входят ускоритель, мишень, конвертирующая высокоэнергетические частицы в нейтроны (фотоядерные или глубокоэластичные реакции расщепления), подкритический реактор (бланкет), в котором происходят процессы размножения нейтронов за счет деления и трансмутации актинидов и долгоживущих продуктов деления, система теплосъема в бланкете и мишени и различные вспомогательные системы.

К подобным системам помимо основных задач и требований по обеспечению безопасности, эффективной трансмутации и нераспространению ядерного оружия предъявляются дополнительные требования, которые ограничивают возможные проектные решения [43, 110].

- Высокая стоимость ускорителя приводит к тому, что в одной установке должны трансмутироваться и актиниды, и долгоживущие продукты деления, нарабатываемые несколькими энергетическими реакторами типа PWR, поэтому мощность бланкета должна быть равна нескольким тысячам МВт.

- Требование разработки ЭЛЯУ с высоким потоком нейтронов ($10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) на тепловых нейтронах для обеспечения скорости трансмутации, значительно превышающей скорость образования радионуклидов в энергетических реакторах, приводит к отказу от однореакторных ЭЛЯУ ввиду серьезнейших научно-технических проблем сооружения ускорителей для этих систем с токами 30–100 мА. Надо еще отметить, что такие потоки могут быть обеспечены только при минимизировании количества конструкционных материалов и продуктов деления в бланкете, что приводит к выбору жидкотопливных систем, у которых в активной зоне практически отсутствуют конструкционные материалы и можно обеспечить «on-line» очистку топлива от продуктов деления [43, 33].

- Большая мощность установки и необходимость обеспечения в сравнительно небольшом объеме эффективной конверсии высокоэнергетических частиц в нейтроны означает, что в качестве мишени должен быть использован тяжелый жидкий металл или эвтектический сплав таких металлов.

- Безвозвратные потери долгоживущих радионуклидов в процессе трансмутации не должны превышать 0,1 % радиотоксичности радионуклидов, которыми подпитывается ЭЛЯУ. В этом плане существенным превосходством обладают жидкотопливные системы, в которых эти потери сведены к минимуму, и, что немаловажно, они позволяют добиться высокой удельной нагрузки на топливо, необходимой для обеспечения малой подкритичности.

Надо заметить, что стандартные однореакторные системы обладают очевидными недостатками в плане удовлетворения вышеуказанных требований

ввиду малой удельной мощности, больших токов пучков протонов и фиксированной жесткости спектра нейтронов.

Существенно более широкие перспективы открывает использование каскадных двухреакторных подкритических систем, состоящих из реактора-бустера на быстрых нейтронах, работающего в жестком нейтронном спектре, и реактора на тепловых нейтронах, производящего основную часть энергии, которые позволяют, в принципе, снизить ток протонов на порядок, а наличие и быстрой, и тепловой зоны дает возможность эффективно трансмутировать всю палитру ядерных отходов.

Надо заметить, что идея двухреакторных систем не нова [111–113]. Изначально предполагалось, что реализация системы этого типа предоставляет возможности существенно увеличить глубину выгорания делящихся веществ, достичь высокого уровня бридинга плутония, в несколько раз повысить достижимую в активной зоне плотность потока нейтронов благодаря большому разбавлению топлива в подкритической установке и обеспечить более высокий уровень безопасности [114]. Двухреакторные системы рассматриваются также в контексте аperiодических импульсных реакторов, в применении к которым они предоставляют возможности уменьшения длительности импульса излучения или увеличения объема доступных для экспериментов зон с высоким уровнем излучения, а также реализации мощных лазеров с ядерной накачкой [115–121]. Экспериментальные двухреакторные системы реализованы на практике [122–125].

Рассмотрим двухреакторные системы с помощью интегральных параметров, которые исчерпывающе характеризуют отдельные реакторы и связь между ними [112]. Отдельные реакторы связанной двухреакторной системы произвольно определяются тем, что указывается, из какого реактора испущен каждый нейтрон деления. В каждом из реакторов часть нейтронов испускается в результате актов деления, вызванных нейтронами, порожденными в других реакторах, являющихся источниками нейтронов деления. Каждый такой источник порождает источники следующего поколения в других реакторах. В общем случае связанная электроядерная система из N реакторов в матричном представлении описывается следующим уравнением:

$$\begin{pmatrix} k_{11}k_{12} \cdots k_{1N} \\ k_{21}k_{22} \cdots k_{2N} \\ \dots\dots\dots \\ k_{N1}k_{N2} \cdots k_{NN} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ S_N \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ S_N \end{pmatrix},$$

где k_{ij} — это вероятность того, что нейтрон деления в j -м реакторе создаст нейтрон деления следующего поколения в i -м реакторе:

$$k_{ij} = \frac{\int [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi(r, v) dr dv \int \chi(v') \varphi^+(r, v') [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi_j(r, v) dr dv dv'}{\int [\nu\sigma_f(r, v)]_j \varphi(r, v) dr dv \int \chi(v') \varphi^+(r, v') [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi(r, v) dr dv dv'}$$

где $\varphi(r, v)$ — нейтронный поток как функция пространственных координат и скорости; $\varphi^+(r, v)$ — функция, сопряженная с функцией нейтронного потока; $\nu\sigma_f(r, v)$ — произведение среднего числа нейтронов, испускаемых в одном акте деления, на макроскопическое сечение деления; $[\nu\sigma_f(r, v)]_i$ — часть произведения $\nu\sigma_f(r, v)$, относящаяся к i -му реактору; $\chi(v)$ — спектр деления.

$S_i = \sum_{j=1}^N S_{ij}$ — полная мощность источника нейтронов деления в i -м реакторе; S_{ij} — полная мощность источника тех нейтронов деления в i -м реакторе, которые образуются в результате процессов деления, вызванных нейтронами j -го реактора. Параметр k_{ij} при $i \neq j$ является мерой взаимосвязи реактора j с реактором i ,

$$S_{ij} = \frac{\int [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi(r, v) dr dv \int \chi(v') \varphi^+(r, v') [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi_j(r, v) dr dv dv'}{\int \chi(v') \varphi^+(r, v') [\nu\sigma_f(r, v)]_i \varphi(r, v) dr dv dv'}$$

причем в общем случае $k_{ij} \neq k_{ji}$. Следующее уравнение определяет коэффициент размножения нейтронов по всей некритической размножающей системе и дает условие критичности:

$$|k_{ij} - \delta_{ij}| = 0,$$

где δ_{ij} — дельта-функция Кронекера. В двухреакторных системах условие критичности принимает следующий вид:

$$k_{12}k_{21} = \Delta_1\Delta_2,$$

где $\Delta_i \equiv 1 - k_{ii}$.

Для двухреакторных систем общее число нейтронов как функция изначальных нейтронов N_0 [27] равно

$$n_1^{\text{общ}} = N_0 \frac{\Delta_2}{\Delta_1\Delta_2 - k_{21}k_{12}}, \quad n_2^{\text{общ}} = N_0 \frac{k_{21}}{\Delta_1\Delta_2 - k_{21}k_{12}},$$

а при подавленной обратной связи, т. е. при $k_{12} = 0$,

$$n_1^{\text{общ}} = \frac{N_0}{\Delta_1}, \quad n_2^{\text{общ}} = N_0 \frac{k_{21}}{\Delta_1\Delta_2}.$$

В частности, если принимать, что коэффициенты нейтронной связи k_{ij} ($i \neq j$) между не соседними реакторами равны нулю, и если для уменьшения числа возможных вариантов многореакторных систем предположить, что

все реакторы в отношении значений k_{ji} и k_{ij} однотипны, т. е. имеют одни и те же значения k_{ii} , $k_{i,j+1}$, $k_{i,j-1}$, то для трансмутационной эффективности системы, которая определяется как отношение суммарной мощности источника делительных нейтронов в многореакторной системе к мощности источника делительных нейтронов в однореакторной системе: $A = S/S^{(1)}$, $S^{(1)} = S_0^{(1)}/\Delta_1$, где $S_1^{(0)}$ — мощность источника нейтронов от ускорителя, то при условии равенства подкритичности и мощности ускорителя в том и другом случае [114]

$$A = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta k + k_{21} + \sqrt{k_{12}k_{21}}}{\Delta k + 2\sqrt{k_{12}k_{21}}} \text{ для двухреакторной системы} \\ \frac{\Delta k(\Delta k + 2\sqrt{2k_{12}k_{21}}) + k_{21}(\Delta k + k_{12} + k_{21} + \sqrt{2k_{12}k_{21}})}{(\Delta k + \sqrt{2k_{12}k_{21}})(\Delta k + 2\sqrt{2k_{12}k_{21}})} \\ \text{для трехреакторной системы} \\ \frac{\Delta k}{b_2} \left[\Delta k_1 \left(1 - \frac{2k_{12}k_{21}}{\Delta k_1^2} \right) \right] + k_{21} \left(1 - \frac{k_{12}k_{21}}{\Delta k_1^2} \right) + \frac{k_{21}^2}{\Delta k_1} + \frac{k_{21}^3}{\Delta k_1^2} \\ \text{для четырехреакторной системы} \end{array} \right\},$$

$$b_2 = \Delta k_1^2 - 3k_{12}k_{21} + (k_{12}k_{21}/\Delta k_1^2).$$

Этой же величине A равно отношение мощности ускорителя в одно- и многореакторной системах при равных других показателях.

В гипотетическом варианте идеальной односторонности нейтронной связи между секциями, т. е. в случае $k_{12} = 0$,

$$A = \left\{ \begin{array}{l} 1 + \frac{k_{21}}{\Delta k} \text{ для двухреакторной системы} \\ 1 + \frac{k_{21}}{\Delta k} + \left(\frac{k_{21}}{\Delta k} \right)^2 \text{ для трехреакторной системы} \\ 1 + \frac{k_{21}}{\Delta k} + \left(\frac{k_{21}}{\Delta k} \right)^2 + \left(\frac{k_{21}}{\Delta k} \right)^3 \text{ для четырехреакторной системы} \end{array} \right\}.$$

Результаты расчетов [114], представленные в табл. 11, 12 и на рис. 13, свидетельствуют о существенных преимуществах бланкета с многосекционной структурой при условии обеспечения односторонности нейтронной связи между секциями. Свойство односторонности нейтронной связи является определяющим фактором, без которого преимущества многосекционности бланкета сводятся на нет. Даже незначительное отличие k_{12} от нуля приводит к значительному понижению коэффициента A в сравнении с его предельными значениями, приведенными в табл. 12.

Положительный эффект, обусловленный фактором многосекционности бланкета, значительно возрастает с увеличением числа секций и уменьшением

подкритичности, что в полной мере реализуется лишь при большом перепаде коэффициентов связи k_{12} и k_{21} .

Кинетическое поведение многосекционной связанной системы описывается следующими уравнениями [124]:

$$l_{jk} \frac{dS_{jk}}{dt} = k_{jk}(1 - \beta) \sum_{m=1}^N S_{km} - S_{jk} + k_{jk} \sum_{i=1}^D \lambda_i C_{ki},$$

$$\frac{dC_{ki}}{dt} = \beta_i \sum_{m=1}^N S_{km} - \lambda_i C_{ki},$$

Таблица 11. Коэффициент A в многосекционных бланкетах при $k_{12} = 0$, $k_{21} = 0,5$ в зависимости от подкритичности бланкета

Δk	Число секций		
	1	2	3
0,01	51	2551	$1,28 \cdot 10^5$
0,03	17,7	295	$4,92 \cdot 10^3$
0,05	11,0	111	1111
0,10	6,0	31,0	156
0,20	3,5	9,75	25,375

где β — полный выход запаздывающих нейтронов; β_i и λ_i — соответственно выход запаздывающих нейтронов и постоянная распада i -го предшественника запаздывающих нейтронов; D — число предшественников запаздывающих нейтронов; C_{ki} — соответствующим образом усредненная концентрация излучателей запаздывающих нейтронов i -го типа в k -м реакторе.

Для двухреакторных систем уравнение кинетики при условии пренебрежения обратной связью по реактивности, а также учете отличия в значениях ν в разных секциях и отсутствия перекрестных групп отраженных нейтронов вследствие экранирования внутренней активной зоны можно записать в виде [115, 126]

$$\nu_1 \tau_1 \frac{dn_1}{dt} = \nu_1 [k_1(1 - \beta^{(1)}) - 1] n_1 + \nu_2 k_{12}(1 - \beta^{(2)}) n_2 [t - (\tau_{12} - \tau_1)] +$$

$$+ k_1 \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} + k_{12} \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + S_1(t),$$

$$\nu_2 \tau_2 \frac{dn_2}{dt} = \nu_2 [k_2(1 - \beta^{(2)}) - 1] n_2 + \nu_1 k_{21}(1 - \beta^{(1)}) n_1 [t - (\tau_{21} - \tau_2)] +$$

$$+ k_2 \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} + k_{21} \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + S_2(t),$$

$$\frac{dC_i^{(1)}}{dt} = \nu_1 \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)}, \quad \frac{dC_i^{(2)}}{dt} = \nu_2 \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)},$$

$$i = 1, 2, \dots, l_j; \quad j = 1, 2,$$

Таблица 12. Коэффициент A , подкритичность одной секции Δk_1 и источников делительных нейтронов в секциях трехсекционного бланкета в зависимости от k_{12} при $k_{21} = 0,5$, $\Delta k = 0,05$

k_{12}	A	Δk_1	S_1/S_0	S_2/S_0	S_3/S_0
0,3	1,10	0,598	6,05	8,73	7,30
0,1	2,07	0,366	6,73	14,7	20,0
0,05	3,21	0,274	7,33	20,1	36,8
0,03	4,48	0,223	7,87	25,2	56,5
0,01	9,13	0,150	9,33	40,0	133
0,005	14,0	0,121	10,4	52,2	216
0,003	18,7	0,105	11,3	62,7	299
0,001	32,1	0,0816	13,3	88,3	541
$3 \cdot 10^{-4}$	50,6	0,0673	15,4	118	877
10^{-4}	67,5	0,0600	16,9	143	1190
10^{-5}	93,3	0,0532	18,8	178	1670
10^{-6}	105	0,0510	19,6	192	1885
10^{-7}	109	0,0503	19,9	198	1963
0	111	0,0500	20,0	200	2000

где n_j , $C_i^{(j)}$ — интенсивность деления и число источников запаздывающих нейтронов группы i в j -й секции системы связанных реакторов в момент времени t ; k_j , τ_j — коэффициент размножения (с учетом запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов в j -й секции при отсутствии другой секции; τ_{jk} — среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в секции k и вызвавшего деление в секции j ; λ_i , $\beta_i^{(j)}$ и $\beta^{(j)} = \sum_{i=1}^{l_j} \beta_i^{(j)}$ — параметры запаздывающих нейтронов (натуральных и отраженных от стен реакторного помещения); l_j — число групп запаздывающих нейтронов в секции j ; ν_j — число нейтронов, возникающих в одном акте деления в секции j ; S_j — внешний источник нейтронов в секции j ; сдвиг аргумента $(\tau_{jk} - \tau_j)$ — время от рождения нейтрона в секции k до при-

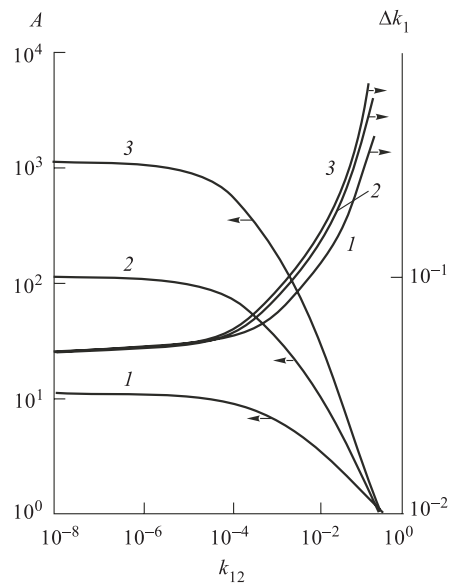


Рис. 13. Коэффициент A и подкритичность одной секции Δk_1 в зависимости от k_{12} при $k_{21} = 0,5$ и подкритичности бланкета $\Delta k = 0,05$ в двух- (1), трех- (2), четырехсекционном (3) бланкете

лета этого нейтрона в секцию j (имеются в виду нейтроны, вызывающие деления в секции j).

В настоящее время относительно трансмутационной проблематики рассматриваются два основных варианта: пороговые системы с нептуниевым бустером и непороговые системы.

Пороговые системы [114, 127, 128]. Отличительные особенности пороговых каскадных систем продемонстрированы на примере представленной на рис. 14 реакторной системы с двумя активными зонами, разделенными слоем вещества с большим атомным весом, например слоем вольфрама или молибдена (в некоторых конфигурациях в качестве промежуточного слоя рассматриваются замедлители из тяжелой воды, бериллия, полиэтилена).

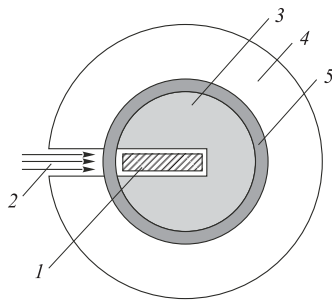


Рис. 14. Вариант реализации двухсекционного бланкета: 1, 2 — мишень и пучок протонов от ускорителя соответственно; 3 — внутренняя секция с ^{237}Np и/или с другим пороговым веществом в качестве делящегося материала; 4 — внешняя секция бланкета с ^{235}U и другими непороговыми и пороговыми радионуклидами; 5 — слой замедлителя

В бустерном реакторе в качестве материала используется пороговое делящееся вещество типа ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{234}U и т.п., а в основном тепловом реакторе — обычное (непороговое) делящееся вещество ($^{235,233}\text{U}$, $^{241,239}\text{Pu}$).

Выбор вышеуказанных пороговых делящихся веществ базируется на возможности создания критических конфигураций с относительно небольшими размерами и массой и достижения глубоких перепадов в коэффициентах нейтронной связи между двумя активными зонами [129–132]. Использование инертного материала с большим атомным весом, например вольфрама или молибдена, в качестве среды, разделяющей бустер с основным реактором, обусловлено большой замедляющей способностью этого материала в области высоких энергий нейтронов [133], незначительной замедляющей способностью в области низких энергий и относительно малым сечением захвата нейтронов. Этот слой в результате неупругого рассеяния эффективно сбрасывает энергию нейтронов ниже порога деления в названных пороговых делящихся веществах (0,4–0,7 МэВ) [134]. После прохождения слоя инертного материала подавляющая часть нейтронов уже не способна вызывать деление в бустере с пороговым делящимся веществом и вследствие этого выпадает из процесса ядерной цепной реакции в этой секции. Однако эффективность нейтронов, прошедших слой в противоположном направлении и также поте-

рвавших значительную часть энергии, не снижается по отношению к цепной реакции в основном реакторе из непорогового делящегося вещества.

Надо отметить, что во многих отношениях выгодны компактные конфигурации с внутренним расположением бустера из порогового делящегося вещества, в которых достигается, в частности, полное использование нейтронов бустера и дополнительное проявление вентильных свойств промежуточного слоя, связанных с чисто геометрическими факторами переноса нейтронов в средах.

Данные, полученные в работе [127], подтверждают предсказываемые на основе теоретического анализа свойства двухсекционных бланкетов с вентильной нейтронной связью между секциями и высокую эффективность ^{237}Np в качестве средства обеспечения глубокой вентильности связи. Опорной системой для расчетов служит бланкет для электроядерного устройства в проекте ABC Лос-Аламосской научной лаборатории [135]. Эти данные свидетельствуют о возможности значительного снижения требований к мощности ускорителя за счет использования двухреакторной концепции с нептуниевым вентилем. При полной подкритичности на уровне 5% переход к каскадной схеме позволяет в 10 раз снизить мощность ускорителя.

Однако применение трансмутационных ЭЛЯУ, включающих зоны из ^{237}Np с большими мощностями, осложнено ядерными превращениями, нарушающими требование пороговости топливного материала, и скачком $k_{\text{эф}}$ от 0,95 до 1,01 при потере слоя замедлителя [136]. К этому надо добавить, что мировые резервы ^{237}Np весьма ограничены.

Непороговые системы. Эти системы можно разделить на две группы: системы с использованием жидкотопливных технологий [33, 43, 137–140] и твердотвальные системы [43, 141, 142].

Из твердотвальных систем в основном рассматриваются реакторные системы с использованием тяжеловодной технологии CANDU [43, 141]. Рассматриваются и системы с привлечением бланкета обычных реакторов PWR [142].

В каскадной системе [141], в которой представлена одна из характерных твердотвальных систем, во внутренней бустерной части с быстрым спектром в качестве мишени и теплоносителя используется свинцово-висмутовая эвтектика с естественной циркуляцией. Основной тепловой блок представляет собой канально-корпусную конструкцию, основанную на технологии CANDU с использованием тяжелой воды в качестве теплоносителя и замедлителя. Односторонняя связь обеспечивается стенкой из нержавеющей стали, которая служит отражателем быстрых нейтронов, и внутренним отражателем из тяжелой воды. В обе секции загружается топливо из смеси оксидов Pu и Th. ^{99}Tc , растворенный в тяжелой воде, используется в качестве компенсатора реактивности для поддержания постоянной подкритичности. Каскадная структура бланкета позволяет обеспечить общий коэффициент размножения нейтронов $k_{\text{эф}} = 0,99$ (при $k_{\text{эф}} = 0,95$ для тепловой секции) и ток прото-

нов 10 мА при общей тепловой мощности ЭЛЯУ 2300 МВт. При глубине выгорания для быстрой секции 70 ГВт·сут/т, для тепловой — 35 ГВт·сут/т система дает возможность обеспечить 6-летнюю работу на полной мощности без перезагрузки, что позволяет трансмутировать почти 90% изначального ^{239}Pu . Таким образом, есть возможность трансмутировать 25 т оружейного Pu в течение 30 лет работы, вовлечь в топливный цикл 10 т Th с накоплением 6 т ^{233}U , из которых 4 т используется для производства энергии. Может быть трансмутировано 2–3 т Am, если его использовать в качестве выгорающего поглотителя в тепловой секции.

Однако надо заметить, что использование реакторов с твердым горючим, таких как PWR и CANDU, для трансмутационных целей связано с некоторыми серьезными проблемами [34, 35, 143–145]:

- затруднена загрузка долгоживущих отходов и удаление стабильных и короткоживущих продуктов деления;
- ограничена глубина выгорания, связанная с радиационным повреждением твэлов;
- концентрация актинидов в топливных матрицах ограничена вариациями линейной мощности и взаимодействиями горючего с конструкционными материалами;
- требуется модификация активной зоны, связанная с изменяющимся составом горючего;
- большой запас реактивности;
- остаточное энерговыделение;
- отравление продуктами деления.

В этом плане более перспективной является подкритическая система, содержащая в качестве основного блока жидкосолевого реактор, трансмутационные преимущества которого базируются на возможности применять в режиме «on-line» газофторидную технологию переработки горючего с низкими ценами и наименьшим выходом отходов [146–152] и способности использовать любую нуклидную композицию — $^{233,235}\text{U}$, Pu и младших актинидов без особых модификаций активной зоны [153, 154].

Надо отметить, что использование гомогенной смеси солей обусловлено еще и следующими преимуществами [5, 33, 34, 143–145, 155, 156], важными с точки зрения внутренне присущей безопасности и эффективной трансмутации:

- малая избыточная реактивность и мощность остаточного тепловыделения благодаря практическому отсутствию отравления и «on-line» регенерации и перезагрузке;
- жидкое топливо на основе фторидов одновременно выполняет функцию теплоносителя, что основательным образом снимает проблемы с потерей теплоносителя;

- внешнее охлаждение и жидкое состояние горючего позволяют с максимальной эффективностью оптимизировать конструкцию активной зоны;
- отсутствие экзоэнергетических реакций между горючим, конструкционными материалами, промежуточным теплоносителем и воздухом;
- радиационная стойкость расплавленных солей на 5 порядков выше, чем у воды, а радиационные повреждения топлива, характерные для твердотвельных систем, исключаются, поскольку понятие термических напряжений в жидкости лишено смысла;
- расплавленные соли имеют низкие давления паров при высоких температурах, сокращая необходимость в толстостенных трубах и корпусах;
- жидкое горючее может перемещаться через насосы и трубы, устраняя необходимость в сложных механизмах оперирования горючим;
- отработанное горючее не требует подготовки для переработки, которая осуществляется в режиме «on-line»;
- бридинг на топливном цикле U-Th;
- отрицательный температурный коэффициент реактивности (около $-8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$) благодаря тепловому расширению жидкого топлива, чем обусловлены высокая устойчивость и саморегулирование;
- тепло от топлива к теплоносителю промежуточного контура передается вне активной зоны, и разрушение поверхности раздела между топливом и теплоносителем не приводит к серьезным нарушениям режима работы активной зоны и изменению реактивности;
- актиниды и большая часть продуктов деления образуют химические соединения, растворимые в топливной соли, и в случае аварии с разрушением активной зоны остаются в топливе, что облегчает локализацию радиоактивных продуктов. Благородные металлы (Ru, Te, Nb) в процессе работ реактора выводятся из топливной соли. Относительный выход этих радионуклидов при аварии составляет 0,1–3,4 % накопленной активности к моменту аварии. Изотопы Zr, Cs, Sr, Ba, La и Ce почти полностью остаются в топливной соли, их относительный выход составляет 0,05–2,5 %. Благородные газы фактически полностью выводятся из топливной соли в процессе работы до момента аварии;
- низкая концентрация ($\sim 1\text{--}5$ мол. доли, %) молекул MF_n (M — атомы U, Pu, Np, Am, Cm; $n = 3, 4$) в топливной композиции и большой недогрев до температуры насыщения (запас более 600°C) обуславливают значительную емкость теплового резервуара активной зоны и замедленное протекание переходных процессов, что важно в случае аварии в системе охлаждения;
- теплофизические характеристики жидкого топлива позволяют организовать эффективный теплоотвод с помощью естественной циркуляции при аварийных и даже номинальных режимах работы реактора;
- при аварийной или штатной остановке под действием гравитации жидкое топливо сливается в дренажные баки, где гарантирована подкритичность

и пассивный отвод остаточного тепловыделения. Такой способ остановки реактора исключает химическое и другие нежелательные взаимодействия компонентов в активной зоне при аварийных ситуациях.

Надо заметить, что в отличие от твердотопливных систем, для которых запас подкритичности должен быть не менее запаса реактивности на один интервал работы между перегрузками ($1 - k_{эф} \geq 15\beta$), для жидкосолевых систем можно вполне ограничиться требованием $k_{эф} < 0,98$, так как в таких системах за короткое время реактивность не может случайным образом увеличиться более чем на 0,5% [137, 157].

В выбранной схеме [33, 137–139] двухреакторная система представляет собой два коаксиальных цилиндрических реактора с жидкой топливной фторидной солью типа $53\text{NaF}-41\text{ZrF}_4-(4-6)\text{MF}_4$ (в бустере) и $69^7\text{LiF}-28\text{BeF}_2-(3-5)\text{MF}_3$ (в тепловой секции), вставленные один в другой. Пучок заряженных частиц входит в бустер с высокоэнергетическим спектром нейтронов, в солевой компоненте которого растворены делящиеся ядра с большими концентрациями, чтобы обеспечить высокое значение k_{21} , и ядра поглотителя резонансных и тепловых нейтронов — GdF_4 , SmF_4 , сечения поглощения нейтронов которых в данной области очень велики ($\sigma_{n,\gamma} \sim 10^4$ б) и быстро спадают с ростом энергии нейтронов. Таким образом, нейтроны бустера фактически не поглощаются этими ядрами, а нейтроны, попадающие из тепловой зоны в бустер, поглощаются, тем самым обеспечивая подавленную обратную нейтронную связь. Однако, как показано в работах [158, 159], добавление вышеуказанных поглотителей в бустер является неэффективным способом подавления обратной нейтронной связи k_{12} .

Внутренняя безопасность гарантируется двумя способами: 1) поглотитель не выпадает в осадок в условиях работы реактора; 2) при разрушении стенки, разделяющей секции системы, общая система становится еще более подкритичной.

Для быстрой активной зоны рассматривается топливная соль с составом тяжелых элементов, близким к составу оружейного плутония. Состав тяжелых элементов в тепловой зоне в загружаемом топливе после выхода в равновесный режим работы приведен в табл. 13.

Представленная система сжигает в течение года 430–440 кг тяжелых радионуклидов, включая ^{239}Pu .

В работах [160, 161] рассматривается вариант каскадной подкритической системы, управляемой электронным ускорителем с последующим конвертированием электронов в γ -кванты и затем, за счет реакции (γ, n) , — в нейтроны. Такой выбор мотивируется относительно маленькими размерами и, соответственно, низкой ценой и техническими трудностями, связанными с обеспечением высокого значения тока в протонном ускорителе. Однако надо заметить, что это приводит к существенному увеличению энергетической ценности нейтронов.

Таблица 13. Состав тяжелых элементов в загружаемом топливе (1) и топливе в равновесном режиме (2)

Состав	Pu					Np	Am			Cm			
	238	239	240	241	242	237	241	242	243	242	243	244	245
1	22,6	23,2	6,9	9,7	13,1	0,66	1,24	—	7,48	—	0,022	13,6	1,44
2	21,8	21,8	10,3	5,6	18,9	0,53	3,79	0,126	0,32	0,08	—	9,5	1,21

Общий вид каскадной подкритической электроядерной системы, рассмотренной в работах [34, 43], показан на рис. 15. Она включает в себя основной энергетический тепловой реактор на расплавленных солях и промежуточный реактор-бустер на быстрых нейтронах с теплоносителем на основе эвтектического сплава свинец–висмут (44,5–55,5 масс. %). Конструктивно этот реактор является внешним по отношению к бустерному и отделен от него термомеханической изолирующей зоной, так как режимы работы быстрой и тепловой зон различаются композицией, давлением и температурой рабочей среды, и кадмиевым экраном-вентилем для исключения проникновения тепловых нейтронов в активную зону бустера [34, 43].

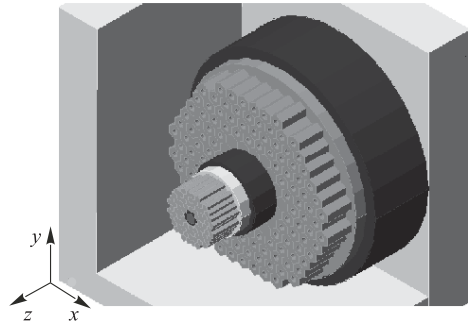


Рис. 15. Общий вид подкритической электроядерной системы

Мишень из свинцово-висмутовой эвтектики (44,5–55,5 масс. %), расположенная в центре бустера, облучается протонным пучком и генерирует нейтроны, рождающиеся в высокоэнергетических реакциях расщепления, испарения и деления образующихся при этом высоковозбужденных ядер. Эти нейтроны попадают в окружающую мишень активную зону бустера, состоящую из гексагональных ТВС БН-350 с длиной, равной высоте активной зоны теплового блока. Диаметры оболочек твэлов сохранены такими же, как в БН-350. Это позволяет существенно увеличить «утечку» нейтронов из быстрой зоны в тепловую за счет увеличения эффективной площади «излучения» нейтронов и упрощает конструкцию системы, так как высота обеих зон (тепловой и быстрой) оказывается одинаковой.

Заметим, что каскадное умножение при одинаковой подавленной обратной связи существенным образом зависит от k_{∞} бустера [27, 43]. В частности, k_{21} можно оценить по следующей формуле: $k_{21} = 1 - k_{эф}/k_{\infty}$. Однако

системы и с нептуниевым бустером, и с бустером на расплавленных солях имеют ограничение на величину k_{∞} . В частности, верхний предел утечки нейтронов из нептуниевой мишени примерно в два раза меньше, чем из урановой, поскольку k_{∞} для зоны с $^{237}\text{NpO}_2$ составляет примерно 1,2, в то время как для урановой зоны находится на уровне 1,5 [162], а в бустере на жидких солях есть ограничение на растворимость в них делящихся веществ. Поэтому в [34, 43] рассмотрена система, включающая в себя бустер с ТВС БН-350, что обеспечивает максимальное значение k_{∞} и, следовательно, высокие выходные характеристики. Надо заметить, что в рассмотренных в работах [136, 162] случаях опасность разгона этой системы в результате несрабатывания кадмиевого вентиля из-за разрушения тепломеханической изолирующей зоны с твердым кадмиевым слоем и, следовательно, надкритичности ($k_{\text{эф}} > 1$) исключается, если в системе кадмий поддерживается не в твердом состоянии, а в виде жидкого слоя внутри изолирующей зоны [163]. В этом случае при разрушении вентиля жидкий кадмий выливается в систему, в результате чего она становится еще более подкритичной. Таким образом, двухреакторные системы с бустером на обогащенном уране с жидкокадмиевым вентилем обладают свойством гарантированной подкритичности.

Для предотвращения проникновения в активную зону бустера радиоактивных ядер-фрагментов, образующихся при взаимодействии первичного протонного пучка с мишенью, предусмотрена стальная прослойка толщиной 1 мм.

Целесообразность выбора свинцово-висмутовой эвтектики для использования в качестве теплоносителя базируется на ее физико-химических и термодинамических особенностях, обсужденных ранее, и следующих преимуществах при использовании в качестве эффективной мишени [43]:

- Возможность облучения мишени протонным пучком при высоких энергиях. В случае применения компактных твердых мишеней максимальная мощность пучка ограничена способностью охлаждения мишени. В жидких металлических мишенях среда циркулирует через внешние теплообменники, исключая тем самым необходимость охлаждения рабочего объема мишени.

- Высокая эффективность конверсии протонного пучка в нейтроны благодаря большому атомному номеру, большой плотности и низкому сечению поглощения нейтронов. Большое значение Z обеспечивает более жесткий спектр, что способствует эффективной трансмутации актинидов в быстрой зоне.

- В отличие от твердых мишеней только корпус мишени, содержащей свинцово-висмутовую эвтектику, и окно мишени, отделяющее вакуумный объем ускорителя от контейнера с эвтектикой, имеют ограничение срока эксплуатации, обусловленное индуцированной радиоактивностью. Однако, как показано в работе [164], принципиально возможно создание контура жидкометаллической мишени реакторов, управляемых ускорителями, без установки заглушки на входном патрубке подвода частиц от ускорителя в мишень, охла-

ждаемой теплоносителем, т. е. без так называемого окна, с помощью закрутки потока теплоносителя в мишени.

• Радиационная стойкость.

В качестве топлива и теплоносителя в тепловой зоне предполагается использовать гомогенную смесь расплавленных солей фторидов лития, бериллия, тория, циркония и урана ${}^7\text{LiF}-\text{BeF}_2-\text{ThF}_4-\text{ZrF}_4-\text{UF}_4$. Применение чистого изотопа ${}^7\text{Li}$ обусловлено малым сечением поглощения нейтронов, а добавка ZrF_4 в молярном соотношении $\text{Zr}/\text{U} = 5$ обусловлена тем, что она предотвращает окисление урана (последний растворяется с трудом) [165, 166].

Предлагаемая система обеспечивает безопасные режимы работы ($k_{\text{эф}} = 0,94-0,98$), способна эффективно трансмутировать ядерные отходы и на порядок снижает требования на ток ускорителя [34]. К этому надо добавить, что в отличие от других двухреакторных систем [33, 127], для которых мощность деления в быстрой зоне на три порядка превышает соответствующую величину в тепловой зоне, что имеет следствием большие энергонапряжения, в рассматриваемых системах это соотношение изменяется в пределах от одного до двух порядков в зависимости от $k_{\text{эф}}$ (см. рис. 16). Уменьшение доли быстрой бустерной зоны в мощности деления при росте $k_{\text{эф}}$ объясняется тем, что количество нейтронов в тепловой зоне $n_t \sim (k/\Delta k)^2$, в то время как в быстрой зоне $n_f \sim (k/\Delta k)$.

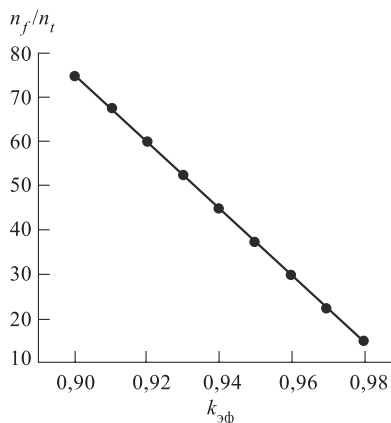


Рис. 16. Отношение плотностей деления в быстрой и тепловой зоне в системе на основе MSBR-1000 в зависимости от $k_{\text{эф}}$

Еще одним преимуществом этой системы является относительно большой размер бустера по сравнению с остальными системами. Несмотря на то, что это в некоторой степени снижает утечку нейтронов из бустера, т. е. величину k_{21} , такой подход позволяет организовать эффективную трансмутацию, т. е. трансмутировать существенное количество актинидов, за счет относительно высокого уровня выделяемой мощности.

В работе [167] рассмотрен вариант каскадной системы с использованием тяжелой соли ${}^{34}\text{NaF}-{}^{66}\text{PbF}_2$ с плутониевым, нептуниевым, плутоний-ториевым трансмутационными циклами с хорошими выходными характеристиками, имеющей мощность 2 ГВт(т). Однако существенным недостатком представленной системы является высокая температура плавления соли — 498 °С.

Заметим, что в традиционной компоновке электроядерных систем первичная мишень, производящая нейтроны, размещается в центре вертикального или горизонтального blankets. В конструктивной схеме секционированного blankets, предложенной в [168, 169], две мишени, производящие нейтроны, равномерно располагаются по объему внешней кольцевой размножающей секции blankets цилиндрической формы (см. рис. 17). В каждой секции вентили пропускают нейтроны по направлению от периферийной секции к центру blankets, что позволяет достичь плотности потока нейтронов до $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в объеме и снизить ток ускорителя на порядок. Для разводки пучка протонов по мишеням между горизонтально расположенным ускорителем протонов и вертикальным blankets вводится дипольный триплет.

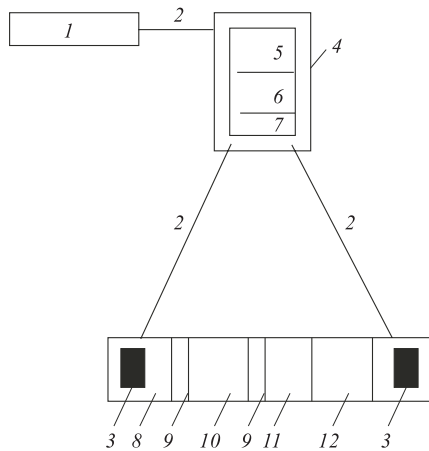


Рис. 17. Принципиальная схема электроядерной установки с наружным расположением нейтронопроизводящих мишеней: 1 — ускоритель; 2 — канал транспортировки пучка; 3 — нейтронопроизводящие мишени в наружной секции blankets; 4 — триплет; 5, 6, 7 — первый, второй, третий диполь соответственно; 8, 10, 11 — размножающие секции blankets; 9 — нейтронный вентиль; 12 — облучательный объем

В результате изучения свойств каскадных подкритических систем можно констатировать их следующие основные свойства [43, 170]:

- Наиболее перспективными в плане обеспечения высоких выходных характеристик и безопасности функционирования являются системы с использованием бустера из обогащенного урана (20%), который обеспечивает максимальное k_{∞} , следовательно, максимальное k_{21} , и жидкокадмиевого вентилля, который обеспечивает минимальное значение k_{12} , т. е. с наибольшей эффективностью предотвращает попадание тепловых нейтронов в быстрый бустер.

- Рассматриваемые системы, функционируя в безопасном режиме ($k_{эф} = 0,94-0,98$), обладают существенно большими мощностями во всем диапазоне $k_{эф}$ по сравнению с аналогичными системами без промежуточного быстрого реактора-бустера и в то же время при имеющемся в них потоке нейтронов $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ могут эффективно трансмутировать ядерные отходы при технически доступном сегодня уровне ускорительной техники. В частности, при $k_{эф} = 0,98$ максимальная мощность системы на основе жидкосолевого

реактора MSBR-1000 составляет 1250 МВт [43], что в несколько раз превышает аналогичные характеристики стандартных однореакторных систем.

- Существенно большие коэффициенты усиления энергии во всем диапазоне $k_{эф}$ по сравнению с аналогичными однореакторными системами без бустера и, соответственно, существенно меньшие токи ускорителя. В частности, для системы на основе MSBR-1000 при $k_{эф} = 0,98$ коэффициент усиления $G = 415$, а необходимый ток протонов всего лишь 2,9 мА. Такие параметры достижимы при современном уровне развития ускорительной техники [171–173].

- Независимость коэффициента усиления мощности G от энергии ускорителя в области 1–2,5 ГэВ обусловлена ростом энергии, идущей на возбуждение ядра, и ростом сечений неупругих реакций без образования нейтронов. Уменьшение коэффициента усиления энергии при переходе к области низких энергий объясняется резким возрастанием ионизационных потерь первичных протонов, что для большинства протонов приводит к уменьшению их энергии (ниже кулоновского барьера) и, следовательно, невозможности участия в неупругих ядерных реакциях. Однако надо заметить, что, как и в стандартных однореакторных системах [174–176], переход от энергии $E = 1$ ГэВ к $E = 500$ МэВ приводит к уменьшению коэффициента усиления G всего лишь примерно на 7%. Этот факт может иметь существенное значение при выборе энергии пучка протонов ввиду значительного ($\sim E^2$) уменьшения стоимости ускорительного блока.

- Соотношение $G(E_2)/G(E_1)$, где E — энергия протонного пучка, не зависит от системы и от $k_{эф}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате обзора работ по реализации подкритических электроядерных установок для трансмутации радиоактивных отходов можно констатировать следующее.

Рассмотренные системы, в принципе, позволяют:

- повысить уровень безопасности с акцентированием на внутренне присущей (естественной) безопасности;
- сократить выход долгоживущих радиотоксичных отходов и снизить их радиационную опасность посредством эффективной трансмутации наиболее долгоживущих актинидов и продуктов деления в реакторе;
- поставить высокие барьеры на пути распространения технологий и материалов, пригодных для создания ядерного оружия;
- более эффективно использовать широко доступное природное горючее, не вовлекая изотопную сепарацию, в частности вовлечь в топливный цикл торий;

- повысить экономическую конкурентоспособность за счет существенного упрощения топливного цикла, расширения топливной базы и повышения рабочих температур в реакторе по сравнению с технологиями, функционирующими в настоящее время.

Комплексное решение этих проблем позволит заложить основу для формирования положительного общественного климата доверия по отношению к ядерным технологиям.

Особенно эффективно эти проблемы можно решить в случае двухреакторных систем с использованием жидкосолевых технологий с бустером из обогащенного урана (20 %), которые обладают существенно большими предельными мощностями во всем диапазоне $k_{эф}$ по сравнению с аналогичными системами без промежуточного быстрого реактора-бустера и в то же время, при имеющемся в них потоке тепловых нейтронов и наличии и быстрой, и тепловой зон, могут эффективно трансмутировать всю палитру ядерных отходов, снижая требования на величину тока протонов в пучке примерно на порядок.

Однако для полномасштабной реализации электроядерных установок требуется проведение комплексных экспериментов, научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, в частности, для обеспечения полной интегрируемости системы ускоритель-реактор, полномасштабного внедрения жидкосолевых и свинцово-висмутовых технологий, расширения и верификации базы данных, особенно для сечения взаимодействий актинидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubbia C.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 35.
2. Sources and Effects of Ionizing Radiation. UNSCEAR 1993. Report to the General Assembly, with Scientific Annexes. N. Y., 1993.
3. *Bowman C.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
4. Белая книга ядерной энергетики / Под общ. ред. Е. О. Адамова. М.: НИКИЭТ, 1998.
5. *Veneri F., Williamson M.A., Ning L.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 759.
6. *Orlov V.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 125.
7. *Громов Б. Ф. и др.* // АЭ. 1996. Т. 81, вып. 5. С. 340–347.
8. Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, USA, Nov. 12–15, 2001.
9. Proc. of the 10th Intern. Conf. on Emerging Nuclear Systems, Petten, Sept. 28, 2000.
10. *Lewis W.* Report AECL-968. 1952.
11. AEC Research and Development Report, Facilities for Electronuclear (MTA) Program. Report LWS-24736. 1953.

12. Gibson W. A. *et al.* ORNL-3940. Electronuclear Division, Annual Progress Report. 1965. P. 110.
13. Bartholomew G. A. *et al.* Report AECL-2600. 1966.
14. Van Atta C. M., Lee J. D., Heckrotte W. Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-52144. 1976.
15. ABACS Study Group — Oak Ridge National Laboratory. Report ORNL-TM-5750. 1977.
16. Баращенко В. С. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 79. С. 781.
17. Burns T. J., Bartine D. E., Renier J. P. Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-6828. 1979.
18. Fraser J. S. *et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1988. V. 99. P. 41.
19. Carminati F. *et al.* Report CERN-AT-93-47(ET). 1993.
20. Bowman C. D. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 320. P. 336.
21. Furukawa K. *et al.* // Japan-US Seminar on Thorium Fuel Reactors, Naora, Japan, Oct. 1982.
22. Лопаткин А. В. и др. // АЭ. 2000. Т. 89, вып. 4. С. 308.
23. Bell C. // Proc. of the 1st Intern. Conf. on ADTT'A, Las Vegas, USA, 1994. P. 167.
24. Arthur E. *et al.* LANL Report LA-12949-MS. 1995.
25. Rubbia C. *et al.* CERN/AT/95-53(ET). 1995.
26. Salvatores M. *et al.* // Nucl. Inst. Meth. A. 1998. V. 414. P. 5.
27. Nifenecker H. *et al.* // Nucl. Inst. Meth. A. 2001. V. 463. P. 428.
28. Lamarsh J. Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison-Wesley; Reading; MA, 1966.
29. Nifenecker H. *et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 43. P. 683.
30. Rubbia C. *et al.* CERN/AT/95-44(ET). 1995.
31. Gerasimov A., Zaritskaya T., Kiselev G. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 367.
32. Takizuka T. *et al.* // Proc. of the 1st Intern. Conf. on ADTT'A, Las Vegas, USA, 1994. P. 274.
33. Алексеев П. Н. и др. // АЭ. 1995. Т. 79, вып. 5. С. 327.
34. Бзнуни С. А. и др. Препринт ОИЯИ Р2-2001-124. Дубна, 2001.
35. Ignatiev V. V. *et al.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 193.
36. Venneri F. *et al.* Los Alamos Report LA-UR 98-985. 1998.
37. Gromov B. F., Orlov Ju. I., Gylevskiy V. A. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 970.
38. Tcharnotskaia V. *et al.* // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, USA, Nov. 12–15, 2001.
39. Shubin Yu. N. *et al.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 953.
40. Gohar Yu. *et al.* // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, USA, Nov. 12–15, 2001.
41. Klimov N. N. *et al.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
42. Tupper R. *et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Fast Reactors and Related Fuel Cycles, Kyoto, 1991. V. 4. P. 5.

43. Бзнуни С. А. и др. // АЭ. 2002. Т. 92, вып. 5. С. 344.
44. Басов Н. Г., Белоусов Н. И., Розанов В. Б. Препринт МИФИ 011-92. М., 1992.
45. Bodansky D. // Nucl. Energy. N. Y.: AIP Press, Woodbury, 1996.
46. Menard S., Schapira J. IPNO-DRE 95-07, Orsay, France.
47. Reader J. et al. EUR-FU-BRU-217/95. 1995.
48. Marshalkin V. E., Povyshv V. M., Trutnev Yu. A. // Proc. of Intern. Seminar, Sarov (Arzamas-16), June 22–25, 1998. V. 1. P. 179.
49. Freeman L., Beadoin B., Frederickson R. // Nucl. Sci. Eng. 1989. V. 102. P. 341.
50. Trutnev Yu. A., Marshalkin V. E., Povyshv V. M. Advanced Nuclear Systems Consuming Excess Plutonium. Kluwer Academic Publishers, 1997. P. 283.
51. Кочуров Б. П., Шведов О. В., Конев В. Н. // Докл. конф. «Усовершенствованные тяжеловодные реакторы». М., 1998. С. 93.
52. Kiselev G. V., Gerasimov A. S. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 265.
53. Матвеев Л. В., Ценгер Е. М. Уран-232 и его воздействие на ядерный топливный цикл. М.: Энергоатомиздат, 1985.
54. Герасимов А. С., Зарицкая Т. С. Препринт ИТЭФ 70-95. М., 1995.
55. Иванов В. Б. // АЭ. 2000. Т. 89, вып. 4. С. 259.
56. Солонин М. И., Иолтуховский А. Г., Поляков А. С. // Там же. С. 270.
57. Бюллетень МАГАТЭ. 2000. Т. 42, № 3.
58. Schapira J. P. Les Dechets Nucleaires. Les Editions de Physique, 1997.
59. Бергельсон Б. Р., Балюк С. А. // АЭ. 1996. Т. 80, вып. 1. С. 37–43.
60. Нормы радиационной безопасности (НРБ-76/87) и основные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками излучений (ОСП-72/87) / Минздрав СССР. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1988.
61. Герасимов А. С. Препринт ИТЭФ 14-19. М., 1992.
62. Intern. Commission on Radiation Protection. ICRP Publication 68. Amsterdam: Pergamon Press, 1995.
63. Толстов К. Д. Препринт ОИЯИ Р3-90-583. Дубна, 1990.
64. Толстов К. Д. Препринт ОИЯИ 18-92-303. Дубна, 1992.
65. Свинцев Ю. В. // Атом. техн. за рубежом. 1989. № 3. С. 16.
66. Воронко В. А., Дьяченко В. М., Костин В. Я. // Крат. сообщ. ОИЯИ. 1992. № 2[53].
67. Субботин С. А. Сжигание актиноидов. М., 2000.
68. Герасимов А. С., Киселев Г. В. // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32, вып. 1. С. 143.
69. Бергельсон Б. Р. и др. // АЭ. 2001. Т. 90, вып. 1. С. 31.
70. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99) / Минздрав РФ. М., 1999.
71. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Пер. с англ. Публикация № 38 МКРЗ. М.: Энергоатомиздат, 1987.
72. Герасимов А. С., Зарицкая Т. С., Рудник А. П. Справ. по образованию нуклидов в ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1989.
73. Бергельсон Б. Р. и др. // АЭ. 2000. Т. 89, вып. 3. С. 215.

74. *Kiselev G. V., Zaritskaya T. S., Gerasimov A. S.* // Proc. of Intern. Conf. «Future Nuclear Systems (Global-93)», Seattle, USA, 1993. V. 1. P. 296.
75. *Тургенев Ю. А., Маршалкин В. Е., Повышев В. М.* // *Вопр. атом. науки и техники, сер. «Теор. и прикладная физ.»*. 1996. Вып. 3. С. 31.
76. *Колобашкин В. М. и др.* Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. М.: Энергоатомиздат, 1983.
77. *Козарь А. А., Перетрухин В. Ф.* // *АЭ*. 1996. Т. 80, вып. 4. С. 274–278.
78. *Lamkin L.* World Nuclear Status Report'94 // *Nucl. Eur. Worldscan*. 1995. No. 7/8. P. 55.
79. *Ганев И. Х. и др.* // Докл. и выступления ежегодной конф. Ядерного общества «Радиоактивные отходы — проблемы и решения», 24–28 июня 1991 г. М., 1992. Ч. 2. С. 450.
80. *Shmelev A. N., Kulikov G. G., Apse V. A.* // Proc. of the 4th Annual Sci. and Techn. Conf. of Nuclear Society «Nuclear Energy and Human Safety», Nizhni Novgorod, June 28–July 2, 1993. M., 1994. V. 4. P. 654.
81. *Chuvilo I. V. et al.* // *Ibid.* P. 626.
82. *Hughes H., Engel L.* // *Trans. Amer. Nucl. Soc.* 1991. P. 87.
83. *Kloosterman J., Li J.* // 3rd Intern. Inform. Exchange Meeting of Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation, Cadarache, France, Dec. 12–14, 1994.
84. *Arthur E.* // *Trans. Amer. Nucl. Soc.* 1991. V. 63. P. 79.
85. *Kozar A. A., Peretrukhin V. F., Silin V. I.* // Proc. of the 3rd Finnish–Russian Symp. on Radiochemistry, Helsinki, Finland, Oct. 19–20, 1993. 1994. P. 133.
86. *Yamgishi I. et al.* // Proc. of Symp. on the Behaviour and Utilization of Technetium, Sendai, Japan, March 18–20, 1993. Vunchen, 1993. P. 33.
87. *Lakosi L. et al.* // *Ibid.* P. 23.
88. *Козарь А. А.* // *АЭ*. 2001. Т. 91, вып. 2. С. 139.
89. *Землянхин В. И. и др.* Радиохимическая переработка ядерного топлива АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1989.
90. *Поплавский В. М., Матвеев В. И., Работнов Н. С.* // *АЭ*. 1996. Т. 81, вып. 2. С. 123.
91. *Kusters H. et al.* // Proc. of Intern. Conf. of Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems «GLOBAL-95», Versailles, France, Sept. 11–14, 1995. V. 1. P. 1076.
92. *Zhuang H., Zeng J., Zhu L.* // *Radiochim. Acta*. 1988. V. 44/45. P. 143.
93. *Rancon D.* // *Ibid.* P. 187.
94. *Zhuang H. et al.* // *Radiochim. Acta*. 1995. V. 68. P. 245.
95. *Еришов Ю. А. и др.* Общая химия. Биофизическая химия. Химия биогенных элементов. М.: Высш. шк., 1993.
96. *Radioiodin Removal in Nuclear Facilities: Methods Techniques for Normal and Emergency Situations* // *Techn. Reports Series No. 201*. Vienna, 1980.
97. *Tomassi J. et al.* // *Nucl. Technol.* 1995. V. 111. P. 133.
98. *Козарь А. А., Перетрухин В. Ф.* // *Радиохимия*. 1997. Т. 39, вып. 4. С. 294.
99. *Козарь А. А.* // Тез. докл. конф. «Институт физической химии на рубеже веков», Москва, 21–23 марта 2000 г. С. 129.
100. *Козарь А. А. и др.* // Докл. 6-го Всерос. симп. «Актуальные проблемы теории адсорбции и синтеза сорбентов», Москва–Клязьма, 24–28 апреля 2000 г. М., 2000. С. 195.

101. *Higano N., Wakabayashi T.* // Proc. of Intern. Conf. on Future Nuclear Systems «GLOBAL-97», Yokohama, Japan, Oct. 5–10, 1997. V. 1. P. 1322.
102. *Адамов Е. О. и др.* Трансмутационный топливный цикл в крупномасштабной ядерной энергетике России. М.: НИКИЭТ, 1999.
103. *Холдрен Д. и др.* Управление и распоряжение избыточным плутонием из оружия. Вашингтон: Изд-во нац. акад., 1994.
104. *Маршалкин В. Е.* // Вопр. атом. науки и техн., сер. «Теор. и прикладная физ.». 2000. Вып. 1. С. 3.
105. *Mirreia P. et al.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
106. *Garcia-Sanz J.M. et al.* // Ibid.
107. *Khorasanov G. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, Nov. 12–15, 2001.
108. *Герасимов А. С. и др.* // АЭ. 2000. Т. 89, вып. 2. С. 150.
109. *Бергельсон Б. Р., Балюк С. А.* // АЭ. 1996. Т. 81, вып. 1. С. 66.
110. *Бергельсон Б. Р. и др.* // АЭ. 1997. Т. 82, вып. 5. С. 341.
111. *Borst L.* // Phys. Rev. 1957. V. 107, No 3. P. 905–906.
112. *Эйвери Р.* // Вторая междунар. конф. по мирному использованию атом. энергии «Физика ядерных реакторов». 1959. Т. 3. С. 321–340.
113. *Дубовский Б. Г.* // АЭ. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 456–457.
114. *Колесов В. Ф., Гужовский Б. Я.* // АЭ. 1994. Т. 76, вып. 1. С. 71.
115. *Колесов В. Ф., Штарев С. К.* // Вопр. атом. науки и техн., сер. «Физика ядерных реакторов». 1991. Вып. 2. С. 27.
116. *Колесов В. Ф., Петров Ю. В., Штарев С. К.* // АЭ. 1975. Т. 39, вып. 6. С. 392.
117. *Зродников А. В.* // Междунар. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой», Обнинск, 26–29 мая 1992 г. Т. 1.
118. *Колесов В. Ф.* // Вопр. атом. науки и техн., сер. «Физика ядерных реакторов». 1995. Вып. 1–2. С. 25.
119. *Павловский А. И., Малинкин А. А., Колесов В. Ф.* // Вопр. атом. науки и техн., сер. «Физика ядерных реакторов». 1992. Вып. 3. С. 3.
120. *Bosatykin V.S. et al.* // Advanced Pulsed Neutron Sources: Physics of/at advanced pulsed neutron sources (PANS-2), June 14–17, 1994. Dubna, 1995. P. 114.
121. *Griffin P. et al.* // Proc. of Intern. Topical Meeting on Physics, Safety and Applications of Puls Reactors, Washington, Nov. 13–17, 1994. P. 292.
122. *Rubio R. et al.* // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1989. V. 59, Suppl. 1. P. 55.
123. *Thayer G., Miley G., Jones B.* // Nucl. Technol. 1975. V. 25, No. 1. P. 56–67.
124. *Снопков А. А. и др.* // Междунар. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой», Обнинск, 26–29 мая 1992 г. Т. 1.
125. *Эйвери Р. и др.* // Вторая междунар. конф. по мирному использованию атом. энергии «Физика ядерных реакторов». 1959. Т. 3. С. 231.
126. *Колесов В. Ф., Малинкин А. А.* // Вопр. атом. науки и техн., сер. «Физика ядерных реакторов». 1991. Вып. 4. С. 10.
127. *Колесов В. Ф. и др.* // АЭ. 1995. Т. 79, вып. 1. С. 40.

128. Колесов В. Ф. // АЭ. 1998. Т. 84, вып. 4. С. 344.
129. Ли Дж., Уолдрон М. // Атом. техн. за рубежом. 1974. № 2. С. 22.
130. Келлер К. Химия трансурановых элементов. М., 1976. С. 133.
131. Seifritz W., Wydle P. // Nucl. Sci. Eng. 1979. V. 72, No. 2. P. 272.
132. Westfall R. M. // Nucl. Sci. Eng. 1981. V. 79, No. 2. P. 237.
133. Кожевников Д. А., Чеканова С. С. // АЭ. 1969. Т. 26, вып. 4. С. 334.
134. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справ. М.: Атомиздат, 1976.
135. Bowman C. et al. ABC Concept Presentations. The Los Alamos ABC concept for Plutonium Disposition. JASON Review, La Jolla, CA, Jan. 18, 1994.
136. Aho Yu. M. et al. // The 8th Intern. Conf. on Emerging Nucl. Systems (ICENES'96), Obninsk, June 24–28, 1996. V. 2. P. 587–590.
137. Алексеев П. Н. и др. // АЭ. 1995. Т. 79, вып. 4. С. 243.
138. Алексеев П. Н. и др. Препринт ИАЭ-5857/2. М., 1995.
139. Dudnikov A. et al. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
140. Kochurov B., Kwaratzheli A., Konev V. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 864.
141. Kochurov B. et al. // Ibid. P. 783.
142. Bznuni S. A. et al. // J. of Comp. Methods in Sciences and Engin. 2002. V. 2, No. 1–2. P. 21–29.
143. Subbotine S. A. et al. // Proc. of the Global'95 Conf. 1995. V. 1. P. 199.
144. Baestle L. H., De Raedt Ch. // Ibid. P. 149.
145. Greenspan E. et al. // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, Nov. 12–15, 2001.
146. Шаталов В. В., Серегин М. Б., Харин В. Ф. // АЭ. 2001. Т. 90, вып. 3. С. 212.
147. Peka I. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
148. Alekseev P. et al. // Ibid.
149. Ning L. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 1125.
150. Lelek V. // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, Nov. 12–15, 2001.
151. Naumov V. S. et al. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 1144.
152. Прусаков В. Н. и др. // АЭ. 1995. Т. 78, вып. 4. С. 285.
153. Martinot L. Molten-salt chemistry of actinides // Hand book on the physics and chemistry of the actinides. Amsterdam, 1991. V. 6. P. 241.
154. Thoma R. E. Report ORNL-TM-2256. Oak Ridge, Tennessee, 1968.
155. Ignatiev V. V. et al. MSRs: Perspectives and Problems. М., 1990.
156. Mac Pherson H. G. Development of Materials and Systems for the Molten-Salt Reactor Concept // Reactor Technol. 1972. V. 15. P. 136–154.
157. Mays G. Report ORNL/TM-5759. 1978.
158. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. // АЭ. 2000. Т. 88, вып. 5. С. 330–337.

159. Колесов В. Ф. и др. // АЭ. 2002. Т. 92, вып. 1. С. 42–50.
160. Alekseev P. N. et al. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 899.
161. Ridikas D., Safa H., Bernardin B. // Proc. of the Intern. Conf. AccApp/ADTTA'01, Reno, Nevada, Nov. 12–15, 2001.
162. Селиверстов В. В. // АЭ. 1996. Т. 81, вып. 5. С. 378.
163. Бзнуни С. А. и др. Препринт ОИЯИ Р2-2002-105. Дубна, 2002.
164. Безносков А. В., Вешняков К. Б., Серов В. Е. // АЭ. 1996. Т. 81, вып. 3. С. 202.
165. Toth L. M. et al. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 91.
166. Williams D. F., Del Cul G. D., Toth L. M. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on ADTT'A, Praha, June 7–11, 1999.
167. Bergelson B. et al. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 1. P. 228.
168. Данилов Н. М. и др. Энергетическая электроядерная установка. Патент РФ № 93008435/25 с приоритетом от 12.02.1993 // Бюлл. изобрет. 1995. № 13.
169. Киселев Г. В. // АЭ. 2001. Т. 91, вып. 1. С. 54.
170. Бзнуни С. А., Жамкочян В. М., Худавердян А. Г. // АЭ. 1998. Т. 88, вып. 4. С. 316.
171. Mandrillon P., Fietier N., Rubbia C. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on ADTT'A, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996. V. 2. P. 984.
172. Murin V. P. et al. // Ibid. P. 1047–1055.
173. Klein H. // Proc. of the Intern. Linac. Conf., Tsukuba, Japan, Aug. 21–26, 1994. V. 1. P. 322–327.
174. Туманян Р. А., Худавердян А. Г. // Изв. НАН Армении, сер. «Физика». 1994. Т. 1–2. С. 58–60; АЭ. 1995. Т. 79, вып. 1. С. 74–76.
175. Andriamonte S. et al. // Phys. Lett. B. 1995. V. 348. P. 697–709.
176. Барашенков В. С., Шелаев И. А. // АЭ. 1998. Т. 85, вып. 5. С. 409.