

**А.Н. Шмелев, Г.Г. Куликов, Н.И. Гераскин,
В.А. Апсэ, Е.Г. Куликов**

**“ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЗАМКНУТОГО (Th-²³³U-²³⁵U-²³⁸U-Pu)-ЦИКЛА”.**

**(эффективное топливоиспользование,
нераспространение,
обезвреживание РАО)**

Москва 2017

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**А.Н. Шмелев, Г.Г. Куликов, Н.И. Гераскин,
В.А. Апсэ, Е.Г. Куликов**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЗАМКНУТОГО (Th-²³³U-²³⁵U-²³⁸U-Pu)-ЦИКЛА**

**(эффективное топливоиспользование,
нераспространение,
обезвреживание РАО)**

Рекомендовано к изданию УМО “Ядерные физика и технологии”

Москва 2017

УДК 621.039.5(075.8)+ 621.039.6(075.8)

ББК 31.4я7

Ф-50

Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Гераскин Н.И., Ансэ В.А., Куликов Е.Г.
Физические основы замкнутого (Th-²³³U-²³⁵U-²³⁸U-Pu)-цикла (эффективное топливоиспользование, нераспространение, обезвреживание РАО): Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2016. – 224 с.

Изложены физические особенности накопления топлива в урановом и ториевом blankets гибридного термоядерного реактора. Анализируются нейтронно-физические характеристики ядерных реакторов при использовании топлива (²³¹Pa + ^{232,233,...}U), накопленного в Th-blankете, и топлива (²³⁷Np + ^{238,239,...}Pu), накопленного в U-blankете. Обосновывается эффект стабилизации размножающих свойств при облучении в реакторе, возможность достижения глубокого (сверхглубокого) выгорания и длительных топливных кампаний. Рассматриваются физико-химические процессы разрушения молекул гексафторида урана, обусловленные радиолизом под действием α-частиц распада радиоактивных изотопов урана (^{232,233,234}U), накопленных в blankets гибридных термоядерных реакторов. Анализируется роль этих процессов в повышении защищенности ядерного топлива от неконтролируемого распространения. Обсуждаются концепции построения международного крупномасштабного топливного цикла ядерной энергетики с использованием регенерированного урана богатых урановых месторождений, с использованием тория в blankets гибридных реакторов, с быстрыми реакторами на (Pu+Th)-топливе, пережигающими плутоний и накапливающими ²³³U для энергетических тепловых реакторов.

Учебное пособие предназначено для студентов, специализирующихся в области ядерных технологий, а также научных работников, аспирантов, магистрантов, бакалавров и студентов инженерно-физических специальностей.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент: д-р физ.-мат. наук Ю.Е. Титаренко

ISBN 978-5-7262-2283-7

© Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 2017

Редактор Е.Г. Станкевич

Оригинал-макет изготовлен Г.Г. Куликовым

Подписано в печать 20.05.2016. Формат 60х84 1/16

Печ.л. 14,0. Уч.-изд.л. 14,0. Тираж 50 экз. Изд.№ 1/4. Заказ №

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
Типография НИЯУ МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	8
Введение.....	11
Список литературы к введению.....	17

Глава I. ЗАМЫКАНИЕ РЕАКТОРНОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА И ТЕНДЕНЦИИ В ФОРМИРОВАНИИ НУКЛИДНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА В СИСТЕМЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ.....	19
---	-----------

§ I.1. Накопление ОЯТ в топливном цикле ЯЭ и тенденция в формировании нуклидного состава урана при его рециклировании.....	19
§ I.2. О некоторых “узких местах” в формировании системы ЯЭ с замкнутым топливным циклом	21
§ I.3. О базовых принципах системы ядерной энергетики	23
§ I.4. Об опыте России в замыкании ядерного топливного цикла	29
§ I.5. Ядерные материалы в топливном цикле.....	31
I.5.1. Элементы защиты материалов от распространения ядерного оружия.....	31
I.5.2. Защищенность ядерных материалов в открытом топливном цикле и пути его замыкания...34	
I.5.3. О защищённости накопленного плутония в облучённом топливе ядерных реакторов и об интернационализации топливного цикла.....	39
I.5.4. О значимости имеющихся складских запасов тория для вовлечения в ядерную энергетику России.....	41
Список литературы к главе I.....	45

**Глава II. ПОТЕНЦИАЛ УПРАВЛЯЕМОГО
ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА (УТС) ПО НАРАБОТКЕ
ЗАЩИЩЁННОГО ТОПЛИВА СО СТАБИЛИЗИРОВАННЫМИ
РАЗМНОЖАЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ И С ПОВЫШЕННОЙ
ГЛУБИНОЙ ВЫГОРАНИЯ.....49**

§ II.1. Концепция гибридного термоядерного реактора “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом. Нейтронно-физические свойства накапливаемого топлива..49	
§ II.2. Цепочки нуклидных превращений при облучении тория в бланкете.....52	
§ II.3. Нуклидный состав топлива, накапливаемого в Th-бланкете ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” 63	
§ II.4. Цепочки нуклидных превращений и накопление нуклидов в U-бланкете.....67	
Список литературы к главе II.....75	

**Глава III. БАЛАНС РАСХОДА НЕЙТРОНОВ В ЦЕПОЧКАХ
НУКЛИДНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И СТАБИЛИЗАЦИЯ
РАЗМНОЖАЮЩИХ СВОЙСТВ ТОПЛИВА В РАЗЛИЧНЫХ
СПЕКТРАХ НЕЙТРОНОВ.....78**

§ III.1. Баланс расхода нейтронов при нуклидных превращениях в цепочках.....79	
III.1.1. Топливные циклы и цепочки нуклидных превращений.....79	
III.1.2. Методика оценки баланса расхода нейтронов цепочек нуклидных превращений.....80	
§ III.2. Сравнение традиционной и нетрадиционной цепочек в топливной решетке легководного реактора с плотностью теплоносителя 0.72 и 0.1 г/см ³ 86	
§ III.3. Сравнение традиционной и нетрадиционной цепочек в резонансном спектре нейтронов.....92	
Список литературы к главе III.....96	

**Глава IV. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЛЕГКОВОДНОГО И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО
ГАЗОГРАФИТОВОГО ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ
СО СВЕРХДЛИННОЙ КАМПАНИЕЙ ТОПЛИВА.....97**

§ IV.1. Нейтронно-физические характеристики топливных решёток долгоживущих активных зон легководного реактора.....97	97
IV.1.1. Нейтронно-физические предпосылки глубокого выгорания топлива.....99	99
IV.1.2. Преимущества глубокого выгорания.....99	99
IV.1.3. Эффекты реактивности в бесконечной решетке твэлов.....105	105
§ IV.2. Физико-технические особенности реализации долгоживущих активных зон.....107	107
IV.2.1. Техническая осуществимость глубокого выгорания топлива.....107	107
IV.2.2. Регенерация твэлов с использованием технологии типа DUPIC.....109	109
IV.2.3. Увеличение периода кампании топлива до 50 лет...111	111
§ IV.3. Возможность использования ^{231}Pa и стабилизация размножающих свойств в высокотемпературном газографитовом реакторе.....112	112
Список литературы к главе IV.....117	117

**Глава V. ЗАЩИЩЁННОСТЬ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ
В МНОГОНУКЛИДНОМ УРАНОВОМ ТОПЛИВЕ
НА ОСНОВЕ СОВМЕСТНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
РЕГЕНЕРИРОВАННОГО УРАНА
И НАКОПЛЕННОЙ СМЕСИ ($^{231}\text{Pa} + ^{232,233,234}\text{U}$)
В Th-БЛАНКЕТЕ ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА.....119**

§ V.1. Особенности физико-технических процессов, протекающих при обогащении радиоактивного многоизотопного урана.....120	120
§ V.2. О применимости метода “несущего газа” для очистки многоизотопного урана $^{232-236,238}\text{U}$ от α -активного изотопа ^{232}U в обогатительном каскаде.....123	123
Список литературы к главе V.....127	127

**Глава VI. КОНЦЕПЦИЯ МЕЖДУНАРОДНЫХ
ЯДЕРНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ
ПО РЕГЕНЕРАЦИИ ТОПЛИВА
И УТИЛИЗАЦИИ ПЛУТОНИЯ.....131**

- § VI.1. Концепция международного
ядерно-технологического центра по утилизации плутония
и по формированию многоизотопного уранового топлива.
Глобальное ядерно-энергетическое партнёрство GNEP...132
- § VI.2. Формирование многонуклидного состава топлива
на основе совместного использования регенерата урана
и смеси ($^{231}\text{Pa} + ^{232,233,234}\text{U}$), накопленной
в ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом.....137
- § VI.3. Замкнутый ядерный топливный цикл на основе
защищённого регенерированного уранового топлива
глубокого выгорания с совместным использованием
ТР, БР и ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом.....139
- Список литературы к главе VI.....140

**Глава VII. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ
ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ
ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАО
(ТРАНСМУТАЦИЯ НЕЙТРОНАМИ).....142**

- § VII.1. Принцип радиационной эквивалентности
между добываемым ураном и захораниваемыми РАО.
Его сомнительная ценность.....142
- VII.1.1. Толкование принципа
радиационной эквивалентности (РЭ).....143
- VII.1.2. Глобальный и локальный аспекты
принципа РЭ.....144
- § VII.2. Физические факторы, определяющие
эффективность трансмутационного цикла
обезвреживания долгоживущих РАО.....147
- VII.2.1. Высокотоксичные радионуклиды – продукты
цепной реакции деления.....151
- VII.2.2. Процесс трансмутации долгоживущих
продуктов деления в нейтронном поле.....154

§ VII.3. Генерация нейтронов для обеспечения трансмутации долгоживущих продуктов деления.....	184
VII.3.1. Критические системы (ядерные реакторы).....	184
VII.3.2. Системы с внешним источником нейтронов – ЭЛЯУ.....	186
VII.3.3. Системы с внешним источником нейтронов – термоядерный источник нейтронов (ТИН).....	195
Список литературы к главе VII.....	212

<u>ПРИЛОЖЕНИЕ.</u> О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И СИНТЕЗА ЛЕГКИХ ЯДЕР.....	215
---	-----

П.1. Физические особенности цепной реакции деления тяжелых ядер.....	215
П.2. Реакции взаимодействия нейтронов с ядрами. Сечения реакции деления тяжелых ядер и реакций синтеза легких ядер.....	219
Список литературы к Приложению.....	224

Предисловие

Замыкание топливного цикла, которое в настоящее время в практическом плане реализуется в нашей стране, повлечет за собой существенное повышение эффективности использования урана. Поэтому вовлечение в топливный цикл еще и ториевых сырьевых ресурсов для еще большего расширения практически неограниченной урановой топливной базы не выглядит мало-мальски обоснованным. Это – немалые дополнительные затраты на разработку и промышленное внедрение технологии добычи, первичной переработки, изготовления и обращения с другим топливным материалом. Уместно заметить, что на такой шаг (широкого вовлечения тория в ядерную энергетику) до сих пор ещё не решилась ни одна страна в мире (даже Индия с её большими ториевыми запасами).

Поэтому привлечение тория в ядерную энергетику при её переходе к замкнутому топливному циклу должно обосновываться иными и очень весомыми соображениями. Как известно, физические характеристики энергетических реакторов на тепловых нейтронах заметно улучшаются при переходе с ($^{235}\text{U}+^{238}\text{U}$)-топлива на ($^{233}\text{U}+^{232}\text{Th}$)-топливо. Именно это важное обстоятельство было принято во внимание, когда формировалась “Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века”. В ней определено, что с замыканием (U+Pu)-цикла в топливный цикл затем будет вовлекаться торий, а тепловые реакторы будут постепенно переводиться на ($^{233}\text{U}+^{232}\text{Th}$)-топливо.

Обсуждая проблему вовлечения тория в замыкаемый ядерный топливный цикл, здесь было бы уместно обратить внимание на одно немаловажное (в практическом плане) обстоятельство. Как известно, с самого начала развития ядерной энергетики и по настоящее время в смысле топливоиспользования она базируется на “тяжелой” **УРАНОВОЙ** фракции ($^{235+236+238}\text{U}$, причем изотоп ^{236}U используется в составе регенерированного урана).

В случае привлечения тория в топливо появится хотя и новый (по изотопному составу), но всё же урановый материал. Действительно, ведь вовлечение тория приведёт, по-существу, к наработке “лёгкой” **УРАНОВОЙ** фракции – смеси легких изотопов урана ($^{232+233+234}\text{U}$), доминирующая доля в которой будет приходиться на привлекательный делящийся изотоп ^{233}U .

Иными словами, топливный цикл энергетических реакторов (и тепловых и быстрых) на длительное время (даже можно сказать: на очень длительное время, учитывая практически неограниченные ресурсы как урана, так и тория) может базироваться на использовании либо уранового топлива, либо смешанного (U+Pu)-топлива с утилизацией плутония и младших актинидов (МА).

Поэтому, если сосредоточить наработку этой легкой урановой фракции из ториевого сырья в относительно небольшом количестве очень эффективных наработчиков делящегося материала, то основной парк энергетических реакторов будет подпитываться по-прежнему урановым топливом. В качестве таких наработчиков легкой урановой фракции ($^{232+233+234}\text{U}$) можно рассматривать в первую очередь гибридные термоядерные реакторы “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом и, например, с параметрами плазмы, уже достигнутыми в современных экспериментальных установках. Определенным потенциалом в этом отношении обладают также и электро-ядерные установки (ЭЛЯУ) с Th-бланкетом и быстрые реакторы.

Таким образом, в замкнутом (Th- ^{233}U - ^{235}U - ^{238}U -Pu)-топливном цикле, в результате многократного рециклирования топлива и при подпитке накапливаемой лёгкой урановой фракцией будет, по-существу, реализовываться (Th- ^{232}U - ^{233}U - ^{234}U - ^{235}U - ^{236}U - ^{238}U -Pu)-топливный цикл с многоизотопной (^{232}U - ^{233}U - ^{234}U - ^{235}U - ^{236}U - ^{238}U)-урановой фракцией, которая будет включать практически все изотопы урана. При этом “центр тяжести” топливного цикла сместится с делящегося ^{235}U (как в настоящее время) на ^{233}U в будущем.

Эта легкая урановая фракция, помимо того, что содержит привлекательный делящийся изотоп ^{233}U , она, будучи смешана с основной массой регенерата урана в топливе, станет, по-существу, своего рода **НИЗКООБОГАЩЕННЫМ УРАНОВЫМ** топливом энергетических ядерных реакторов. Это – важный благоприятный фактор, позволяющий ослабить проблему нераспространения ядерного оружия. Кстати, все эти три лёгких изотопа урана (^{232}U - ^{233}U - ^{234}U) являются наиболее “радиоактивными” по сравнению с остальными изотопами урана, что служит дополнительным фактором, повышающим защищенность такого уранового топлива.

Как показали расчётно-теоретические исследования, при облучении тория быстрыми нейтронами, наряду с накоплением легкой урановой фракции ($^{232+233+234}\text{U}$), накапливаются также легкие нук-

лиды ^{231}Pa и ^{230}Th . Если нуклид ^{231}Pa может быть выделен из облученного тория с помощью химических методов, то ^{230}Th при дальнейшем облучении тория, захватывая нейтрон, превращается в ^{231}Pa , который затем также может быть выделен.

Образование ^{231}Pa при облучении тория неверно было бы расценивать как накопление побочного ненужного продукта – поглотителя нейтронов. Его добавление в урановое топливо энергетических реакторов инициирует цепочку нуклидных превращений $^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U}$, которая придает этому топливу новое качество – качество стабилизации размножающих свойств топлива при глубокоом выгорании. Это открывает возможность реализовывать длительные топливные кампании, что увеличит автономность ядерных источников энергии и в итоге повысит экспортный потенциал всей ядерной энерготехнологии.

Таким образом, вовлечение тория в замыкаемый ядерный топливный цикл может способствовать решению ряда принципиальных проблем ЯЭ, с которыми она может столкнуться уже в обозримом будущем. Некоторые из них, весьма важные, к настоящему времени достаточно ясно обозначились, другие “узкие места”, которые возникнут в крупномасштабной ЯЭ с замкнутым топливным циклом, уже предсказываются.

При этом имеется в виду, что существуют, по меньшей мере, три такие проблемы. Первая из них связана с сокращением объема операций во внешней части ядерного топливного цикла (ЯТЦ) за счет существенного увеличения глубины выгорания топлива в энергетических реакторах. Вторая проблема – повышение защищенности ЯТЦ от неконтролируемого распространения делящихся материалов, что может значительно расширить экспортный потенциал технологии ЯЭ. Третья проблема – это обезвреживание радиоактивных отходов путем превращения (трансмутации) долгоживущих продуктов деления (и, конечно, младших актинидов) в короткоживущие и стабильные нуклиды. В настоящее время указанные проблемы оказывают негативное влияние на общественное мнение относительно будущего крупномасштабной ядерной энерготехнологии. Данные проблемы будут предметом дальнейшего рассмотрения.

Изложение настоящего материала сопровождается обширной библиографией.

Введение

(о современном состоянии топливного цикла ЯЭ России, о проблеме нераспространения ядерного оружия)

В последней четверти прошлого века ядерная энерготехнология столкнулась с большими трудностями в своём развитии. Эти трудности неправильно было бы сводить только к аварии на АЭС “Three Miles Island” и к катастрофе на Чернобыльской АЭС. Высветился ряд принципиальных проблем, которые связаны с самими перспективами её долгосрочного развития. Здесь в первую очередь имеется в виду общий подход к безопасности, проблема обращения с долгоживущими радиоактивными отходами (РАО) и проблема нераспространения ядерного оружия.

Последнее десятилетие XX века и начало XXI века как раз и охарактеризовались философским осмыслением того, какой может быть структура будущей крупномасштабной ядерной энергетики (рассчитанной на века своего функционирования), в которой бы нашли отражение пути решения проблем, стоящих практически уже на повестке дня.

С пуском в 1972 году в Советском Союзе опытно-промышленного быстрого реактора БН-350 и чуть позже реактора БН-600, а также во Франции быстрых реакторов Phenix (250 МВт (эл.)) и Super-Phenix (1200 МВт (эл.)), работавших в замкнутом топливном цикле, стало практически реальным то положение, что существующая ядерная энергетика на основе тепловых и быстрых реакторов имеет практически неограниченную топливную базу.

В нашей стране вводится в строй коммерческий быстрый реактор с натриевым теплоносителем БН-800, принято решение о сооружении быстрого реактора с тяжелым свинцово-висмутовым охлаждением СВБР-75/100 для малой энергетики и удаленных районов, в котором будут реализованы уникальные достижения отечественной технологии транспортных реакторных установок для подводных лодок [В.1]. Ведется проектирование и готовится площадка для строительства быстрого реактора БРЕСТ-300-ОД со свинцовым теплоносителем [В.2, В.3].

Эти быстрые реакторы будут, как минимум, обеспечивать себя ядерным топливом, а при необходимости могут осуществлять и

расширенное воспроизводство делящегося материала. Так что проблема топливообеспечения уже не будет являться основным препятствием для развития крупномасштабной ЯЭ. Быть может, только в том случае, если будет ощущаться нехватка топлива для её ускоренного развития. Уже функционирует “мокрое” и вводится в строй “сухое” хранилища облученного ядерного топлива (ОЯТ), а также начато строительство радиохимического завода РТ-2 на Красноярском горно-химическом комбинате.

Важным вопросом развития крупномасштабной ядерно-энергетической системы является обеспечение режима нераспространения ядерного оружия. Нет альтернативы утверждению о том, что делящиеся материалы, циркулирующие в топливном цикле, должны быть надежно защищены от неконтролируемого распространения.

Для более четкого понимания вопроса о степени “защищенности” и “незащищенности” различных ядерных материалов обратим внимание на следующие общие представления об этом, сформировавшиеся к настоящему времени [B5, B6].

Природный уран. Добываемый природный уран, содержащий 0.71 % изотопа ^{235}U , может стать “критическим” (что соответствует коэффициенту размножения, равному единице) только в структуре с материалами с малым поглощением нейтронов и эффективно замедляющими нейтроны, такими как тяжелая вода (D_2O), графит. Причем даже “критическая” масса такой структуры превышает тонну, а кроме того, скорость развития цепной реакции деления в “надкритической” (на мгновенных нейтронах) системе оказывается слишком медленной для осуществления эффективного взрывного процесса. Поэтому природный уран в качестве рабочего материала для создания ядерного взрывного устройства (ЯВУ) не представляет интереса.

Слабообогащенный уран. Согласно принятой МАГАТЭ терминологии, это уран с обогащением менее 20 % ^{235}U . Критическая масса металлического уранового шара составляет около 800 кг, а с учетом необходимости для срабатывания ЯВУ создать существенно “надкритическое” состояние потребуется иметь более тонны этого материала.

Кроме того, как известно [B.6], важным фактором, влияющим на эффективность ЯВУ, является “быстрота” создания этого “надкри-

тического” состояния, что весьма трудно при таких весогабаритных параметрах. Эти соображения, главным образом, и определили положение, принятое МАГАТЭ, о том, что такой слабообогащенный уран можно считать “непригодным” для прямого использования в ЯВУ.

Однако это не значит, что такой уран можно считать “непривлекательным” материалом для создания ЯВУ. Исследования, выполненные в НИЦ «Курчатовский институт» в первом десятилетии ХХI века, показали, что использование этого материала для дообогащения его до “оружейного” уровня весьма привлекательно. Дело в том, что использование этого материала в качестве “стартового” позволяет существенным образом сократить объем работы разделения, уменьшить объем оборудования разделительного каскада и повысить “скрытность” процесса дообогащения.

Плутоний. Согласно документам, разработанным МАГАТЭ, плутоний, даже “реакторного” происхождения (т.е. извлеченный из топлива энергетических реакторов), считается материалом “прямого” использования в ЯВУ. В 1977 г. США официально опубликовали заявление о проведенном ими испытании ЯВУ, в котором использовался “реакторный” плутоний. Это в существенной мере послужило основанием для решения правительства США (в том же 1977 году) об отказе от разработки технологии химической переработки облученного топлива реакторов и выделения плутония.

Как известно [В.6], “реакторный” плутоний характеризуется высоким фоном спонтанного деления (четных изотопов плутония), что при срабатывании ЯВУ вызывает преждевременный запуск цепной реакции деления (режим предетонации). Это обстоятельство резко уменьшает “мощность” взрыва. Однако согласно рекомендации, выработанной МАГАТЭ, принято считать, что этот защитный барьер недостаточен, и поэтому любой плутоний, извлеченный из облученного топлива энергетических реакторов, может рассматриваться как материал, привлекательный для прямого создания ЯВУ. Исключение составляет плутоний, содержащий в своем составе более 80 % изотопа ^{238}Pu .

Этот изотоп, помимо интенсивного процесса спонтанного деления и сопутствующей генерации нейтронов (приводящей к предетонации ЯВУ), является интенсивным источником α -распада с выделением тепла (570 Вт/кг). Поэтому в 10-килограммовом шаре из

плутония, содержащего 80 % ^{238}Pu , будет генерироваться 4.55 кВт тепловой мощности (учитывая, что 10-килограммовая сфера плутония близка к размеру всего лишь апельсина, то это эквивалентно тому, что в него вставлено четыре однокиловаттных электрических кипятильника!). Эти факторы (фон спонтанного деления и соответствующая генерация нейтронов, а также и беспрецедентно высокая генерация тепла α -распада) послужили основанием для МАГАТЭ исключить плутоний этого состава из списка материалов “прямого” использования при создании ЯВУ. Плутоний с меньшим содержанием изотопа ^{238}Pu молчаливо подразумевается как материал “прямого” использования.

Тем не менее в конце 2010 года в свет вышла монография, посвященная (U–Pu)-топливным циклам ядерной энергетики [В.7] с содержанием изотопа ^{238}Pu в пределах 12 % в названном “защищенным” реакторном плутонии. Здесь важно отметить, что в ней речь идет именно о защищенном плутонии, циркулирующем в составе топлива, в уран-плутониевых топливных циклах ядерных реакторов. Автором монографии является известный физик-ядерщик, доктор Гюнтер Кесслер (Doctor Guenther Kessler), занимавший в своё время пост директора Института технологии в Карслруэ (Германия).

В монографии предпринята попытка более детально рассмотреть физико-технические процессы, связанные с использованием плутония разного изотопного состава в ЯВУ имплозивного типа.

Автором было обращено внимание на то, что важным “чувствительным” элементом в конструкции ЯВУ имплозивного типа является материал обычного взрывчатого вещества (ВВ), который обеспечивает режим имплозии, т.е. режим “взрыва во внутрь”. В устройстве имплозивного типа на внешней поверхности сферического слоя обычного ВВ, окружающего плутониевую сферу, инициируется взрывной процесс, направленный во внутрь, т.е. инициируется взрывная волна, сходящаяся к центру и сжимающая плутониевую сферу. При сжатии плутония его масса, будучи подкритической в исходном состоянии, становится более плотной надкритической и способной осуществить экспоненциально развивающуюся цепную реакцию деления. В силу малого времени жизни поколения нейтронов эта цепная реакция успевает настолько сильно развиться (прежде чем произойдет разрушение самого

ЯВУ), что общее выделение энергии тысячекратно превосходит энерговыделение обычного взрывчатого вещества.

Так вот, в монографии обращено внимание на то, что свойства материала обычного ВВ очень чувствительны к температуре. Иными словами, при повышении температуры обычное ВВ может расплавляться, усиливается его пиролиз (разложение с образованием газовых компонент), а также оно может испытать самовоспламенение. Эта плодотворная идея автором монографии была тщательно проанализирована и выявлена роль защитного барьера для плутония, связанная с выделением тепла радиоактивного распада, где главную роль играет изотоп ^{238}Pu .

Рассмотрено три уровня развития технологии, которые прошли ЯВУ имплозивного типа: “низкий” уровень – ЯВУ 1940-х годов; “средний” уровень – ЯВУ 1950-х годов; “высокий” уровень – ЯВУ, созданные после 1960-х годов. Этим уровням развития технологии соответствуют материалы обычного ВВ различной термостойкости. Например, “низкому” уровню технологии ЯВУ соответствует использование ВВ на основе тротила, гексогена и баратола (температура плавления около 89°C , а температура пиролиза – $180\text{--}200^\circ\text{C}$).

Расчетными оценками вариантов разного уровня технологий ЯВУ показано, что при содержании не более, чем $6\text{--}12\%$ ^{238}Pu в плутонии уже наступает плавление ВВ, т.е., иными словами, разрушение гетерогенной структуры слоя ВВ в ЯВУ и приведение его в неработоспособное состояние. Автором монографии показано, что в топливном цикле ЯЭ с легководными реакторами на МОКС-топливе с глубоким выгоранием, с быстрыми реакторами и при использовании младших актинидов для наработки ^{238}Pu , такой (U–Pu)-цикл является защищенным.

Справедливость требует отметить в монографии корректность используемых расчетных моделей, аккуратность и полноту данных по свойствам материалов. В то же время следует обратить внимание на три принципиальных обстоятельства, приведших, на наш взгляд, к ошибочному выводу о роли защитного барьера плутония, связанного с денатурированием его изотопом ^{238}Pu [В8].

Во-первых, утверждение автора о защищенности (U–Pu)-топливного цикла выглядит неубедительно потому, что основано на “странном” общем методическом предположении о возможности использования материалов в ЯВУ только строго определенного

уровня технологий, что действительно исторически имело место в процессе совершенствования конструкций этих устройств. Автор исходит, например, из предположения о том, что для “низкого” уровня технологии ЯВУ (которое, как им предполагается, потенциально по силам создать террористическим группам) ядерная часть ЯВУ конструктивно соответствует первым образцам атомных зарядов, разработанных в 40-х годах прошлого века. По странной причине при этом почему-то молчаливо предполагается, что и материал обычного ВВ тоже должен соответствовать только материалам, использовавшимся в те же 1940-е годы.

Но сейчас уже середина второго десятилетия XXI века. Прошло уже полвека с тех пор, как разработаны термостойкие ВВ. Как известно, они были разработаны для различных целей и, в частности, для нужд, связанных с глубинными буровзрывными работами при повышенных температурах. Химические формулы этих термостойких ВВ известны, имеются и сведения о технологии их изготовления. Поэтому предложение автора не включать в круг анализируемых вариантов ЯВУ с примитивной ядерной частью (1940-х годов), но окруженной термостойкими ВВ (разработанными в 1960–70-е годы) нельзя признать состоятельным. Аргумент автора о том, что, якобы, эти термостойкие материалы ВВ могут быть “недоступны” для широкого использования не выглядит обоснованно. В конце концов, разве невозможно приобрести компоненты термостойкого ВВ и произвести это ВВ ? Отработка узла ЯВУ, формирующего сферически сходящуюся волну сжатия, как известно, не требует привлечения самой ядерной части. Именно без ядерной части в 1940-е годы и была отработана технология имплозии. Приведенный аргумент подтверждается и вторым обстоятельством.

Это **второе** обстоятельство связано с прецедентом не столь давнего прошлого, когда “недоступная” центрифужная технология изотопного обогащения урана оказалась доступной для нелегальной “сети” известного пакистанского доктора Хана. Это позволило Пакистану создать собственную атомную бомбу [В.9]. Используя свою нелегальную “сеть”, доктор Хан **вполне легально** заказывал и скупал в компаниях, разбросанных в различных странах по всему миру, отдельные детали и узлы оборудования для газовых центрифуг. Затем это оборудование было освоено и использовано для

строительства каскадов газовых центрифуг и наработки оружейного урана для пакистанской атомной бомбы.

В-третьих, во всех рассматриваемых в монографии случаях, по существу, анализируется только асимптотическое распределение поля температур, т.е. распределение температур спустя бесконечный промежуток времени после изготовления ЯВУ. Варианты с использованием ЯВУ через ограниченное время после их изготовления в монографии не рассматриваются. Не рассматриваются и варианты с предварительным охлаждением неядерной части и последующей термоизоляцией охлажденного ЯВУ, что позволяет продлить его “время жизни”. Перечисленные факторы потребуют повышения содержания внутреннего источника тепла радиоактивного распада в плутонии, т.е. увеличения содержания изотопа ²³⁸Pu.

Поэтому можно заключить, что в этой, по существу, фундаментальной монографии оказался недостаточно верным основополагающий посыл, который и привёл к неверному заключению, об уровне защищенности плутония. Сомнительным также является и то, что при этом барьер, определяющий защищенность плутония, был поставлен в прямую зависимость от барьера “недоступности” термостойкого обычного ВВ.

Причина, по которой здесь этой работе уделено повышенное внимание, связана с тем обстоятельством, что за последние десятилетия монография Доктора Кесслера пока является единственной обстоятельной публикацией, в которой достаточно профессионально и полно проанализированы различные стороны проблемы защищенности уран-плутониевых циклов. В силу этого она может создать неверное представление у специалистов в этом важном вопросе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ВВЕДЕНИЮ

В.1. Зродников А.В., Тошинский Г.И., Степанов В.С. и др. Конверсия свинцово-висмутовой реакторной технологии: от реакторов АПЛ к энергетическим реакторам и пути повышения инвестиционной привлекательности ядерной энергетики на базе быстрых реакторов // Доклад на международной конференции МАГАТЭ “Fifty Years of Nuclear Power – The Next Fifty Years”. Обнинск, 27 июня – 2 июля 2004.

В.2. Орлов В.В., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г. и др. Атомная энергетика грядущего столетия и требования к ядерной технологии // Международный семинар «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, Экономика, Безопасность, Отходы, Нераспространение». М., 2000.

В.3. Лопаткин А.В., Орлов В.В.. Топливный цикл быстрых реакторов нового поколения на принципах нераспространения ядерного оружия и радиационно-эквивалентного захоронения радиоактивных отходов // Международный семинар «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, Экономика, Безопасность, Отходы, Нераспространение». М., 2000.

В.4. Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века. Основные положения. М.: Минатом России, 2000.

В.5. De Volpi A. Denaturing Fissile Materials // Progress in Nuclear Energy. 1982. Vol. 10. № 2. P. 161–220.

В6. Carson Mark J., Explosive properties of reactor-grade plutonium, Science and Global Security, 1993, Vol. 4. P. 111–128.

В7. G. Kessler. Proliferation-Proof Uranium / Plutonium Fuel Cycles. Safeguards and Non-Proliferation. KIT Scientific Publishing, Germany, 2011.

В8. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Апсэ В.А., Куликов Е.Г. О корректности анализа физико-технических факторов, определяющих барьер защищенности плутония в (U-Pu)-цикле. Журнал НИЯУ МИФИ “Ядерная физика и инжиниринг”. 2015. Т. 6. № 1–2. С. 47–54.

В9. Ядерное нераспространение: Учебное пособие для вузов. В 2-х томах. Т. 1. Под общей редакцией В.А. Орлова. М.: ПИР-Центр, 2002.

Глава I. ЗАМЫКАНИЕ РЕАКТОРНОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА И ТЕНДЕНЦИИ В ФОРМИРОВАНИИ НУКЛИДНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА В СИСТЕМЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

§ I.1. Накопление ОЯТ в топливном цикле ЯЭ и тенденция в формировании нуклидного состава урана при его рециклировании

Как известно, к настоящему времени в ЯЭ планеты уже накоплено свыше 230 000 тонн облученного ядерного топлива (ОЯТ) [I.1]. Большая часть ОЯТ находится в бассейнах выдержки при АЭС и на временном хранении. Замыкание ЯТЦ, радиохимическая переработка ОЯТ и выделение продуктов деления высвободят около 220 000 тонн урана (U), плутония (Pu) и младших актинидов (MA). Из них доминирующая часть – регенерируемый уран (регенерат). Этот регенерат рассматривается как сырье, которое появится в нашем распоряжении для последующего использования в крупномасштабной ЯЭ. Причем следует заметить, что этого “сырья” – регенерата урана – хватит (при полном его вовлечении) для заполнения топливного цикла крупномасштабной ЯЭ суммарной мощностью около 1 500 ГВт (эл.), т.е. примерно в 4 раза большей мощности, чем мировая ЯЭ сегодняшнего уровня.

Приблизительно пятая часть этого количества регенерата может быть использована в тепловых реакторах в виде низкообогащенного урана (после обогащения). Оставшиеся 4/5 этого количества останутся в виде отвалного урана для постепенного заполнения топливного цикла с быстрыми реакторами.

В настоящее время предполагается, что крупномасштабная ЯЭ по структуре будет содержать реакторы на быстрых нейтронах, которые в своем топливном балансе не будут нуждаться в подпитке делящимся материалом (им потребуются только сырьевой материал – ^{238}U и ^{232}Th), а также реакторы на тепловых нейтронах различного типа. При этом в качестве топлива тепловых реакторов может использоваться как регенерат урана (возможно после обогащения), так и плутоний. В этом случае изотопный состав регенерата урана можно будет представить в виде двух компонент:

($^{232,233,234}\text{U} + ^{235,236,238}\text{U}$), первая из которых ($^{232,233,234}\text{U}$) – минорная (малая доля), а вторая ($^{235,236,238}\text{U}$) – основная [I.2]. “Центр тяжести” топливного цикла будет лежать в использовании ^{235}U и плутония как делящихся материалов.

Для дальнейшего роста мировой ЯЭ если и потребуется, то относительно небольшая добыча природного урана. Это следует из того, что последующее использование природного урана станет всё более и более экономным, поскольку практически весь добываемый уран будет эффективно использоваться, главным образом, через превращение в плутоний с последующим его сжиганием. Для мировой ЯЭ масштаба 10 000 ГВт (эл.), т.е. в 20 с лишним раз больше, чем сейчас, потребуется добывать природного урана 10–15 тыс. т / год, т.е. даже меньше, чем добывается сейчас. Именно в условиях практически полного сжигания и проявится свойство чрезвычайно высокой теплотворной способности ядерного топлива.

Однако невысокая глубина выгорания уранового топлива в тепловых реакторах (на уровне 5–7 % т.а. (“тяжелый атом”)) потребует (15–20)-кратного рецикла топлива, т.е. большого масштаба операций с радиоактивным материалом во внешнем топливном цикле (исключением здесь могут быть высокотемпературные газографитовые реакторы в варианте с насыпной активной зоной, где микро-топливо можно будет подвергнуть сверхглубокому выгоранию [I.3]). Этот большой объем технологических операций можно охарактеризовать как одно из “узких мест” глобального ядерного топливного цикла.

Помимо этого, нужно учитывать, что для завоевания позиций в мире крупномасштабная ЯЭ будет распространяться в развивающиеся страны, в регионы, удаленные от индустриально развитых стран, владеющих ядерной технологией. При наличии этих объективных тенденций функционирование ЯЭ в замкнутом топливном цикле столкнется с проблемой доставки свежего топлива разбросанным по всему миру энергетическим реакторам, транспортировкой ОЯТ в центры переработки и регенерации топлива, Это – еще одно “узкое место” глобального замкнутого топливного цикла. И технологии, которые обеспечат длительные топливные кампании, радикальное снижение потоков топлива в глобальной системе

ядерного топливного цикла, можно рассматривать как технологии повышенного экспортного потенциала.

Нельзя также не учитывать, что с ростом масштаба ЯЭ с замкнутым топливным циклом станет всё более отчетливо проявляться тревожная пропорция, когда будет осуществляться рециклирование тысяч тонн плутония в составе топлива в глобальном масштабе, в то время как считается, что для создания даже примитивного ядерного взрывного устройства достаточно иметь 10–20 кг реакторного плутония [I.4, I.5]. Проблема защищенности ядерных материалов – это еще одно “узкое место” глобального замкнутого топливного цикла.

Переход к крупномасштабной ядерной энергетике вряд ли можно будет осуществить, если не будет решена проблема надежного и безопасного обращения с долгоживущими радиоактивными отходами (РАО). Хотя ядерная энергетика в мире существует уже более 60-ти лет, однако до сих пор в мире нет ни одного функционирующего могильника РАО. Это – еще одно “узкое место” в развитии этой энерготехнологии.

§ I.2. О некоторых “узких местах” в формировании системы ЯЭ с замкнутым топливным циклом

Во многом переход на замкнутый топливный цикл связан с ограниченностью экономически доступной топливной базы и низкой эффективностью использования природного урана (тепловые реакторы с коэффициентом конверсии существенно меньшим единицы и малой глубиной выгорания в открытом топливном цикле). Это несоответствие и является одним из “узких мест”, препятствующих дальнейшему развитию ядерной энергетики большого масштаба.

Однако даже с переводом ЯЭ на замкнутый топливный цикл могут возникнуть другие “узкие места”, способные затормозить наращивание мощностей ЯЭ. Одно из них будет связано с нарастанием потоков свежего и облученного топлива, циркулирующих в глобальном ядерном топливном цикле. Особенно это проявится при распространении этой технологии производства энергии для стран третьего мира, остро нуждающихся в энергии для своего развития [I.6].

Здесь “узким местом” может оказаться малая глубина выгорания топлива прежде всего в тепловых реакторах, разбросанных по всему миру. Как хорошо известно, масштаб потоков свежего и облученного топлива напрямую зависит от глубины выгорания. Поэтому перевод тепловых реакторов на топливо со стабилизированными размножающими свойствами и глубоким (а может быть и сверхглубоким) выгоранием станет одним из важнейших факторов повышения эффективности глобального топливного цикла.

Другим “узким местом” может стать сама структура мощностей крупномасштабной ЯЭ с замкнутым топливным циклом. Это может произойти, если она будет в основе своей двухкомпонентной (ТР + БР), а на быстрых реакторах будет полностью лежать необходимость обеспечения тепловых реакторов топливом.

Это “узкое место” будет заключаться в том, что мощности БР должны будут доминировать в такой системе, что приведет к потере гибкости в производстве различных видов энергии (электричество, высокотемпературное тепло, низкотемпературное тепло, малая энергетика, производство водорода, большая химия, транспорт, опреснение и др.). А кроме этого, при доминирующей доле быстрых реакторов окажется менее гибкой способность системы реагировать на переменный график нагрузки потребителя.

Третьим “узким местом” может стать неспособность быстрых реакторов обеспечить тепловые реакторы урановым топливом при доминирующей доле тепловых реакторов в системе ЯЭ. В настоящее время тепловые реакторы в основном используют урановое топливо низкого обогащения, что является важным элементом в проблеме нераспространения ядерного оружия.

Что касается быстрых реакторов, то в рассматриваемой системе ядерной энергетики на основе совместного вовлечения регенерированного урана и тория в топливный цикл, быстрым реакторам может быть отведена роль переработчиков плутония в уран-233 (а также сжигателей младших актинидов) для его последующего использования в тепловых реакторах с многоизотопным урановым топливом. Для этого в быстрых реакторах должно использоваться топливо на основе (Pu-Th)-смеси. Важно при этом заметить, что даже при небольшой доле гибридных термоядерных реакторов (ГТР) “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” в системе ЯЭ (~10–20 %), требования

к БР по темпу наработки урана-233 могут быть смягчены, а их доля в системе может соответствовать базовой части графика нагрузки.

Сейчас для улучшения воспроизводства (и повышения эффективности использования прежде всего уже добытых урановых ресурсов) в самой распространенной реакторной технологии – технологии легководных реакторов – предложена и исследуется, по существу, её экстремальная концепция – реакторы с закритическими параметрами легководного теплоносителя. И это – ради повышения внутреннего воспроизводства (и одновременно, конечно, ради повышения КПД). В то же время подключение ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” открывает возможность, наряду с освоением уже накопленных запасов ОЯТ, после его переработки и выделения регенерированного урана, с включением ^{231}Pa перейти на более жесткий спектр нейтронов. А это, в свою очередь, позволит перейти на стальные оболочки и глубокое выгорание топлива, и всё это даже без настоящей необходимости перехода на экстремальные закритические параметры водного теплоносителя в реакторе (такое улучшенное топливо даст ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом). Отметим, что некоторые особенности многокомпонентной модели топливного цикла ядерной энергетики, включая использование плутония, обсуждаются также в работах [I.7, I.8].

§ I.3. О базовых принципах системы ядерной энергетики

Какой может быть структура будущей крупномасштабной ядерной энергетики (рассчитанной на века), в которой бы нашли отражение пути решения проблем, стоящих на повестке дня уже сегодня?

Для того чтобы не “потонуть” в обилии вариантов моделей, целесообразно сформулировать основные требования к будущей крупномасштабной ядерной энерготехнологии, что и было уже сделано в ряде исследований [I.8–I.16].

Уместно заметить, что если речь идёт о базовых принципах, то они должны быть простыми и ясными по своей сути и одновременно должны ограничить круг рассматриваемых систем. К такого рода принципам можно отнести:

- производство полезной энергии;

- наличие долгосрочной (практически неограниченной) топливной базы или бридинг искусственного ядерного горючего;
- безопасное обращение с долгоживущими радиоактивными отходами;
- системную безопасность, включая меры по нераспространению ядерного оружия;
- доминирующую роль процесса деления тяжелых ядер при выработке энергии.

Может показаться странным, что среди принципов не упоминается экономическая конкурентоспособность. Важность этого требования не подвергается сомнению, однако в долгосрочной перспективе оно не играет решающей роли. Более того, оно может сослужить плохую службу, если из рассмотрения будут исключены зарождающиеся перспективные технологии, которые могут войти в перечень, характеризующий потенциал всей ядерной энерготехнологии на долгосрочную перспективу (в первую очередь это относится к разрабатываемой технологии управляемого термоядерного синтеза).

Упомянутая совокупность базовых принципов нуждается в некоторых пояснениях.

1. Производство полезной энергии. На первый взгляд, это – тривиальное требование, которое кажется излишним. Однако нужно учитывать, что для функционирования инфраструктуры ядерной системы неизбежно потребуется расход энергии на собственные нужды в том числе, например, на трансмутацию долгоживущих радиоактивных отходов (изотопное разделение, генерация избыточных нейтронов). Такого рода расходы энергии не должны привести к нет производству полезной энергии для потребителя.

2. Наличие долгосрочной (практически неограниченной) топливной базы или бридинг искусственного ядерного горючего. Ядерная энергетика, базирующаяся в основном на тепловых реакторах (с $KB < 1$), может использовать только уран из богатых месторождений, которые, как предполагается, могут быть исчерпаны в пределах XXI века. Уже по одной этой причине такая энергетика не может рассматриваться в качестве долгосрочной крупномас-

штабной энерготехнологии (дешёвое масштабное извлечение урана из морской воды пока не представляется реальным).

Правда, ещё А. Вайнберг (известный американский физик, первым обративший внимание на необходимость разработки реакторов с внутренне присущей безопасностью, опирающейся на природные свойства материалов и внутренние обратные связи), рассуждая о второй ядерной эре, обращал внимание на то, что при успешной разработке технологии извлечения урана из морской воды система с тепловыми реакторами могла бы обрести долгосрочную перспективу даже без бридинга искусственного ядерного горючего.

Однако замыкание топливного цикла и бридинг искусственного горючего, на должном уровне уже продемонстрированный в промышленном масштабе с использованием быстрых реакторов, позволяют говорить о практически неограниченной топливной базе для крупномасштабной ядерной энерготехнологии на века, даже если при этом использовать только уран из богатых месторождений. Заметная часть этого урана уже добыта и находится как на складах в виде отвалного урана, так и в составе облученного топлива.

3. Обезвреживание долгоживущих радиоактивных отходов.

Отличительной особенностью ядерной энерготехнологии, основанной на процессе деления тяжелых ядер (П.1), является сопутствующее образование радиоактивных продуктов в нейтронных реакциях и особенно долгоживущих радионуклидов. Большая и долговременная опасность радиоактивных отходов требует их надежной изоляции от окружающей среды в течение сроков, которые выходят за рамки нескольких тысячелетий.

Любой технологический эксперимент, демонстрирующий осуществимость практически надежного захоронения, потребовал бы немислимо длительного времени и поэтому не представляется реальным. Тем не менее в настоящее время рассматриваются следующие пути решения этой проблемы:

- практически “абсолютно” надежное захоронение в спокойные геологические формации (могильники РАО);
- удаление в космическое пространство;
- контролируемое превращение долгоживущих радионуклидов в короткоживущие или стабильные нуклиды.

В настоящее время главным направлением является разработка технологии захоронения долгоживущих РАО в могильниках. Выбор площадок для их размещения – весьма непростое дело, сопряженное с противодействием психологического характера. К сожалению, у людей сформировалось твёрдое убеждение, что ядерной энерготехнологии обязательно должны будут сопутствовать могильники долгоживущих РАО. Данный тезис можно принять только в том случае, если были бы сформулированы принципиальные физические запреты, определяющие невозможность обезвреживания РАО, особенно в долгосрочном плане. Таких принципиальных физических запретов до сих пор не сформулировано.

В настоящее время специалисты-ядерщики, чтобы успокоить общественное мнение, занимаются тщательными расчётами величины радиотоксичности облученного топлива и радиоактивных отходов, а также выяснением того, в какой мере она сбалансирована радиоактивностью извлечённого из недр урана. Поскольку обеспокоенность общественности носит во многом психологический характер, а временной масштаб для подтверждения надёжности захоронения РАО характеризуется десятками тысяч и даже более лет, то любой количественный подход к доказательству надёжности могильников обречен на недоверие **a priori**.

Целесообразно рассмотреть другое решение этой проблемы – **отказ** от могильников высокоактивных долгоживущих радиоактивных отходов за счёт их глубокой трансмутации в короткоживущие или стабильные нуклиды. Что касается неизбежных отходов трансмутационного процесса, то это уже вопрос, который будет определяться прогрессом технологии извлечения малого количества остающихся радионуклидов из отходов и решаться не с помощью могильников, а с помощью временных контролируемых хранилищ.

Ключевые элементы в таком подходе – **выяснение принципиальной возможности** и **демонстрация** трансмутации основных долгоживущих радионуклидов, а не попытки доказать надёжность могильников. Подробнее пути решения этой проблемы будут рассмотрены ниже.

4. Системная безопасность, включая меры по нераспространению ядерного оружия. Безопасность всех звеньев будущей ядерной энергетики (и в первую очередь атомных энергоисточни-

ков) должна быть приоритетной. Достигаться она должна главным образом за счёт внутренних свойств реактора, выбора материалов, использования благоприятных физических закономерностей и пассивных средств. Замкнутый топливный цикл крупномасштабной ядерной энергетики должен быть устойчив к различного рода попыткам переключения циркулирующих ядерных материалов на не-энергетические цели за пределами ядерной системы.

Принцип многоэшелонированной защиты должен включать как организационные меры, так и иерархию мер защиты технического характера. Под организационными мерами понимается система международного контроля и гарантий (МАГАТЭ), физическая защита материалов и предприятий ядерного топливного цикла. Под иерархией мер защиты технического характера имеются в виду система используемых технологий обращения с ядерными материалами, затрудняющая возможное переключение, нуклидный состав материалов, обуславливающий создание различного рода радиационных барьеров, а также барьер изотопного денатурирования используемых делящихся материалов, для преодоления которого потребовалось бы применение только технологии изотопного разделения.

Одним из важных аспектов системной безопасности является принцип построения топливного цикла, который в крайних своих вариантах сводится к следующей альтернативе размещения предприятий по радиохимической переработке: централизованная переработка облучённого топлива под международным контролем в крупных региональных центрах или пристанционный цикл переработки облучённого топлива на площадке АЭС.

Каждый из этих вариантов имеет свои преимущества и недостатки, однако при определённых условиях вариант с централизованной переработкой облучённого топлива в крупных региональных центрах под международным контролем может оказаться предпочтительным.

5. Доминирующая роль процесса деления тяжёлых ядер при выработке энергии. Это принципиальное требование призвано ограничить круг возможных технологий, которые могут лечь в основу рассмотрения будущих ядерных систем. Целесообразность такого принципиального требования связана с двумя обстоятельствами.

Во-первых, это позволит учесть богатый опыт, накопленный в результате полувекового существования ядерной энергетики и, во-вторых, включить в рассмотрение разрабатываемые перспективные технологии. Последние можно отнести к вспомогательным, направленным на решение ряда проблем, например, топливного цикла будущей ядерной энергетики, основывающейся на процессе деления. В первую очередь в качестве таких технологий могут выступать термоядерный синтез и электроядерная технология. Хотя они сильно проигрывают в конкурентоспособности как источники для производства энергии, их использование для решения проблем топливного цикла ядерной энергетики может оказаться весьма значимым.

Впервые в концентрированном виде совокупность базовых принципов была сформулирована в 1990–1991 гг. и обсуждена на ежегодных конференциях Американского ядерного общества в 1992 г. [I.10, I.11]. Роль крупномасштабной ядерной энергетики, удовлетворяющей всей совокупности базовых принципов, отводилась системе на основе быстрых бридеров. Обсуждению структуры такой ядерной энергетической системы и набора возможных технологий для замкнутого топливного цикла были посвящены две международные конференции в Японии [I.12, I.13].

В конце 1990-х годов упомянутые принципы использовались при разработке варианта стратегии развития ядерной энергетики России на базе быстрых реакторов с тяжелым теплоносителем [I.14, I.15] и были предложены для международного сотрудничества в рамках инициативы Президента РФ на саммите тысячелетия (сентябрь 2000 г.). Тем самым была предпринята попытка придать новый импульс к объединению усилий международного сообщества в разработке крупномасштабной ядерной энерготехнологии нового этапа, отвечающей требованиям устойчивого развития человечества в XXI веке и на дальнейшую перспективу.

Рассматривается и “трёхкомпонентная” ядерная система, которая также может отвечать основным базовым принципам и включает быстрые реакторы с расширенным воспроизводством искусственного топлива, реакторы на тепловых нейтронах и реакторы-выжигатели (“мусорщики”) для управления и коррекции нуклидного состава топлива и продуктов деления в топливном цикле [I.16, I.17].

Кроме того, уделяется внимание многокомпонентным моделям ядерной энергетической системы [I.8].

Как уже отмечалось, ожидается, что суммарная электрическая мощность будущей крупномасштабной ЯЭ может составить около 10 000 ГВт (эл.), т.е. приблизительно в 20 раз больше, чем мировая ЯЭ конца XX в. Базируясь на замкнутом топливном цикле и бридинге искусственного топлива, она будет потреблять около 15 тыс. т урана и (или) тория ежегодно. Учитывая, что только дешёвого урана богатых месторождений насчитывается около 10 млн т, такая крупномасштабная ядерная энергетика будет обеспечена этим ураном на столетия. Количество урана, который уже добыт и размещается на складах (в том числе в виде отвалного урана) – около 2 млн т [I.18], а также урана в составе облученного топлива может хватить на несколько столетий даже для крупномасштабной ядерной энергетики.

Таким образом, замыкание топливного цикла обуславливает беспрецедентное расширение топливной базы, но требует включения в технологическую цепочку обращения с топливными материалами операций, связанных с переработкой облученного топлива и повторным использованием недожженных и накопившихся нуклидов.

§ I.4. Об опыте России в замыкании ядерного топливного цикла

В России с середины 1970-х годов уже реализован полузамкнутый топливный цикл. Это стало возможным после ввода в 1976 г. первого радиохимического завода по переработке облученного топлива РТ-1 на ПО “МАЯК”. Реализована следующая схема: облученное топливо из легководных реакторов ВВЭР-440, быстрых реакторов БН-350 и БН-600, а также облученное топливо транспортных реакторов перерабатывается на РТ-1, затем регенерированный уран в требуемой пропорции смешивается и готовится топливо для канальных уран-графитовых реакторов РБМК, где оно и используется. После этого облученное топливо, выгруженное из РБМК, отправляется на временное хранение (в пристанционные бассейны выдержки, а затем на Красноярский горно-химический комбинат). Предполагается, что с развитием технологии химической переработки, ее удешевлением станет экономически выгодно

перерабатывать и это топливо, отделяя ценные компоненты и захранивая компактные РАО.

Обсуждаются основные стадии технологии радиохимической переработки завода РТ-1, производительность которого составляет 400 т ОЯТ/год, что покрывает практически все потребности в переработке облученного топлива транспортных реакторов России и реакторов ВВЭР-440. В настоящее время идет модернизация этого завода для переработки облученных сборок, выгруженных из реакторов ВВЭР-1000.

Как отмечалось, уже функционируют “мокрое” хранилище (объемом 6 400 т) и вводится в строй “сухое” хранилище (объемом 33 000 т) облученного топлива, а также начато строительство радиохимического завода РТ-2 (мощность завода по переработке – 800 т ОЯТ / год) на Красноярском горно-химическом комбинате.

Извлеченный плутоний и младшие актиниды отправляются на временное хранение до того момента, когда они будут использоваться в реакторах на быстрых нейтронах.

Наша страна располагает самыми большими в мире мощностями по обогащению урана, которые основываются на передовой технологии разделения центрифужным методом. Ангарский электрохимический комбинат объявлен международным центром по предоставлению всем государствам гарантированных услуг по обогащению урана под контролем МАГАТЭ. Это первый шаг к построению международной структуры ядерной энергетики, доступной для использования всеми государствами с соблюдением режима нераспространения ядерного оружия.

В России развита в полупромышленном масштабе технология “сухой” (неводной) пироэлектрохимической переработки облученного топлива высокой удельной активности, которая уже практически используется в НИИАР (г. Димитровград) для переработки облученного топлива с короткой выдержкой и ориентированной на переработку топлива быстрых реакторов. В настоящее время уже вступает в строй “сухое” хранилище для длительного хранения облученного топлива (в том числе и зарубежного).

Рассматриваемая “трёхкомпонентная” ядерная система также может отвечать основным базовым принципам [I.15, I.19, I.20].

§ I.5. Ядерные материалы в топливном цикле

I.5.1. Элементы защиты материалов от распространения ядерного оружия

Как известно, сырьем для ядерной энергетики, основанной на делении тяжелых ядер, служат природный уран и торий. Природный уран содержит 0.71 % урана-235, и самоподдерживающаяся цепная реакция деления осуществляется на тепловых нейтронах при использовании достаточно большого количества урана, графита или тяжелой воды. Что касается природного тория, то он вообще не содержит делящегося нуклида, который можно рассматривать в качестве аналога урану-235.

Поэтому для создания компактного ядерного взрывного устройства на уране требуется операция изотопного обогащения для получения высокообогащенного урана-235 (90–95 % ^{235}U). Если же использовать искусственные делящиеся нуклиды (Pu или ^{233}U), то для их накопления необходимо облучение урана (или тория) в ядерных реакторах.

В современных ядерных реакторах используется урановое топливо с различным обогащением. С этой точки зрения само исходное топливо по изотопному составу может занимать промежуточное положение (между природным ураном и высокообогащенным ураном-235) и требует дообогащения для превращения его в уран оружейного класса (Highly Enriched Uranium – HEU).

В процессе работы ядерного реактора накапливается плутоний, который также может быть использован в ядерных взрывных устройствах. Плутоний оружейного класса (Weapons-grade Plutonium – W-g Pu) состоит в основном из изотопа ^{239}Pu с небольшим содержанием ^{240}Pu (4–7 %) и незначительным количеством других изотопов плутония. Такой плутоний получают в специальных реакторах с коротким циклом облучения. В то же время энергетические реакторы с длительным циклом облучения и значительной глубиной выгорания характеризуются накоплением плутония с существенным содержанием высших его изотопов (Reactor-grade Plutonium – R-g Pu). При длительном выгорании топлива претерпевает изменение и изотопный состав урана (появляются изотопы ^{236}U и ^{232}U). В качестве примера в табл. I.1 приведен состав урано-

вого топлива (с начальным обогащением 4.4 % ^{235}U), облученного в легководном реакторе до выгорания 4 % т.а. Считается, что урановое топливо реакторов может быть использовано для получения делящихся материалов для ядерных взрывных устройств, но это потребует выполнения дополнительных специальных операций.

Таблица I.1

Изотопный состав урана и плутония в топливе легководного реактора

Состав свежего топлива	Изотопный состав урана и плутония (%) в облученном топливе (выгорание 4% т.а.)					
4.4 % ^{235}U	<u>уран:</u> ^{232}U / ^{235}U / ^{236}U / ^{238}U					
	1.4·10 ⁻⁹ / 1.26 / 0.59 / 98.15					
	<u>плутоний:</u> ^{238}Pu / ^{239}Pu / ^{240}Pu / ^{241}Pu / ^{242}Pu					
	(R-g Pu) 1.7 / 58.0 / 22.3 / 12.3 / 5.7					

В процессе облучения тория может быть накоплен делящийся изотоп ^{233}U , который считается весьма эффективным материалом для ядерных взрывных устройств, а также, наряду с ураном-233, другие изотопы (^{234}U , ^{235}U , ^{236}U) и легкий изотоп ^{232}U , сильно осложняющий обращение с накапливаемым ураном.

Существуют различные точки зрения на развитие топливного цикла ядерных реакторов. В ряде стран (США, Канада, ФРГ, Швеция) реализуется открытый топливный цикл, в котором не предусматривалась в обозримой перспективе химическая переработка облученного топлива. Одна из причин – стремление не повышать риск распространения ядерного оружия. При этом допускается только преобразование облученного топлива в форму, приспособленную для длительного хранения. Однако такая стратегия развития ядерной энергетики уже привела к накоплению значительного количества облученного топлива, которое представляет долговременную опасность. Поэтому предпочтительный путь длительного развития ядерной энерготехнологии состоит в переходе на замкнутый топливный цикл с переработкой облученного топлива, выде-

лением радиоактивных продуктов деления и возвращением в цикл недоиспользованного топлива.

Как уже отмечалось, переработка облученного топлива с отделением радиоактивных продуктов деления (которые в облученном топливе своим интенсивным излучением создавали защитный барьер для доступа к делящимся материалам) может рассматриваться как операция, устраняющая (или ослабляющая при неполной очистке) этот защитный барьер. Фракционирование перерабатываемого топлива на отдельные элементы или группы элементов также потенциально может облегчить хищение делящихся материалов. Чтобы устранить (или ослабить) опасность хищения, необходимо предусматривать соответствующие методы контроля и защиты. Помимо организационных мероприятий, связанных с охраной ядерных объектов и контролем над технологическими процессами, в качестве защитных мер на пути хищения расщепляющихся материалов рассматриваются следующие:

1. Радиационный барьер, обусловленный главным образом продуктами деления (как накопившимися в процессе облучения, так и генерируемыми специально путем короткого облучения свежего топлива), а также собственный радиационный фон выделяемых расщепляющихся материалов.

2. Неполная очистка облученного топлива от накопившихся радиоактивных продуктов деления (ПД), что приводит к сохранению высоких радиационных полей при последующих операциях с регенерированным топливом.

3. Использование изотопно разбавленного урана-235, т.е. урана со сравнительно низким обогащением.

4. Неполное разделение урана и плутония (или исключение технологической операции по их разделению) при переработке облученного топлива, что не позволяет непосредственно использовать такие материалы в ядерных взрывных устройствах.

5. Использование автоматизированной дистанционной технологии фабрикации топлива, изготовления твэлов и ТВС, что затрудняет доступ к расщепляющимся материалам.

6. Разбавление (денатурирование) делящихся материалов такими их изотопами, которые по своим свойствам способны затруднить использование этих материалов в ядерных взрывных устройствах. Частным случаем является хорошо известное разбавление

урана-235 изотопом урана-238 (т.е. использование низкообогащенного топлива). Другим примером может служить использование смешанного топлива на основе U и Th, когда накапливающийся в топливе ^{233}U оказывается, по существу, также изотопно разбавлен в уране-238.

В случае использования плутония-239 такую роль в определенной мере играют его высшие изотопы (главным образом ^{240}Pu), а также ^{238}Pu , который характеризуется высоким уровнем нейтронного фона, обусловленного спонтанным делением и интенсивным тепловыделением α -распада (период полураспада ^{238}Pu составляет 87.7 лет) [I.21].

В ториевом топливном цикле подобную роль может играть специально накапливаемый ^{232}U (период полураспада – 68.9 лет).

На практике отмеченные меры могут использоваться (и уже используются) в сочетании. Так, например, реализация открытого цикла для легководных реакторов обеспечивает существование следующих барьеров:

- изотопное разбавление (уран низкого обогащения);
- высокий радиационный фон, обусловленный главным образом присутствием продуктов деления;
- плутоний находится в смеси с ураном в облученном топливе.

Именно совокупность этих защитных барьеров была положена в основу американского стандарта защищенности облученного топлива (“Spent Fuel Standard”).

1.5.2. Защищенность ядерных материалов в открытом топливном цикле и пути его замыкания

В открытом цикле свежее топливо – низкообогащенный уран, а накопившийся Pu в составе облученного топлива в тепловыделяющих сборках защищен высоким уровнем γ -излучения продуктов деления (рис. I.1). В настоящее время повторное использование плутония ограничивается европейскими реакторами.

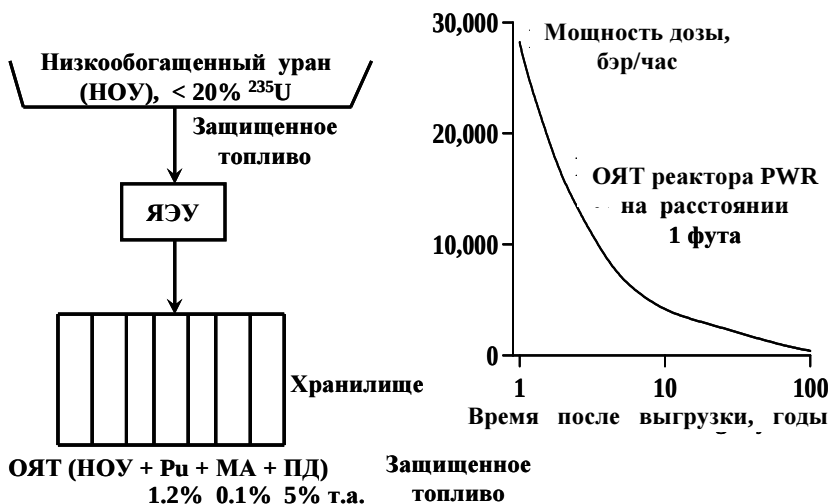


Рис. 1.1. Открытый топливный цикл

Захоронение такого топлива – сложная техническая проблема, требующая большого количества практически “вечных” могильников. Поэтому обсуждается идея о необходимости предварительной переработки облученного топлива, выделения МА, которые во многом определяют тепловой баланс могильников. Целесообразно одновременно выделять и уран с накопившимся плутонием для последующего их использования. Такой шаг можно рассматривать в качестве перехода к замыканию топливного цикла.

Плутоний, накопившийся в облученном топливе (пока он не выделен из ОЯТ), рассматривается как защищенный материал, поскольку мощность экспозиционной дозы на расстоянии вытянутой руки от облученной сборки составляет тысячи и десятки тысяч бэр/час (см. рис. 1.1).

В замкнутом топливном цикле положение иное: свежее топливо будет содержать смесь U и Pu (например, в виде MOX-топлива), а высокий уровень γ -излучения отсутствует, так как топливо – свежее. В Окриджской национальной лаборатории (ORNL, США) были проведены обширные исследования по созданию высокого уровня γ -фона в свежем топливе [1.22]. Были проанализированы 64

радионуклида-кандидата для подмешивания в свежее топливо (рис. I.2).

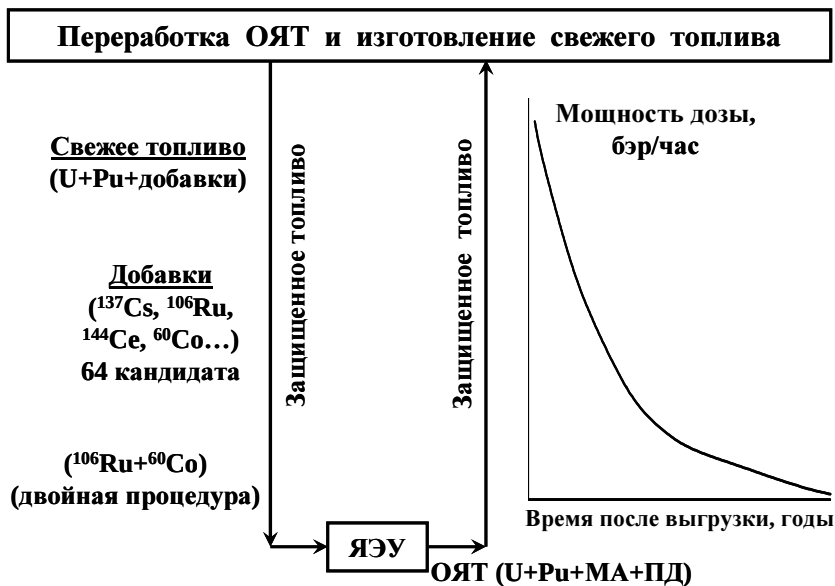


Рис. I.2. Защищенный замкнутый (U–Pu) топливный цикл (ORNL, USA)

Наиболее предпочтительными кандидатами были определены ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ лет) и ^{60}Co ($T_{1/2} = 5.27$ г). Однако цезий – легколетучий элемент, и при высокотемпературном прогреве может быть выведен из топлива. А интенсивность γ -фона от радиокобальта спадает весьма быстро.

Для обеспечения повышенной защищенности плутония в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL, США) была предложена новая организация международного топливного цикла [I.23], которая легла в основу инициативы президента США о глобальном партнерстве – GNEP (Global Nuclear Energy Partnership), поддержанного многими странами (в том числе Россией), владеющими развитой ядерной технологией (рис. I.3).

Суть предложения состоит в том, что облученное топливо, выгруженное из энергетических реакторов стран-пользователей, должно вывозиться в страны Ядерного клуба для полномасштабной химической переработки с извлечением Pu и последующим его сжиганием в международных технологических центрах. В рамках этой программы плутоний не планируется возвращать в страны-пользователи. Поставляемое свежее топливо – обогащенный уран, а плутоний и МА сжигаются в международных центрах переработки.

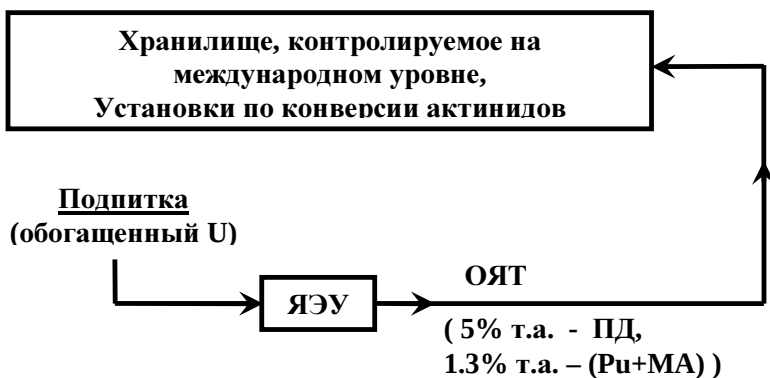


Рис. 1.3. Защищенный открытый топливный цикл (LANL, USA)

После того как богатые и дешевые урановые ресурсы будут исчерпаны, необходимо перейти на искусственно наработанное свежее топливо (т.е. на Pu, ^{233}U или их смесь). В предложенной инициативе GNEP такая возможность не проработана. Предлагается использовать реакторы, работающие без перегрузок 15–20 лет и более, после этого они без выгрузки облученного топлива будут возвращаться в страны-поставщики, т.е. в страны Ядерного клуба для переработки и перезарядки свежим топливом. Необходимость концентрированного сжигания накопившегося плутония в международных центрах может привести к беспрецедентно высокому локальному выделению тепловой энергии в регионе расположения этих центров и влиянию на его климат. Что касается использования

реакторов с длительной кампанией и без перегрузок (т.е. реакторов-батареек), то это – источники энергии относительно небольшой мощности, да и они в процессе поставки и монтажа будут представлять из себя привлекательный источник плутония, достаточный для создания ядерного военного потенциала в десятки и более атомных бомб.

Поскольку у плутония нет сырьевого изотопа, его трудно защитить путем понижения обогащения, а уран – можно. После исчерпания дешёвых запасов ^{235}U такой же принцип разбавления (понижения обогащения) можно реализовать в смеси ^{233}U и ^{238}U . Поэтому разумно представить себе защищенное топливо в виде смеси ($^{232}\text{Th} + ^{233}\text{U} + ^{238}\text{U}$) [I.24]. Если доля ^{238}U невелика и достаточна, чтобы иметь ^{233}U низкого обогащения (в составе урановой фракции), то и плутоний в таком облученном топливе будет накапливаться в уменьшенном количестве.

Иными словами, можно рассматривать объединенный ($^{232}\text{Th} + ^{233}\text{U} + ^{238}\text{U} + \text{Pu}$) топливный цикл, наряду с “классическими”: ($^{233}\text{U} + ^{232}\text{Th}$)-циклом и ($^{238}\text{U} + \text{Pu}$)-циклом. Если в каждом из этих циклов делящиеся материалы (^{233}U и Pu) являются, образно говоря, “высокообогащенными” материалами, то в объединенном цикле ^{233}U в составе урановой фракции с ^{238}U может рассматриваться как “низкообогащенный”. Следует отметить, что гомогенная смесь двух сырьевых нуклидов – ($^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$) является более эффективным нейтронным поглотителем, чем по отдельности, что улучшает нейтронно-физические характеристики такого топлива. Это позволяет повысить глубину выгорания топлива, снизить поток облученного топлива на переработку [I.24, I.25], а также утилизировать накопленный плутоний [I.26, I.27].

В таком объединенном топливном цикле эффективной и защищённой может быть двухуровневая структура цикла: верхний уровень – полномасштабная химическая переработка облученного топлива в международных центрах с попутным сжиганием Pu и MA (наработка которых будет уменьшена). Нижний уровень – упрощенная пристанционная термо-механическая рефабрикация топлива (типа DUPIC-процесса [I.28, I.29]) с подпиткой защищенным ^{233}U . Такой замкнутый топливный цикл может быть эффективным как при использовании реакторов PWR-типа, так и для реакторов CANDU-типа.

1.5.3. О защищённости накопленного плутония в облучённом топливе ядерных реакторов и об интернационализации топливного цикла

Мировая ядерная энергетика уже накопила (и продолжает накапливать) большое количество облученного топлива, в котором содержится довольно много плутония (более 1000 т). Для того чтобы уменьшить опасность неконтролируемого распространения плутония, предложена концепция его сжигания под международным контролем. По-существу, речь идет об интернационализации топливного цикла для глобальной ядерной энергетической системы.

Как уже отмечалось, эта концепция была разработана в Лос-Аламосской национальной лаборатории США [I.23]. В рамках этого подхода предполагается организация нескольких крупных ядерно-технологических центров под международным контролем, куда будет доставляться облученное урановое топливо, выгруженное с АЭС. В этих центрах облученное топливо предполагается перерабатывать, и из него будет выделяться плутоний. Ключевой элемент концепции (наряду с переработкой топлива и выделением плутония под международным контролем) состоит в том, что выделенный плутоний будет сжигаться на площадках этих же центров и не будет распространяться по планете. Не исключается однократное рециклирование плутония при условии его неразделения от урана и обеспечения защищенности на уровне не ниже “Spent Fuel Standard” [I.26, I.27], например при использовании термомеханической технологии рефабрикации топлива типа DUPIC-процесса [I.28, I.29]. АЭС будут в основном применять добываемый природный уран, а также регенерированный уран, извлеченный из облученного топлива в этих центрах. Предполагается, что так будет продолжаться до начала исчерпания запасов дешевого урана (примерно в последней четверти XXI века или может быть несколько позже), после чего потребуются переход на бридеры при использовании сохраненного минимально необходимого количества плутония и обеспечении режима нераспространения.

Таким образом, интернационализированный топливный цикл можно охарактеризовать как замкнутый топливный цикл с подпиткой природным ураном: на АЭС, расположенных по всему миру, используется урановое топливо, а накапливаемый избыточный плу-

тоний практически полностью утилизируется (возможно, с многократным рециклом) в специальных сжигателях, размещенных на территории международных центров, что и позволит обеспечить режим нераспространения.

Концепция интернационализации топливного цикла глобальной ядерной энергетической системы имеет два недостатка.

Во-первых, как и всякая концепция топливного цикла, эта концепция, будучи ориентирована на использование дешевых урановых ресурсов, должна предусматривать возможность трансформации в новую концепцию топливного цикла, когда дешевый уран будет исчерпан. Иначе говоря, она должна обеспечить возможность перехода всей ядерной энергетической системы на искусственное топливо (на базе того же плутония).

Международные центры, задуманные для обращения с облученным топливом и сжигания только избыточного плутония (централизованно и под международным контролем), должны будут либо вобрать в себя весь плутониевый топливный цикл и все АЭС, либо применять такую технологию обращения с плутонием, которая обеспечит приемлемый уровень его защищенности от неконтролируемого распространения и позволит использовать его за пределами международных центров. Правомерный вопрос: почему бы не ориентироваться на это с самого начала?

Во-вторых, вполне вероятно массированное воздействие предлагаемых международных ядерно-технологических центров на экологическую обстановку регионов, в которых они расположены, в частности, тепловое загрязнение, связанное со сжиганием плутония на территории этих центров. Как известно, при сжигании одной тонны урана в легководных реакторах образуется около 300 кг плутония. Его сжигание, по-существу, будет означать, что около 30 % всех атомных мощностей придется сосредоточить в таких центрах, т.е. концентрация энергетических мощностей даже для существующего масштаба ядерной энергетики окажется беспрецедентной [1.25].

Представляется, что эти недостатки носят принципиальный характер, поэтому, чтобы исключить их, целесообразно предусмотреть иные варианты концепции интернационализации топливного цикла для будущей ядерной энергетики.

1.5.4. О значимости имеющихся складских запасов тория для вовлечения в ядерную энергетику России

Ранее уже обращалось внимание на две особенности, обычно высказываемые в связи с вовлечением в ЯЭ тория – другого сырьевого ресурса, наряду с природным ураном. Первая особенность состоит в том, что потребуются промышленная реализация иной технологии топлива (по сравнению с существующей урановой технологией), поскольку материаловедение, связанное с торием, отличается от уранового. Вторая особенность обусловлена тем, что преобразования потребуются не только в технологии обращения с топливом при рециклировании, хранении и захоронении. Они потребуются (что весьма капиталоемко), начиная с добычи и первичной переработки ториевой руды. Поэтому важным является вопрос о том, в каких масштабах может потребоваться (или не потребуются) развертывание промышленности по добыче тория, которой в настоящее время, откровенно говоря, еще не существует ни в одной стране мира.

Ведь торий, как известно, до сих пор находит весьма ограниченное применение в народном хозяйстве, например в химической и металлургической промышленности, электронике и медицине [1.30]. Однако, по разным оценкам, это применение весьма ограничено и составляет от нескольких десятков до 200–300 т / год.

В настоящее время торий добывается, по-существу, как побочный продукт при добыче группы редкоземельных элементов, отделяется от руды при её первичной переработке и откладывается для хранения и последующего использования. Как побочный продукт он также извлекается и при добыче урана в смешанных уран-ториевых и торий-урановых месторождениях.

Однако, рассматривая эту проблему, нужно учитывать специфические особенности и различия при добыче и использовании уранового топливного ресурса от использования ториевого ресурса. Во-первых, это связано с тем, что большой масштаб урановой добывающей промышленности определяется не собственно делящимся ураном-235, а тем, что его содержание в природном уране составляет всего около 0.711 %. Поэтому чтобы получить тонну урана-235 приходится добывать 170–200 т природного урана (с учетом неполного извлечения урана-235 при изотопном обогащении).

Поскольку у природного тория нет эффективного делящегося изотопа, подобного урану-235, вовлечение тория в топливный цикл не обязательно должно потребовать подобных масштабов его добычи, поскольку добыча тория может ограничиваться его “расходом” только на наработку делящегося урана-233. Во всяком случае, это будет в сильной степени определяться структурой построения топливного цикла и использования в нем тория.

Для оценки его минимального “расхода” можно исходить из следующего простого соображения. В каждом легководном реакторе мощностью 1000 МВт (эл.) сгорает ежегодно порядка 960 кг делящегося материала (около 60 % приходится на уран-235), а с учетом радиационного захвата нейтронов (и образования урана-236) процентов на 40 больше, т.е. около 800 кг ^{235}U в год на один миллионный блок.

Ядерная энергетика России середины XXI века мыслится на уровне 50–70 ГВт (эл.). Поэтому если теперь этот расходуемый уран-235 заменить на уран-233, то при прочих равных условиях “расход” тория для облучения нейтронами (и накопления урана-233) для ЯЭ России середины XXI века потребует смехотворно низкий (около 40–56 т ежегодно). Такой “расход” не потребует никакого освоения дополнительных месторождений и развертывания добывающих мощностей в России.

Дело в том, что в настоящее время имеющиеся складские запасы ториевого монацитового концентрата на хранении в окрестности г. Красноуфимска (Свердловская область) составляют 82 000 т с содержанием тория в нем около 4.7 вес. %, т.е. в количестве 3800 т [I.31]. Даже этих имеющихся складских запасов могло бы хватить для ЯЭ России масштаба середины XXI века на ~70–95 лет.

Однако наряду с расходом тория на его превращение в ^{233}U необходимо учитывать потребности на заполнение бланкетов наработчиков и топливного цикла переработки. Учитывая, что химическая переработка облученного сырьевого материала может производиться практически без выдержки, как это рассматривается для термоядерного источника нейтронов (ТИН) с жидкосолевым бланкетом [I.32], в нашей оценке эту задержку можно не учитывать.

Что касается потребности в тории для заполнения бланкета, то эта составляющая может оказаться существенной. Для подтверждения обратимся к проекту опытно-промышленного гибридного

термоядерного наработчика плутония с U-бланкетом, который был разработан в 70–80 годах прошлого столетия в «Курчатовском институте» [1.33]. Урановый бланкет этого гибридного наработчика размещался за первой стенкой в зоне толщиной 20 см и содержал (U–Mo)-сплав обедненного урана. Термоядерная мощность составляла 578 МВт (тепл.), нейтронная нагрузка на первую стенку – 0.8 МВт/м², наработка плутония – 4.0 т/год. Полная загрузка урана в бланкет этого гибридного термоядерного наработчика оценена величиной 1040 т.

Если принять эту оценку в качестве загрузки тория в бланкет ТИН с Th-бланкетом и учесть ежегодный расход тория на образование урана-233 на рассматриваемом максимальном уровне для ЯЭ РФ середины XXI века (70 ГВт (эл.)), то оказывается, что имеющегося запаса тория, находящегося под Красноуфимском, хватит для работы двух гибридных наработчиков на более чем четверть века. Далее потребуется либо добыча, либо покупка Th-сырья.

Однако такая оценка может быть использована только в том случае, если торий не будет полностью присутствовать в составе топлива энергетических реакторов. В этом случае торий должен быть сосредоточен в ограниченном количестве эффективных наработчиков урана-233. Именно такой вариант структуры ЯЭ России и может быть реализован, если будет разработана концепция термоядерного источника нейтронов с торивым бланкетом. Тогда включение в топливный цикл таких эффективных источников наработки урана-233 даже в ограниченном количестве позволило бы обеспечить ядерную энергетику России искусственным урановым топливом (на базе делящегося урана-233) на достаточно длительный срок. При этом топливом тепловых реакторов будет многоизотопный уран, в котором доминирующими изотопами являются ²³³U и ²³⁸U.

Если в свежее топливо (²³³U + ²³⁸U) добавлять по несколько процентов нуклидов ²³¹Pa и ²³⁷Np, то, как уже отмечалось, при облучении в уране появится “примесь” урана-232, причем в количестве, сопоставимом с содержанием ²³³U. Одновременно с этим к накапливаемому плутонию (при захвате нейтрона ураном-238) будет “примешиваться” ²³⁸Pu (накапливающийся по реакции ²³⁷Np(n,γ)²³⁸Np...²³⁸Pu) и тоже в сопоставимых с ²³⁹Pu количествах. Это существенно повысит защищенность делящихся материалов

топлива от неконтролируемого переключения на неэнергетические цели. Отметим, что, вообще говоря, добавление ^{237}Np в свежее топливо не является желательным с точки зрения нераспространения делящихся материалов вследствие того, что критическая масса металлического нептуния сопоставима с критической массой ^{235}U и также низка генерация нейтронов спонтанного деления. Поэтому для денатурации накапливающегося при работе реактора в топливе плутония предпочтительно в свежее топливо добавлять напрямую ^{238}Pu .

Выводы

1. Крупномасштабная ядерная энергетика на базе энергетических реакторов деления мыслится как система с включением реакторов на быстрых нейтронах и замкнутым ядерным топливным циклом. В такой системе будет осуществляться практически полное использование имеющихся урановых ресурсов с регенерацией облученного топлива в крупных ядерных центрах.

2. Включение в ядерный топливный цикл гибридных термо-ядерных наработчиков топлива на основе ^{233}U позволит формировать нуклидный состав уранового топлива для энергетических ядерных реакторов со стабилизированными размножающими свойствами, длительными топливными кампаниями и сравнительно редкими перегрузками.

3. Включение в ядерный топливный цикл таких наработчиков придаст ядерной энергетической системе большую автономность, снизит топливные потоки облученного и свежего топлива. Такое используемое топливо характеризуется как более защищенное с точки зрения проблемы нераспространения ядерного оружия.

4. Подключение ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” в систему ЯЭ открывает возможность улучшить нейтронно-физические параметры легководных реакторов путем изменения нуклидного состава топлива даже без форсирования теплофизических параметров теплоносителя (хотя такое форсирование в определённой мере может и не исключаться).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ I

I.1. Адамов Е.О., Джалавян А.В., Лопаткин А.В. и др. Концептуальные положения стратегии развития ядерной энергетики России в перспективе до 2100 года // Атомная энергия. Июнь 2012. Т. 112. № 6. С. 319–331.

I.2. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г., Крючков Э.Ф., Апсэ В.А. Управляемый термоядерный синтез: потенциальная роль в объединенном (Th-U-Pu) ядерном топливном цикле // Ядерная физика и инжиниринг. 2011. Т. 2. № 2. С. 101–111.

I.3. Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Гольцев А.О. Высокотемпературный гелиевый модульный ядерный реактор с шаровыми твэлами для производства электроэнергии и водорода // Атомная энергия. 2004. Т. 96. № 3. С.175–182.

I.4. Carson Mark. J. Explosive properties of reactor-grade plutonium // Science & Global Security. 1993. Vol. 4. P. 111–128.

I.5. De Volpi A. Denaturing Fissile Materials // Progress in Nuclear Energy. 1982. Vol. 10. № 2. P. 161–220.

I.6. Велихов Е.П., Гагаринский А.Ю., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Россия в мировой энергетике XXI века. М.: ИздАТ, 2006.

I.7. Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г. Потенциальная роль гибридных “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” наработчиков топлива в замкнутом (U-Pu)-топливном цикле с вовлечением тория // Ядерная физика и инжиниринг. Декабрь 2013. Т. 4. № 12. С. 1–12.

I.8. Shmelev A., Artisyuk V., Suzuki M., Saito M. and Fujii-e Y. Multi-component nuclear energy system: how to meet requirement of self-consistency // Proceedinds of the Second International Symposium GENES-2. Tsuruga, Japan, Oct.29, Nov.1, 1996, P. 659–664.

I.9. Fujii-e, Y., et al. A Self-Consistent Nuclear Energy Supply System. – International Specialist’s Meeting “Potential of Small Nuclear Reactors for Future Clean and Safe Energy Sources”, Tokyo Institute of Technology, Japan, 1991.

I.10. Fujii-e Y., et al. An Approach to a Self-Consistent Nuclear Energy System. - Transactions of American Nuclear Society, Winter Meeting. 1992. Vol. 66, Chicago. P. 342.

I.11. Fujii-e Y., et al. An Evaluation Function for a Self-Consistent Nuclear Energy System. – Transactions of American Nuclear Society, Winter Meeting. 1993. Vol. 69. San Francisco, USA. P. 353.

I.12. Arie, K., et al. A Core Concept for the Self-Consistent Nuclear Energy System based on the Promising Future Technology. – International Symposium “Global Environment and Nuclear Energy System GENES-1”, Susono, Japan, 1994.

I.13. Arie K., Suzuki M., Kawashima M. et al. Long-lived FPs burning based on the actinide recycle metal fuel core. – Proceedings of the Second International Symposium GENES-2, Oct.29, Nov.1, 1996, Tsu-ruga, Japan. P. 665–672.

I.14. Орлов В.В., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г. и др. Атомная энергетика грядущего столетия и требования к ядерной технологии. – Международный семинар «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, Экономика, Безопасность, Отходы, Нераспространение». М., 2000.

I.15. Лопаткин А.В., Орлов В.В. Топливный цикл быстрых реакторов нового поколения на принципах нераспространения ядерного оружия и радиационно-эквивалентного захоронения радиоактивных отходов. // Международный семинар «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, Экономика, Безопасность, Отходы, Нераспространение». М., 2000

I.16. Велихов Е.П., Гагаринский А.Ю., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Россия в мировой энергетике XXI века. М.: ИздАТ, 2006.

I.17. Александров А.П. Атомная энергетика и научно-технический прогресс. М.: Наука, 1978.

I.18. Юрьев В.С. Ресурсы урана // Атомная техника за рубежом. № 7, 2002. С. 13–15.

I.19. Орлов В.В., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г. и др. Атомная энергетика грядущего столетия и требования к ядерной технологии // Международный семинар «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, Экономика, Безопасность, Отходы, Нераспространение». М., 2000.

I.20. Велихов Е.П., Гагаринский А.Ю., Субботин С.А., Цибульский В.Ф.. Эволюция энергетики в XXI веке. М.: ИздАТ, 2008.

I.21. Kessler G. Plutonium Denaturing by ^{238}Pu // Nuclear Science and Engineering. 2007. Vol. 155, P. 53–73.

I.22. Selle J.E., Angelini P., Rainey R.H., Federer J.I. Technical Consideration of the Use of Nuclear Fuel Spikants for Proliferation Deterrence. – Nuclear Technology. Vol. 45. October 1979. P. 269–286.

I.23. Cunningham P.T., Arthur E.D., Wagner R.L., Hanson E.M. Strategies and Technologies for Nuclear Materials Stewardship, – Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL'97", October 5-10, 1997, Yokohama, Japan, Vol. 1. P. 720–725.

I.24. Kulikov G.G., Apse V.A., Kulikov E.G., Shmelev A.N. Enhanced protection of Th-U-Pu fuel cycle against fissionable materials proliferation. - The International Conference “ Nuclear Energy Systems for Future Generation and Global Sustainability GLOBAL-2005”, October 9-13. 2005. Tsukuba, Japan.

I.25. Шмелев А.Н., Тихомиров Г.В., Куликов Г.Г., Апсэ В.А., Цветков П.В. О концепции международных ядерно-технологических центров по утилизации плутония // Известия вузов, сер. Ядерная Энергетика. 1998. № 4. С. 81–92.

I.26. Management and Disposition of Excess Weapons Plutonium. – Committee on International Security and Arms Control, National Academy of Sciences. National Academy Press, Washington, D.C. 1994. P. 151.

I.27. P.J.Persiani. Comments on Fuel Cycle Concepts and Impacts on Nonproliferation and Safeguards Concerns. – Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL'97", October 5-10, 1997, Yokohama, Japan, Vol. 1. P. 872–875.

I.28. Lee J.S., Park H.S., Gadsby R.D., Sullivan J. Burn spent PWR fuel in CANDU reactors by DUPIC. – Proceedings of the International Conference on Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems GLOBAL'95 (September 11-14, 1995, Palais des Congres, Versailles, France). Vol. 1. P. 355–359.

I.29. Lee J.S., Yang M.S., Park H.S., Boczar P., Sullivan J., Gadsby R.D. The DUPIC alternative for backend fuel cycle. – Proceedings of the International Symposium “Nuclear Fuel Cycle and Reactor Strategies: Adjusting to New Realities” (Vienna, June 3-6, 1997), IAEA-TECDOC-990, December 1997. P. 153–157.

I.30. В.И. Гаврилин, Л.Д. Зубков, Н.В. Петрова. Минеральное сырье. Торий: Справочник. М.: ЗАО «Геоинформмарк», 1998.

I.31 Добыча ториевой руды и извлечение тория. см. <http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A2%D0%BE%D1%80%D0%B8%D0%B9>.

I.32. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А., Игнатьев В.В., Субботин С.А., Цибульский В.Ф. Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. № 37. Вып. 4. С. 3–8.

I.33. Горностаев Б.Д., Гурьев В.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. и др. Опытнo-промышленный гибридный наработчик делящегося топлива // Труды II Советско-Американского Семинара, 14 марта – 1 апреля 1977. М.: ИАЭ, Атомиздат, 1978. С. 94–122.

Глава II. ПОТЕНЦИАЛ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА (УТС) ПО НАРАБОТКЕ ТОПЛИВА СО СТАБИЛИЗИРОВАННЫМИ РАЗМНОЖАЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ И С ПОВЫШЕННОЙ ГЛУБИНОЙ ВЫГОРАНИЯ

§ II.1. Концепция гибридного термоядерного реактора “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом.

Нейтронно-физические свойства накапливаемого топлива

В концепции гибридных термоядерных реакторов “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” (П.1, П.2) предполагается, что термоядерные нейтроны (ДТ)-реакции синтеза с энергией 14.1 МэВ будут использоваться для облучения урана (или тория).

Максимальное производство плутония (а также и ^{233}U в ториевом бланкете) в ГТР будет достигаться при использовании бланкета, содержащего сырьевой материал с минимальным количеством нетопливных компонентов и с жестким спектром нейтронов [II.1].*)

В таком спектре, в отличие от спектра нейтронов в ядерных реакторах, скорость пороговых реакций ($n,2n$) и ($n,3n$) на сырьевом нуклиде оказывается достаточно большой при сопоставлении с сечением (n,γ)-реакции. Это обуславливает значительные отличия в изотопном составе плутония, накапливаемого в урановом бланкете ГТР, по сравнению с его накоплением как в тепловых реакторах, так и в быстрых. Особенно это различие выявилось при сравнении накопления плутония (и урана-233) в бланкете быстрого реактора и в бланкете ГТР [II.2–II.8].

Вследствие интенсивных пороговых ($n,2n$)- и ($n,3n$)-реакций в урановом бланкете ГТР (^{238}U) накапливается относительно много нуклидов с массовыми числами $A < 239$ (например, ^{237}Np и ^{238}Pu) и мало нуклидов с $A > 239$ ($^{240,241,242}\text{Pu}$).

В Th-бланкете ГТР вследствие интенсивных пороговых ($n,2n$)- и ($n,3n$)-реакций будет накапливаться относительно много нуклидов

*) Уместно отметить, что впервые в литературе изотопный состав накапливаемого плутония в урановом топливе бланкета ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” и образование легких нуклидов урана и плутония (^{232}U и ^{236}Pu) рассматривалось в работе [II.3].

с массовыми числами $A < 233$ (например, ^{231}Pa и ^{232}U) и мало нуклидов с $A > 233$ ($^{234,235,236}\text{U}$). Как по расчетным оценкам, так и по экспериментальным данным [II.9–II.12], скорость накопления в бланкете дополнительного топливного материала через эти пороговые реакции может составлять несколько **ДЕСЯТКОВ** процентов по отношению к накоплению основного делящегося нуклида.

Уместным будет напомнить (и это хорошо известно специалистам-реакторщикам), что нередко добавка даже нескольких процентов, например гадолиния, эрбия, в топливо тепловых реакторов может существенным образом влиять на эффективность топливоиспользования и безопасность.

Анализ нейтронно-физических свойств накапливаемых нуклидов в урановом и ториевом бланкетах указывает на преимущества использования тория в бланкете ГТР. Выбор такого предпочтения связан с тем, что при облучении тория в бланкете ГТР будет накапливаться вторичное топливо, применение которого способно обеспечить длительную работу реакторов с тепловым и резонансным спектром нейтронов без перегрузок. При этом делящийся материал будет защищен от несанкционированных попыток обогащения до оружейного уровня.

Ниже будет показано также, что накопленные в Th-бланкете через пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции нуклиды могут существенным образом повлиять не только на эффективность топливоиспользования в ядерных реакторах, но и на масштаб операций во внешнем топливном цикле, а также на укрепление режима нераспространения.

Это связано с нейтронно-физическими особенностями, которые проявляются в цепочках изотопных превращений этих накопленных нуклидов, когда они в составе топлива помещаются в ядерные реакторы. Такое ядерное топливо приобретает важное качество: качество стабилизации нейтронно-физических размножающих свойств при глубоком выгорании, что, в свою очередь, открывает возможность обеспечивать длительные кампании топлива.

При использовании тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ), способных выдерживать глубокие выгорания, за весь срок эксплуатации реактора потребуется всего несколько перегрузок, а, может быть, реактор вообще будет работать без перегрузок (реактор-батарея, “Black Box” – “черный ящик”). К настоящему времени

уже накоплен определенный опыт в разработке таких твэлов для быстрых реакторов с глубоким выгоранием – более 32 % т.а. в стальной оболочке с оксидным топливом [II.13, II.14], твэлов с микротопливными частицами для высокотемпературных реакторов [II.15] и твэлов с сердечниками керметного типа [II.16].

Топливо со стабилизированными размножающими нейтронно-физическими свойствами позволяет обходиться без “тяжелой” системы компенсации избыточной реактивности при длительных топливных кампаниях. Это – существенный фактор повышения безопасности реактора. Если рассматривать работу такого реактора в замкнутом топливном цикле, то он будет характеризоваться меньшими топливными потоками как свежего, так и облученного топлива, а значит, и большей автономностью.

Цепочки изотопных превращений нуклидов, накапливаемых в бланкете ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” через пороговые ($n,2n$)- и ($n,3n$)-реакции, имеют и еще одну положительную отличительную особенность. Она связана с тем, что в этих цепочках промежуточные нуклиды являются сильно радиоактивными изотопами основных делящихся нуклидов (^{239}Pu и ^{233}U) [II.17, II.18]. Поэтому в процессе использования такого топлива в ядерных реакторах будет поддерживаться на высоком уровне защищенность основных делящихся нуклидов от неконтролируемого переключения. Иными словами, в данном случае топливо будет обладать непрерывно воссоздающимся внутренним барьером защищенности, что важно для обеспечения режима нераспространения.

Как известно, выработана рекомендация МАГАТЭ [II.19] относительно технических мер, повышающих защищенность ядерного топлива, суть её состоит в том, что разработка таких технических барьеров не должна приводить к снижению конкурентоспособности ЯЭ. Поэтому можно заключить, что рассматриваемое включение гибридных реакторов “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” в топливный цикл ЯЭ может создать уникальную ситуацию, когда повышение защищенности ядерного топлива будет достигаться одновременно с повышением глубины выгорания, с сокращением объемов операций во внешнем топливном цикле, что, по своей сути, должно улучшать конкурентоспособность ядерной энерготехнологии и, что не менее важно, повышать её экспортный потенциал.

Выводы

1. Ядерная энергетика, основанная на реакторах деления тяжелых ядер, с момента своего зарождения в середине XX века функционировала (и продолжает функционировать), в основном, в “открытом” топливном цикле. Это привело к накоплению большого количества облученного ядерного топлива, представляющего большую опасность.

2. Замыкание ядерного топливного цикла и переход на ядерные реакторы на быстрых нейтронах приведет к расширению топливной базы ядерной энергетики деления.

3. Однако низкая глубина выгорания топлива в реакторах приведет в крупномасштабной ядерной энергетике к большим потокам облученных радиоактивных материалов между АЭС, разбросанных по всему миру, и центрами радиохимической регенерации топлива.

4. Существенное увеличение глубины выгорания в ядерных реакторах можно достигать, если накапливать топливо в бланкетах гибридных термоядерных реакторов. Это связано со спецификой нейтронно-физических процессов в бланкете термоядерного реактора под действием жестких термоядерных нейтронов.

§ II.2. Цепочки нуклидных превращений при облучении тория в бланкете

Облучение ^{232}Th в бланкете ГТР сопровождается следующими реакциями (рис. II.1):

1) захватом нейтронов торием с накоплением делящегося ^{233}U ;
2) пороговыми реакциями быстрых нейтронов с энергией, превышающей энергию связи нейтронов в ядре:

- $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}(\beta^-)^{231}\text{Pa}$;
- $^{232}\text{Th}(n,3n)^{230}\text{Th}(n,\gamma) \dots ^{231}\text{Pa}$;

3) захватом нейтронов протактинием $^{231}\text{Pa}(n,\gamma) \dots ^{232}\text{U}$.

В результате этих реакций в облучаемом тории, наряду с ^{233}U , накапливаются ^{231}Pa и ^{232}U .

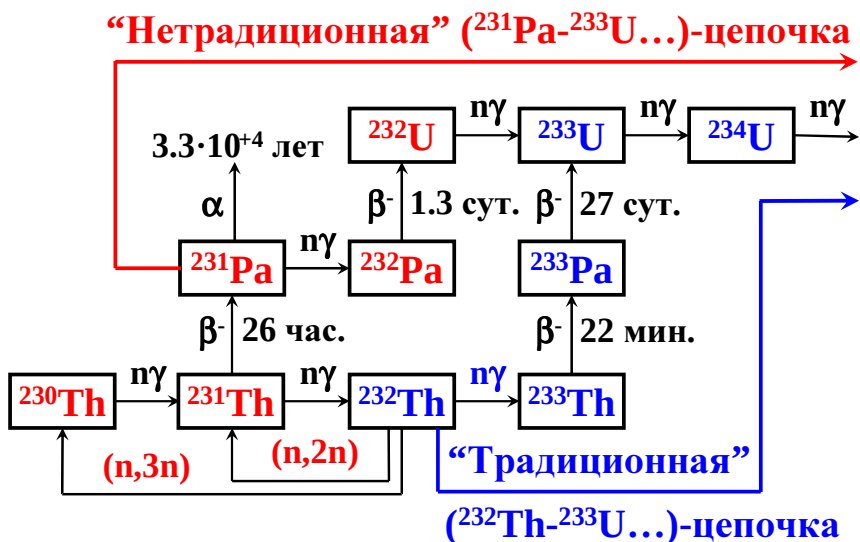


Рис. II.1. Цепочки нуклидных превращений в торий-урановом топливе

Таким образом, можно сказать, что при облучении тория в бланкете ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” инициируются цепочки нуклидных превращений, которые можно сгруппировать следующим образом:

1) “традиционная” ветвь: (начинающаяся с захвата нейтронов торием – захватная реакция):

- $^{232}\text{Th} (n, \gamma) \dots ^{233}\text{Pa} (\beta^-, T_{1/2} = 27 \text{ сут}) ^{233}\text{U} (n, \gamma) ^{234}\text{U} (n, \gamma) \dots$

2) “нетрадиционная” ветвь (начинающаяся с пороговых реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на тории – пороговые реакции):

- $^{232}\text{Th} (n, 2n) ^{231}\text{Th} (\beta^-, T_{1/2} = 26 \text{ ч}) ^{231}\text{Pa} (n, \gamma) ^{232}\text{U} \dots$
- $^{232}\text{Th} (n, 3n) ^{230}\text{Th} (n, \gamma) ^{231}\text{Th} (\beta^-, T_{1/2} = 26 \text{ ч}) ^{231}\text{Pa} \dots$
- $^{231}\text{Pa} (n, \gamma) ^{232}\text{Pa} (\beta^-, T_{1/2} = 1.3 \text{ сут}) ^{232}\text{U} (n, \gamma) ^{233}\text{U} (n, \gamma) ^{234}\text{U} (n, \gamma) ^{235}\text{U} \dots$

Причем нужно отметить, что в ториевом бланкете скорость пороговых $(n, 2n)$ - и $(n, 3n)$ -реакций вполне сопоставима со скоростью захвата нейтронов торием, что можно видеть из табл. II.1, где приведены экспериментальные (а также и расчетные) данные о скорости реакций в ториевой сборке с металлическим торием, облучае-

мым источником термоядерных нейтронов [II.11, II.12]. Эта экспериментальная сборка цилиндрической формы высотой 106 см и диаметром 98.5 см была набрана из металлических Th-стержней. В центре располагалась (Zr–T)-мишень, облучаемая пучком дейтронов с энергией 200 кэВ.

Таблица II.1

Скорость реакций (в расчете на один нейтрон с энергией 14.1 МэВ)
в экспериментальной сборке с торием

Реакция	Эксперимент	Расчет
$^{232}\text{Th} (n,f)$	0.174 ± 0.010	0.193
$^{232}\text{Th} (n,\gamma)$	1.63 ± 0.10	1.58
$^{232}\text{Th} (n,2n)$	0.42 ± 0.04	0.58
$^{232}\text{Th} (n,3n)$	0.30 ± 0.05	0.15
Утечка нейтронов	0.78 ± 0.04	0.762

Видно, что пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции по интенсивности составляют более 40 % по отношению к реакции захвата нейтронов в тории и образованию основного делящегося изотопа – ^{233}U .

Если нуклиды ^{231}Pa , ^{232}U и ^{233}U , накопленные в ториевом бланкете ГТР, ввести в состав топлива ядерного реактора, то в нем реализуется следующая цепочка последовательных превращений нуклидов с постепенным улучшением размножающих свойств:

$^{231}\text{Pa} \rightarrow$	$^{232}\text{U} \rightarrow$	$^{233}\text{U} \rightarrow$
Выгорающий поглотитель	Умеренно делящийся нуклид	Хорошо делящийся нуклид

То, что ^{231}Pa может играть роль выгорающего поглотителя, можно видеть из рис. II.2 и табл. II.2, где приведены сечения захвата нейтронов в ^{231}Pa и для сравнения сечение известного выгорающего поглотителя ^{157}Gd и известного сырьевого нуклида ^{238}U .

Можно видеть, что в резонансной области энергий нейтронов величины резонансных интегралов захвата нейтронов для ^{231}Pa и

^{157}Gd сопоставимы, а в области тепловых энергий ^{231}Pa является достаточно сильным поглотителем нейтронов (сечение захвата в тепловой точке составляет 202 барна, что существенно больше, чем сечение захвата для сырьевых ^{238}U и ^{232}Th – 2.68 и 7.34 барна соответственно), но не таким сильным поглотителем как быстро выгорающий ^{157}Gd .

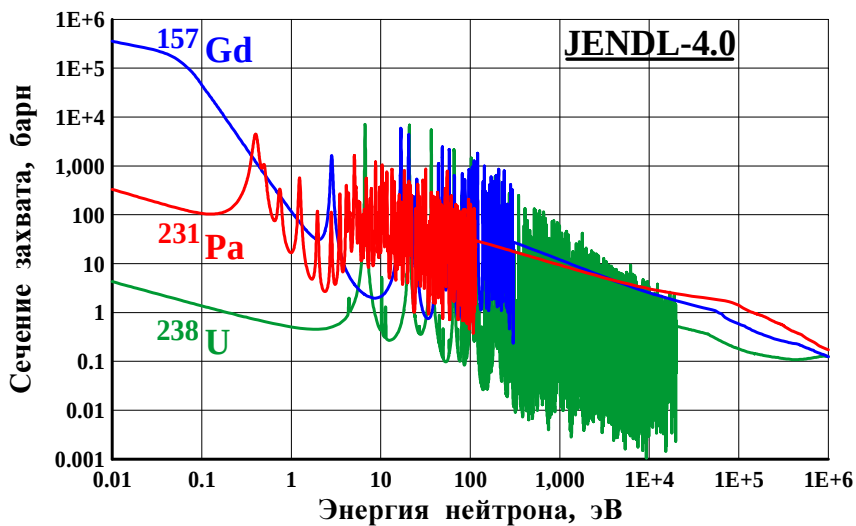


Рис. II.2. Зависимость сечения захвата ^{157}Gd , ^{231}Pa и ^{238}U от энергии нейтронов

Таблица II.2

Сечение захвата нейтронов в тепловой точке и резонансный интеграл

Нуклид	σ_c (2200 м/с), барн	Резонансный интеграл захвата нейтронов, барн
^{157}Gd	253 254	784
^{231}Pa	202	540
^{238}U	2.68	275
^{232}Th	7.34	83.8
^{232}U	$(\sigma_c / \sigma_f) = 75.4 / 76.5$	$(I_\gamma / I_f) = 172 / 355$
^{230}Th	23.4	1042

Поэтому ^{231}Pa , будучи введен в состав свежего топлива даже в количестве нескольких процентов, за счет относительно большого сечения захвата нейтронов (см. рис. II.2 и табл. II.2) уменьшает начальный запас реактивности свежего топлива. А благодаря тому, что его сечение захвата не столь велико, как у ^{157}Gd , это будет означать, что выгорать он будет медленнее, чем гадолиний. Это можно расценивать как благоприятный фактор, потому что стабилизация размножающих свойств будет поддерживаться до более глубоких выгораний топлива.

Таким образом, естественно предполагать, что введение ^{231}Pa в состав топлива ядерных реакторов может проявиться в изменении размножающих свойств подобно введению известного выгорающего поглотителя гадолиния (^{157}Gd), достаточно широко используемого в легководных реакторах. Однако в то же время следует заметить, что ^{231}Pa , как выгорающий поглотитель, будет выгодно отличаться от гадолиния следующим образом.

Во-первых, его сечение поглощения не так велико, как у гадолиния, и поэтому он выгорает существенно медленнее и стабилизирующее влияние на размножающие свойства реактора сказывается существенно дольше, чем при использовании ^{157}Gd . В то же время сечение поглощения у ^{231}Pa существенно выше, чем у ^{232}Th , поэтому не потребуются введения чрезмерно большой доли ^{231}Pa в топливо, чтобы проявилось его положительное влияние.

Во-вторых, поглощенные в ^{231}Pa нейтроны будут затем возвращены в цепную реакцию благодаря делению дочерних нуклидов, первый из которых (^{232}U) является умеренно делящимся нуклидом для тепловых и промежуточных нейтронов. То, что ^{232}U – умеренно делящийся нуклид, здесь понимается, во-первых, то, что его сечение деления существенно меньше, чем для ^{235}U , и, во-вторых, сечение деления и сечение радиационного захвата сопоставимы по величине как в области тепловых, так и в области резонансных энергий нейтронов (табл. II.2, рис. II.3).

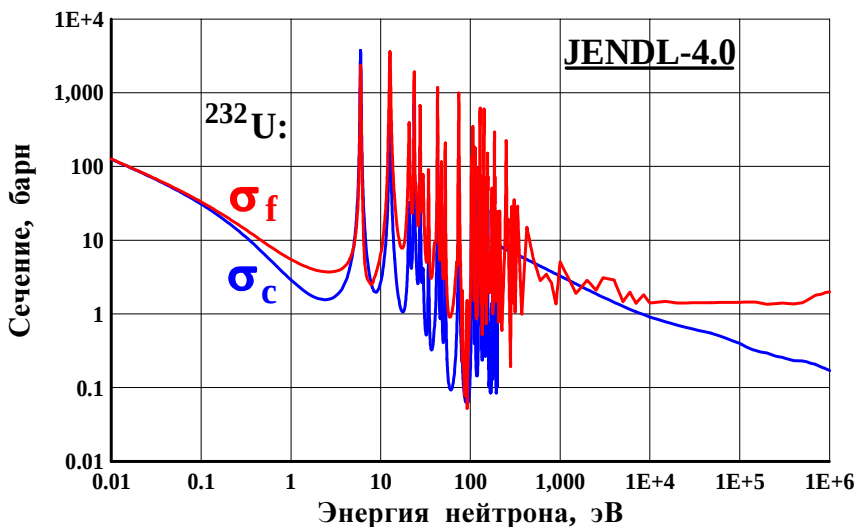


Рис. П.3. Зависимость сечений деления и радиационного захвата для нуклида ^{232}U от энергии нейтрона

Эти ядерные свойства ^{232}U определяют меньшее число избыточных нейтронов, появляющихся в результате поглощения нейтрона ядром ^{232}U , чем для ядра ^{235}U (рис. П.4).

Однако в результате радиационного захвата нейтрона ядро ^{232}U нельзя считать потерянным, так как оно превращается в ^{233}U , который является хорошо известным высокоэффективным делящимся нуклидом.

Таким образом, в результате описанных превращений нуклидов свойства топлива будут последовательно улучшаться, что, с учетом накопления продуктов деления в процессе выгорания, станет залогом стабилизации размножающих свойств в процессе кампании.

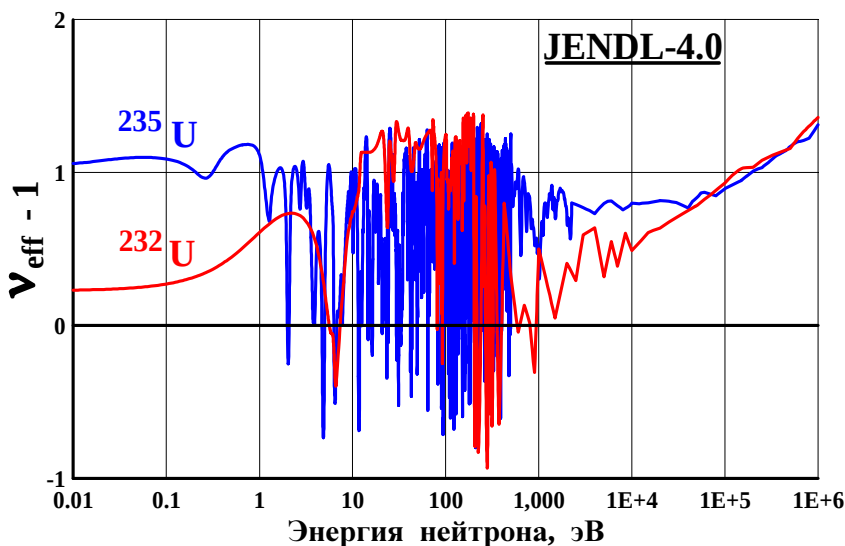


Рис. II.4. Зависимость числа избыточных нейтронов в расчете на одно поглощение в ^{232}U (в сравнении с ^{235}U) от энергии нейтрона. Число вторичных нейтронов ^{232}U при делении тепловыми нейтронами соответствует данным JENDL-3.3 и составляет величину 2.456 вместо 3.13 согласно данным JENDL-4.0

По пороговой $(n,3n)$ -реакции образуется долгоживущий изотоп тория – ^{230}Th ($T_{1/2} = 7.54 \cdot 10^4$ лет). Зависимость сечения захвата нейтронов для ^{230}Th от энергии показана на рис. II.5. Для сравнения на этом же рисунке приведены сечения захвата для ^{232}Th и ^{231}Pa . Можно видеть, что изотоп ^{230}Th – более сильный поглотитель тепловых нейтронов, чем ^{232}Th , но не такой сильный, как ^{231}Pa . Вместе с тем ^{230}Th характеризуется наибольшим резонансным интегралом захвата (см. табл. II.2).

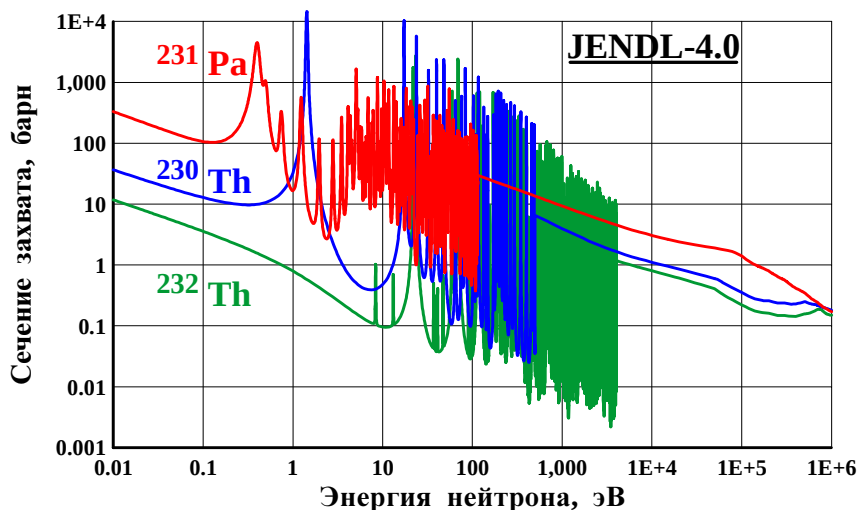


Рис. П.5. Зависимость сечения захвата нейтронов для ^{230}Th , ^{231}Pa и ^{232}Th от энергии нейтронов

Заметим, что при химической переработке тория, облученного в бланкете, изотоп ^{230}Th останется вместе с основным изотопом ^{232}Th и вновь окажется в бланкете ГТР для повторного облучения, захвата нейтрона и превращения в ^{231}Pa . Отметим, что ^{230}Th образуется через $(n,3n)$ -реакцию с появлением двух дополнительных нейтронов, а образование ^{231}Pa через $(n,2n)$ -реакцию или в результате захвата торием-230 нейтрона происходит с появлением одного дополнительного нейтрона, т.е. с размножением нейтронов. Захват нейтронов торием-230 целесообразно осуществлять в периферийных слоях бланкета.

Долгоживущий изотоп ^{230}Th – третий нуклид в цепочке радиоактивного распада, начинающейся с ^{238}U , и поэтому он содержится в составе урановых и уран-ториевых месторождений. Учитывая указанное обстоятельство, целесообразно в ториевый бланкет прежде всего загружать торий, извлеченный из этих месторождений (в равновесной цепочке распада содержание ^{230}Th составляет около $2 \cdot 10^{-5}$ по отношению к урану).

Важным для формирования представлений о потенциале ^{232}Th в бланкете гибридного реактора является сравнение с ^{238}U сечений

пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций, а также сечения деления быстрыми нейтронами (рис. II.6 и II.7).

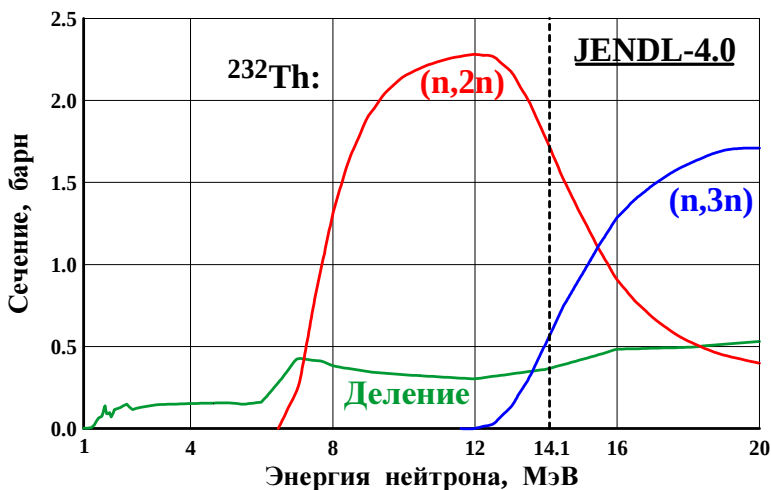


Рис. II.6. Зависимость сечения деления и пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций для ^{232}Th от энергии нейтронов

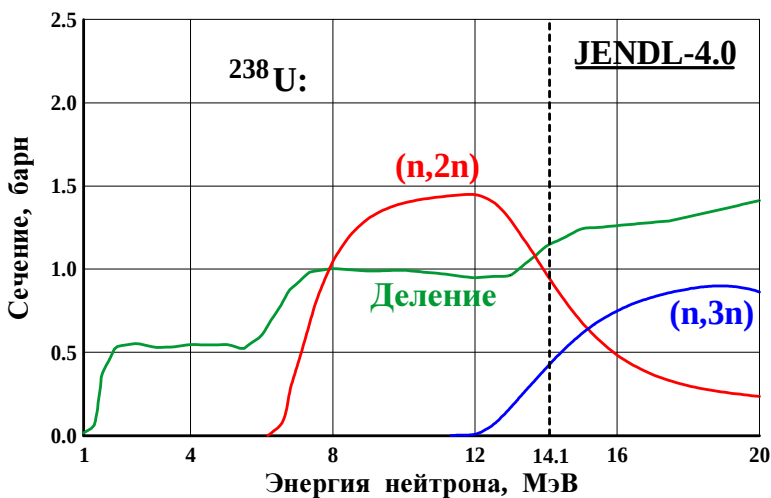


Рис. II.7. Зависимость сечения деления и пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций для ^{238}U от энергии нейтронов

Для сравнения в табл. II.3 приведены экспериментальные данные для скоростей реакций при облучении ^{232}Th и ^{238}U термоядерными нейтронами [II.09–II.12].

Таблица II.3

Скорость реакций (в расчете на один нейтрон источника с энергией 14.1 МэВ) в экспериментальных сборках с торием и с ураном

Реакция	Th-эксперимент	Реакция*	U-эксперимент
$^{232}\text{Th} (n,2n) \dots ^{231}\text{Pa}$	0.42 ± 0.04	$^{238}\text{U} (n,2n) \dots ^{237}\text{Np}$	0.277 ± 0.008
$^{232}\text{Th} (n,3n) ^{230}\text{Th}$	0.30 ± 0.05	$^{238}\text{U} (n,3n) ^{236}\text{U}$	0.327 ± 0.052
$^{232}\text{Th} (n,f)$	0.174 ± 0.01	$^{238}\text{U} (n,f)$	1.18 ± 0.06
		$^{235}\text{U} (n,f)^*$	0.281 ± 0.017
$^{232}\text{Th} (n,\gamma) \dots ^{233}\text{U}$	1.63 ± 0.10	$^{238}\text{U} (n,\gamma) \dots ^{239}\text{Pu}$	4.08 ± 0.24
Утечка нейтронов	0.78 ± 0.04	Утечка нейтронов	0.41 ± 0.02

* Металлический природный уран использовался в качестве облучаемого материала в экспериментальной сборке [II.9, II.10].

Сопоставляя соответствующие зависимости сечений, можно заключить следующее:

- сечение деления ^{232}Th заметно меньше, чем ^{238}U . Поэтому делений в свежем ториевом бланкете будет меньше (в расчете на один термоядерный нейтрон), чем в свежем урановом бланкете;
- сечение пороговой $(n,2n)$ -реакции ^{232}Th в полтора раза больше, чем ^{238}U ;
- сечение пороговой $(n,3n)$ -реакции ^{232}Th также превышает таковое ^{238}U .

Экспериментальные данные табл. II.3 можно интерпретировать как скорости реакций для свежих бланкетов, и при этом интенсивность пороговой $(n,2n)$ -реакции в ториевом бланкете также в полтора раза выше, чем в урановом бланкете в расчете на один термоядерный нейтрон. А экспериментальные данные для интенсивности $(n,3n)$ -реакции в Th-бланкете сопоставимы с таковыми для U-бланкета. Что же касается реакции деления, то её интенсивность в свежем Th-бланкете в ~ 8.5 раз ниже, чем в U-бланкете.

Торий в бланкете гибридного “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” наработчика преимущественно размножает термоядерные нейтроны посредством пороговых реакций, а уран – посредством реакции деления.

В этом случае, по-видимому, выбор материала для бланкета должен диктоваться не только целевым назначением наработчика, но и выбором более благоприятного режима работы самого бланкета. В частности, не столь очевидно, что однозначно выгодно стремиться к высокому энерговыделению в бланкете.

Замечание по поводу величины энерговыделения в бланкете. Иными словами, выход ($^{231}\text{Pa} + ^{230}\text{Th}$)-нуклидов в Th-бланкете (по существу, в свежем бланкете гибридного реактора) будет больше в расчете на одно деление (на пару ядер продуктов деления), чем выход накапливаемых тоже через пороговые реакции ($^{237}\text{Np} + ^{236}\text{U}$)-нуклидов в U-бланкете. Это значит также, что энерговыделение в Th-бланкете в расчете на одну (DT)-реакцию синтеза будет меньше. Плохо это или хорошо? Ответ на данный вопрос, вообще говоря, неоднозначен.

Действительно, так ли уж целесообразно стремиться к большому энерговыделению в бланкете? Между прочим, в концепции “чистого” термояда в бланкете **вообще** не предусматривается осуществлять энерговыделение посредством реакции деления (в силу отсутствия делящихся материалов), и это рассматривается как вполне допустимое для достижения в будущем экономической конкурентоспособности.

В то же время чрезмерное энерговыделение далеко не всегда можно считать благом. Бланкет со слабым энерговыделением может оказаться конструктивно много проще (и в итоге экономичнее), если помнить о необходимости большого расхода теплоносителя для отвода тепла и использования термостойких композиций материалов (для повышения коэффициента полезного действия при преобразовании тепловой энергии в электричество). Нельзя также не учитывать окружающую бланкет магнитную систему для удержания плазмы (с криогенным оборудованием для поддержания её в сверхпроводящем состоянии).

При сопоставлении показателей бланкета в расчете на одну (DT)-реакцию синтеза нужно иметь в виду, что:

- во-первых, накапливаемое в Th-бланкете топливо с делящимся ^{233}U является более качественным топливом для энергетических ядерных реакторов на тепловых нейтронах, чем плутониевое топливо из U-бланкета [II.4];

- во вторых, в Th-бланкете накапливаются ^{231}Pa и ^{230}Th (который затем превратится в ^{231}Pa). А ведь именно накопление этих нуклидов и может обеспечить стабилизацию размножающих свойств и защищенность от неконтролируемого распространения нарабатываемому в Th-бланкете топливу для тепловых реакторов.

§ II.3. Нуклидный состав топлива, накапливаемого в Th-бланкете ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”

Как уже упоминалось выше, при облучении тория в бланкете ГТР под воздействием жестких термоядерных нейтронов (DT)-реакции синтеза будут интенсивно протекать реакция деления на ^{232}Th и накапливаемом ^{233}U , а также пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции, чьи пороги заметно ниже, чем энергия термоядерных нейтронов 14.1 МэВ (см. рис. II.6). Поэтому количество нейтронов в реакторной области энергий будет меняться по мере накопления урана. В табл. II.4 приведены скорости реакций (в расчете на один термоядерный нейтрон) для начала облучения и по истечении 1000 эф. сут [II.6]. Можно видеть, что в конце облучения скорость пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций на тории почти не изменилась, вдвое увеличилась скорость делений на тории, а скорость захвата нейтронов на тории и образования ^{233}U увеличилась на 16 %.

Таблица II.4

Скорости реакций взаимодействия нейтронов с торием в Th-бланкете
(в расчете на один термоядерный нейтрон)

Реакция	$^{232}\text{Th}(n,\gamma)$	$^{232}\text{Th}(n,f)$	$^{232}\text{Th}(n,2n)$	$^{232}\text{Th}(n,3n)$
Начало облучения, $T = 0$ сут	0.79	0.17	0.28	0.11
Конец облучения, $T = 1000$ сут	0.92	0.34	0.27	0.10

Это, во-первых, обуславливает образование нуклидов ^{230}Th и ^{231}Pa (с последующим накоплением ^{232}U в результате захвата нейтрона) и, во-вторых, накопление основного делящегося нуклида ^{233}U , а затем и ^{234}U при захвате торием нейтронов, потерявших свою энергию в результате неупругого и упругого рассеяния (табл. II.5) [II.6].

Таблица II.5

Состав накапливаемого топлива в Th-бланкете, кг/тонну тория

Нуклид	Время облучения, сут *				
	200	400	600	800	1000
^{230}Th	0.29	0.58	0.87	1.15	1.43
^{232}Th	997	993	989	986	982
^{231}Pa	0.68	1.30	1.85	2.33	2.75
$^{233}\text{Pa}^{**}$	0.45	0.46	0.46	0.47	0.47
^{232}U	0.03	0.13	0.29	0.51	0.78
^{233}U	1.77	3.94	6.09	8.23	10.3
^{234}U	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$
$(^{232}\text{U} + ^{233}\text{U} + ^{233}\text{Pa})$	2.26	4.54	6.87	9.27	11.6
$(^{231}\text{Pa} + ^{232}\text{U}) / (^{233}\text{U} + ^{233}\text{Pa})$	0.322	0.324	0.326	0.326	0.327
$(^{230}\text{Th} + ^{231}\text{Pa} + ^{232}\text{U}) / (^{233}\text{U} + ^{233}\text{Pa})$	0.451	0.457	0.458	0.459	0.461
Продукты деления	0.51	4.54	6.87	9.27	11.64

* Нейтронная нагрузка на первую стенку – 1 МВт/м².

** Нуклид ^{233}Pa в результате β -распада с $T_{1/2} = 27$ сут переходит в ^{233}U .

С увеличением длительности облучения тория содержание нуклидов ^{230}Th и ^{231}Pa в тории возрастает, и если протактиний может быть выделен из тория химическими методами, то нуклид ^{230}Th останется в общей массе тория, что указывает на целесообразность многократного рециклирования этого тория через бланкет ГТР для последующего накопления ^{231}Pa [II.20].

Можно видеть, что доля нуклидов, накапливаемых через пороговые реакции (и выгружаемых из бланкета), по отношению к накоплению основного делящегося нуклида ^{233}U (с учетом ^{233}Pa) пре-

вышает 30 %. Если же учесть ещё и образование ^{230}Th , который при последующем облучении превратится в ^{231}Pa и ^{232}U , то эта доля возрастет до величины более 45 %.

Также можно видеть, что содержание изотопа ^{232}U в накапливаемом уране достигает значительной величины. А всю урановую фракцию (табл. II.6) можно назвать уникальным “высокообогащенным” ураном, поскольку, во-первых, в своем составе он содержит более 90% делящегося изотопа ^{233}U , и, во-вторых, в его составе присутствует беспрецедентно высокое содержание другого изотопа – ^{232}U (на уровне нескольких процентов!).

Таблица II.6

Изотопный состав накапливаемого урана в Th-бланкете ГТР, %

Изотоп	Длительность облучения, сут				
	200	400	600	800	1000
^{232}U	1.5	2.86	4.22	5.50	6.70
^{233}U	98.2	96.9	95.3	93.9	92.5
^{234}U	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$
^{235}U	$0.2 \cdot 10^{-5}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-5}$

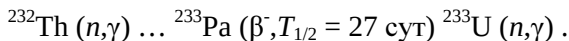
Добавление такого урана к регенерированному урану, полученному после радиохимической переработки облученного уранового топлива тепловых реакторов, позволило бы достигнуть, по крайней мере, двух целей:

- восстановить размножающие свойства этого регенерата для следующего цикла облучения в реакторах и сделать это **без применения технологии изотопного разделения**;
- повысить уровень самозащищенности топлива от неконтролируемого распространения.

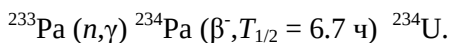
Замечание о накоплении топлива в жидкосолевым ториевом бланкете с непрерывной прокачкой соли. В настоящее время ведутся проработки термоядерного источника нейтронов (ТИН) с жидкосолевым ториевым бланкетом [II.21]. Принципиальной особенностью этой концепции является максимальное снижение радиоактивности в топливной ториевой соли, циркулирующей при

работе ТИН и накоплении в ней делящегося материала. Это достигается благодаря двум отличительным признакам:

- образование делящегося урана-233 в ториевой соли происходит посредством цепочки реакций



Видно, что образование ^{233}U происходит через “задержку, связанную с распадом ^{233}Pa (его полураспад составляет “лунный” месяц). Это открывает возможность, во-первых, не допустить выгорания ^{233}U прямо в бланкете, если осуществлять его быстрое извлечение из циркулирующей жидкой соли. Во-вторых, при таком же быстром извлечении и ^{233}Pa , сохранить и этот промежуточный нуклид для распада в уран-233, а не его потери в реакции



И, в-третьих, не израсходовать бесполезно нейтрон термоядерного источника в этих реакциях, а сохранить его для захвата в тории и накопления целевого нуклида – ^{233}U .

- размещение ториевой соли не возле первой стенки термоядерного источника, а в глубине бланкета, где смягченные (по энергии) термоядерные нейтроны уже не могут подвергать торий процессу деления и накоплению радиоактивных продуктов деления. Условия эксплуатации термоядерного источника при этом существенно облегчаются.

В отношении этой концепции нужно заметить, что потеря в размножении термоядерных нейтронов через пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции на тории можно избежать при размещении под первой стенкой таких инертных материалов, как Be, Mo, Pb и др. Частичная потеря в размножении нейтронов происходит за счет исключения реакции деления на тории. Можно рассматривать это как “плату” за уменьшение радиоактивности такого наработчика.

Однако следует обратить внимание на то, что в этой концепции исключается не только деление тория (что снижает радиоактивность и это – хорошо), но, по-существу, исключаются и пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции на тории. А это означает, что потенциал термоядерных нейтронов не используется для накопления ^{231}Pa ,

^{230}Th и ^{232}U , чьё добавление в топливо энергетических реакторов придает ему важные преимущества, рассмотренные выше.

Выводы

1. В ториевом бланкете термоядерной установки большую роль играют пороговые $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакции взаимодействия термоядерных нейтронов и доля этих реакций может достигать более 40 % по отношению к реакции радиационного захвата нейтрона торием и образованию основного делящегося нуклида – ^{233}U .

2. В накапливаемой урановой фракции ториевого бланкета содержание изотопа ^{232}U достигает значительной величины. А всю урановую фракцию можно назвать уникальным “высокообогащенным” ураном, поскольку, во-первых, в своем составе он содержит более 90 % делящегося изотопа (^{233}U), и, во-вторых, в его составе присутствует беспрецедентно высокое содержание другого изотопа – ^{232}U (на уровне нескольких процентов!).

§ II.4. Цепочки нуклидных превращений и накопление нуклидов в U-бланкете

Выше уже обсуждались физические предпосылки для стабилизации размножающих свойств и повышения глубины выгорания топлива при введении в него изотопа ^{231}Pa . Однако нужно заметить, что накопление этого нуклида в значимых количествах можно будет ожидать только после ввода гибридных термоядерных реакторов “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом. Вместе с тем оказывается, что подобным преимуществом (который, правда, проявляется слабее и выглядит менее привлекательно) характеризуется и цепочка изотопных превращений, начинающаяся с нуклида ^{237}Np [II.22], который можно будет накапливать в гибридных реакторах с U-бланкетом. Уместно напомнить, что ^{237}Np ($T_{1/2} = 2.14 \cdot 10^6$ лет) уже давно накапливается в ядерных реакторах и является доминирующей частью так называемых младших актинидов (МА) в составе облученного топлива.

Облучение ^{238}U в бланкете ГТР сопровождается следующими реакциями (рис.II.8):

- захват нейтронов ураном $^{238}\text{U} (n,\gamma) ^{239}\text{U} (\beta^-) ^{239}\text{Np} (\beta^-) ^{239}\text{Pu}$;
- пороговая реакция: $^{238}\text{U} (n,2n) ^{237}\text{U} (\beta^-) ^{237}\text{Np}$;
- пороговая реакция $^{238}\text{U} (n,3n) ^{236}\text{U} (n,\gamma) \dots ^{237}\text{Np}$;
- захват нейтронов нептунием $^{237}\text{Np} (n,\gamma) \dots ^{238}\text{Pu}$.

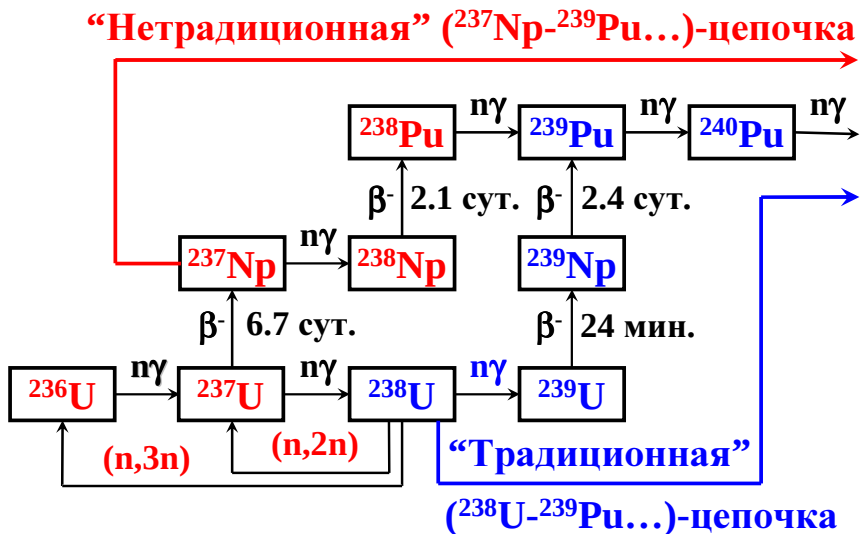


Рис. II.8. Схема нуклидных превращений в урановом blanketе

В результате этих реакций в облучаемом уране, наряду с ^{239}Pu , накапливаются ^{237}Np и ^{238}Pu .

Зависимость сечений пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций для ^{238}U и ^{232}Th (для сравнения) от энергии нейтрона приведены на рис. II.6 и II.7. Можно видеть, что сечения пороговой $(n,2n)$ -реакции на ^{238}U меньше, чем таковой для ^{232}Th , а для пороговой $(n,3n)$ -реакции они сопоставимы. На рис. II.9 приведены графики сечений деления этих нуклидов, и можно видеть, что сечение деления ^{232}Th меньше (в 2–3 раза), чем деление ^{238}U .

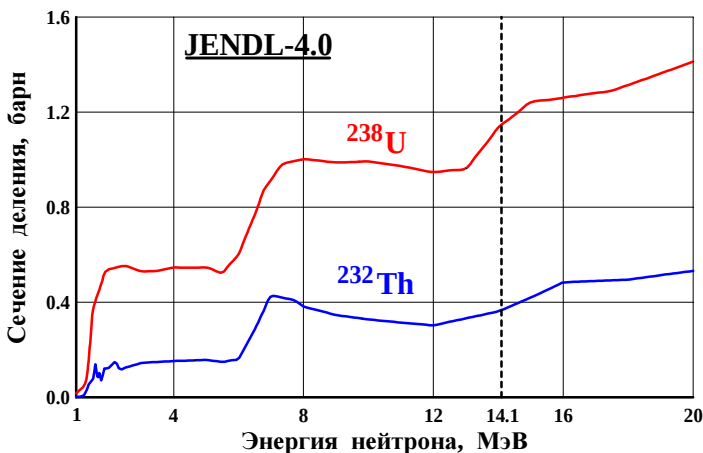


Рис. II.9. Зависимость сечения деления ^{238}U и ^{232}Th от энергии нейтронов

Это подтверждается экспериментальными данными по облучению урановой и ториевойборок источником термоядерных нейтронов (табл. II.7).

Таблица II.7

Скорость реакций (в расчете на один нейтрон источника с энергией 14.1 МэВ) в экспериментальных сборках с ураном и с торием (для сравнения) [II.9–II.12]

Реакция	Th-эксперимент	Реакция*	U-эксперимент
$^{232}\text{Th} (n,2n) \dots ^{231}\text{Pa}$	0.42 ± 0.04	$^{238}\text{U} (n,2n) \dots ^{237}\text{Np}$	0.277 ± 0.008
$^{232}\text{Th} (n,3n) ^{230}\text{Th}$	0.30 ± 0.05	$^{238}\text{U} (n,3n) ^{236}\text{U}$	0.327 ± 0.052
$^{232}\text{Th} (n,f)$	0.174 ± 0.01	$^{238}\text{U} (n,f)$	1.18 ± 0.06
		$^{235}\text{U} (n,f)^*$	0.281 ± 0.017
$^{232}\text{Th} (n,\gamma) \dots ^{233}\text{U}$	1.63 ± 0.10	$^{238}\text{U} (n,\gamma) \dots ^{239}\text{Pu}$	4.08 ± 0.24
Утечка нейтронов	0.78 ± 0.04	Утечка нейтронов	0.41 ± 0.02

* Металлический природный уран использовался в качестве материала в экспериментальной сборке [II.9].

Можно видеть, что в расчете на один термоядерный нейтрон скорость $(n,2n)$ -реакции на ^{238}U меньше в 1.5 раза, чем на ^{232}Th . Но при этом нужно обратить внимание на то, что скорость захвата

нейтронов на ^{238}U больше приблизительно в три раза (в расчете на один термоядерный нейтрон), чем на ^{232}Th . Поэтому можно заключить, что на 1 кг накапливаемого Pu будет образовываться сопутствующего ^{237}Np в 4.5 раза меньше, чем образовываться ^{231}Pa в Th-бланкете. Поэтому в U-бланкете доля накапливаемого ^{237}Np по отношению к накоплению плутония составит 10–15 %. Такая уменьшенная доля является следствием эффективного деления сырьевого нуклида – ^{238}U , увеличения выхода нейтронов реакторных энергий и соответственного увеличения накопления плутония.

Правда, следует заметить, что к этим оценкам нужно относиться с осторожностью, так как они сделаны на основании скоростей реакций в экспериментальных сборках, т.е., по существу, на свежем (“необлученном”) материале.

Результаты расчетных исследований по накоплению изотопов урана, ^{237}Np и изотопный состав плутония в U-бланкете проекта ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” приведены в табл. II.8 и II.9 [II.2].

Таблица II.8

Содержание накопленных нуклидов в U-топливе, кг/т топлива.

Длительность облучения соответствует накоплению плутония 8.4 кг/т топлива*

^{232}U	^{236}U	^{237}Np	ΣPu
$3.7 \cdot 10^{-5}$	0.56	1.01	8.4

* Расчеты выполнены при нейтронной нагрузке 1.1 МВт/м^2 .

Из табл. II.8 можно видеть, что доля накопления ^{237}Np по отношению к плутонию составляет 12 % , что в 2.6 раза меньше, чем доля ($^{231}\text{Pa} + ^{232}\text{U}$) по отношению к накапливаемому ^{233}U при облучении Th-бланкета (табл. II.5).

Таблица II.9

Изотопный состав накопленного плутония (%). Длительность облучения соответствует накоплению плутония 8.4 кг/т топлива*

^{236}Pu	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu
$2.0 \cdot 10^{-3}$	0.37	97.6	1.6	0.38	0.02

* Расчеты выполнены при нейтронной нагрузке 1.1 МВт/м^2 .

Из табл. II.9 можно видеть, что накапливаемый в U-бланкете плутоний содержит изотоп ^{239}Pu в качестве доминирующей компоненты (97,6 %) и пониженную долю четных изотопов ($^{240}\text{Pu} + ^{242}\text{Pu}$).

Сравнение нейтронно-физических свойств нуклидов цепочек, начинающихся с ^{237}Np и ^{231}Pa . Для обоснования проявления стабилизирующих свойств цепочки, начинающейся с ^{237}Np , сравним три цепочки нуклидных превращений: “традиционную”, начинающуюся с ^{238}U ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{240}\text{Pu} \rightarrow \dots$), и в некотором смысле “нетрадиционные”, в которых стартовыми нуклидами являются ^{237}Np ($^{237}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow \dots$) и ^{231}Pa ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U} \rightarrow \dots$) (рис. II.10). Величины сечений радиационного захвата (σ_c) и деления (σ_f) представлены для условий активной зоны легководного реактора с плотностью теплоносителя $\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$ (спектр нейтронов легководного реактора типа ВВЭР-1000). Реакция β -распада на рисунке опущена.

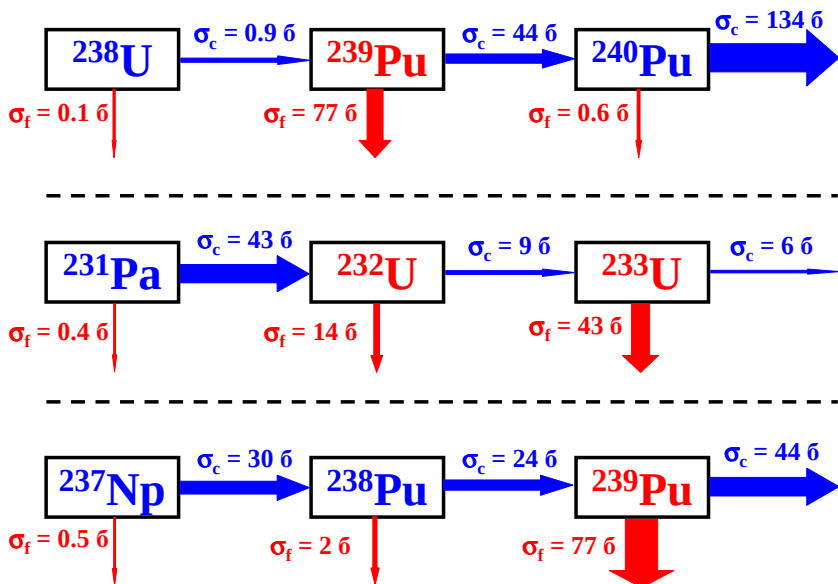


Рис. II.10. Цепочки нуклидных превращений: ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{240}\text{Pu} \rightarrow \dots$), ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U} \rightarrow \dots$) и ($^{237}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow \dots$).
Топливная решетка реактора типа ВВЭР, плотность теплоносителя $\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$

Можно также видеть (рис. II.10), что в “нетрадиционной” цепочке превращений, начинающейся с протактиния ^{231}Pa , размножающие свойства нуклидов улучшаются: стартовый нуклид (^{231}Pa) является поглотителем нейтронов, у второго нуклида (^{232}U) деление уже преобладает над захватом, а третий нуклид (^{233}U) – хорошо делится. В этой “нетрадиционной” цепочке наблюдается комбинация двух следующих друг за другом делящихся нуклидов (^{232}U и ^{233}U). В то же время, в “традиционной” цепочке, начинающейся с ^{238}U , третий нуклид (^{240}Pu) уже является поглотителем нейтронов.

Зависимость сечения радиационного захвата от энергии нейтрона для ^{237}Np и ^{231}Pa (в сравнении с ^{238}U) приведены на рис. II. 11.

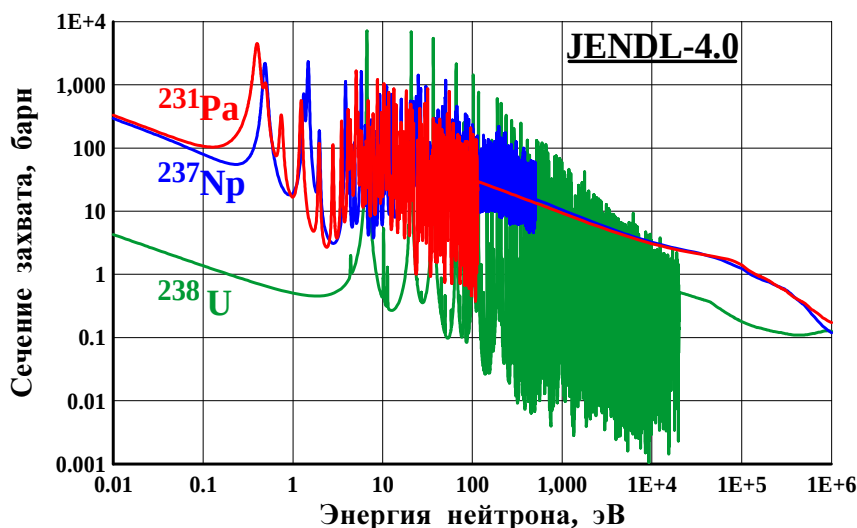


Рис. II.11. Зависимость сечения радиационного захвата от энергии нейтрона для ^{237}Np и ^{231}Pa (в сравнении с ^{238}U)

В отличие от цепочки нуклидных превращений ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U} \rightarrow \dots$) цепочка ($^{237}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow \dots$) выглядит не так привлекательно, поскольку второй нуклид (^{238}Pu) является поглотителем в тепловом спектре нейтронов реактора ти-

па ВВЭР-1000 ($\gamma_{т/н} = 0.72 \text{ г/см}^3$). В то же время второй нуклид (^{232}U) в цепочке, начинающейся с ^{231}Pa , является размножителем нейтронов. Это обстоятельство иллюстрируется рис. II.12, где приведены графики сечения деления для ^{238}Pu в сравнении с ^{232}U и ^{235}U , а также на рис. II.13, где приведены зависимости числа избыточных нейтронов в расчете на одно поглощение от энергии нейтронов для ядер этих нуклидов.

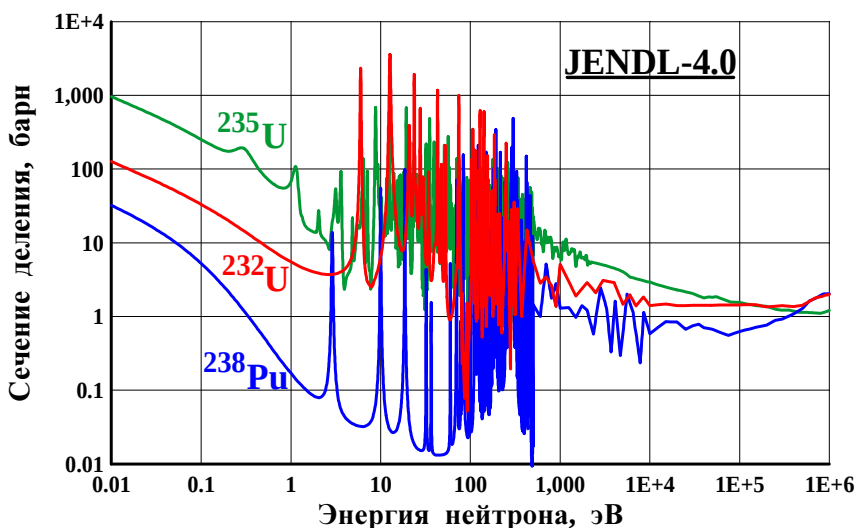


Рис. II.12. Зависимость сечения деления ^{235}U , ^{232}U и ^{238}Pu от энергии нейтрона

Можно видеть, что при энергиях нейтронов ниже нескольких кэВ изотоп ^{238}Pu является поглотителем нейтронов. Вместе с тем размножающие свойства ^{238}Pu заметно улучшаются с дальнейшим ростом энергии нейтронов и становятся лучше, чем таковые даже для ^{235}U .

Важно отметить, что при введении ^{231}Pa или ^{237}Np в состав топливной композиции коэффициент размножения нейтронов на начало кампании существенно снижается, так как сечение захвата ней-

тронов для ^{231}Pa и для ^{237}Np более чем на порядок превосходит сечение захвата ^{238}U (рис. II.11).

Поэтому наличие ^{231}Pa или ^{237}Np в составе топливной композиции позволяет иметь повышенное обогащение по делящемуся нуклиду при невысоком начальном запасе реактивности. Данное обстоятельство в значительной мере может способствовать достижению повышенной глубины выгорания топлива.

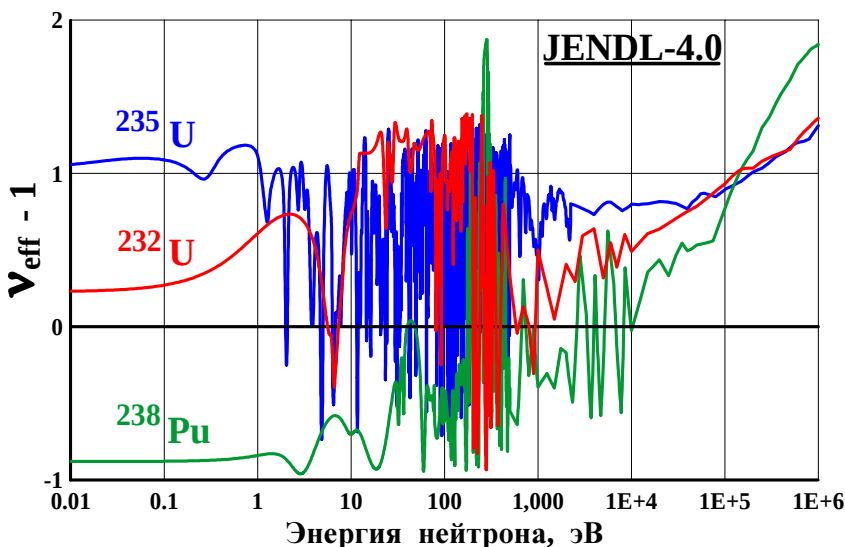


Рис. II.13. Зависимость числа избыточных нейтронов в расчете на одно поглощение в ^{238}Pu и ^{232}U (в сравнении с ^{235}U) от энергии нейтрона. Число вторичных нейтронов ^{232}U при делении тепловыми нейтронами соответствует данным JENDL-3.3 и составляет величину 2.456 вместо 3.13 согласно данным JENDL-4.0

Конечно, введение выгорающего поглотителя нейтронов (например, ^{157}Gd) тоже способствует такому же эффекту, однако использование поглотителей ^{231}Pa или ^{237}Np имеет преимущество. Оно связано с тем, что последующие нуклиды цепочки становятся размножающими нейтроны и благодаря делению восполняют поте-

ри нейтронов цепной реакции. Чего не происходит, когда используются традиционные выгорающие поглотители.

Выводы

1. В урановом бланкете термоядерной установки роль пороговых $(n,2n)$ - и $(n,3n)$ -реакций взаимодействия термоядерных нейтронов, существенно меньше, чем в ториевом бланкете.

2. В урановом бланкете термоядерные нейтроны размножаются преимущественно через реакцию деления урана-238, а в ториевом бланкете преимущественно через пороговые реакции.

3. Как в тепловом, так и резонансном спектрах нейтронов ядерного реактора цепочка нуклидных превращений, начинающаяся с протактиния, более предпочтительна с точки зрения размножающих свойств составляющих ее нуклидов по сравнению с цепочкой нуклидных превращений, начинающейся с нептуния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ II

II.1. Горностаев Б.Д., Гурьев В.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. и др. Опытнo-промышленный гибридный наработчик делящегося топлива // Труды II Советско-Американского Семинара, 14 марта – 1 апреля 1977. М.: ИАЭ, Атомиздат, 1978. С. 94–122.

II.2. Марин С.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. Образование изотопов плутония в урановом топливе гибридного термоядерного реактора // Атомная энергия. Май 1982. Т. 52. № 5. С. 301–304.

II.3. Leonard B., Jenquin U. // Report BNWL-SA-5750. Washington, Richland, 1976. P. 12.

II.4. Schultz K.R. A Review of Hybrid Reactor Fuel Cycle Considerations // Труды II Советско-Американского семинара Синтез-деление, 14.03 – 01.04 1977 г. М., Атомиздат, 1978. С. 77–93.

II.5. Бобков Ю.Г., Илюнин В.Г., Мурогов В.М. и др. Расчетные исследования накопления ^{232}U , ^{236}Pu и ^{238}Pu в зонах воспроизводства гибридных и быстрых реакторов // Атомная энергия. Июнь 1980. Т. 48. № 6. С. 395–396.

II.6. Марин С.В., Шаталов Г.Е. Изотопный состав топлива в blankets гибридного термоядерного реактора с ториевым циклом // Атомная энергия. Май 1984. Т. 56. № 5. С. 289–291.

II.7. Шаталов Г.Е., Марин С.В. Учет распада ^{238}Pu при определении изотопного состава уранового топлива гибридного термоядерного реактора // Атомная энергия. Май 1984. Т. 56. № 5, С. 315–317.

II.8. Кутеев Б.В., Хрипунов В.И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез. 2009. № 1. С. 3–29.

II.9. Weale J.W., Goodfellow H., McTaggart M.H., Mullender M.L. Measurements of reaction rate distribution produced by a source of 14-MeV neutrons at the center of a Uranium metal pile // Reactor Science and Technology (Journal of Nuclear Energy, Parts A and B). 1961. Vol. 14, P. 91–99.

II.10. Haight R.C., Lee J.D., Maniscalco J.A. Reaction Rates in a Uranium Pile Surrounding a 14 MeV Neutron Source: Calculations of the Weale Experiment // Nuclear Science and Engineering. 1976. Vol. 61, P. 53–59.

II.11. Shief H.E.J. et al. Measurements of the Reaction Rate Distributions Produced in a Large Thorium Cylinder by a Central Source of DT Neutrons. AWRE 20/77, United Kingdom Atomic Energy Authority, July 1977.

II.12. Krumbein A., Lemanska M., Segev M., Wagschal J.J., Yaari A. Reaction rate calculations in Uranium and Thorium blankets surrounding a central Deuterium-Tritium neutron source // Nuclear Technology. 1980. Vol. 48. P. 110–116.

II.13. Bychkov A.V., Vavilov S.K., Skiba O.V. et al. Pyroelectrochemical Reprocessing of Irradiated FBR MOX Fuel. III. Experiment on High Burn-up Fuel of the BOR-60 Reactor // The International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL'97". Yokohama, Japan, October 5-10, 1997. P. 912–917.

II.14. Ivanov V.B., Mayorshin A.A., Skiba O.V. et al. The utilization of plutonium in nuclear reactors on the basis of technologies developed in SSC RIAR. // International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL'97". Yokohama, Japan, October 5-10, 1997. P. 1093–1098.

II.15. Бедениг Д. Газоохлаждаемые высокотемпературные реакторы. М.: Атомиздат, 1975.

II.16. Черников А.С., Пермьяков Л.Н., Федик И.И. и др. Твэлы на основе сферических топливных частиц с защитным покрытием для реакторов повышенной безопасности // Атомная энергия. Декабрь 1999. Т. 87. № 6. С. 451–462.

II.17. Carson M.J. Explosive properties of reactor-grade plutonium // Science & Global Security. 1993. Vol. 4. P. 111–128.

II.18. De Volpi A. Denaturing Fissile Materials // Progress in Nuclear Energy. 1982. Vol. 10. № 2. P. 161–220.

II.19. Руководство по оценке инновационных ядерных реакторов и топливных циклов: Отчет по этапу 1А международного проекта по инновационным ядерным реакторам и топливным циклам (INPRO) / IAEA-TECDOC-1362, ISBN 92-0-105503-X, ISSN 1011-4289, Vienna, Austria, 2003.

II.20. Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г. Потенциальная роль гибридных “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” наработчиков топлива в замкнутом (U-Pu)-топливном цикле с вовлечением тория // Ядерная физика и инжиниринг. Декабрь 2013. Т. 4. № 12. С. 1–12.

II.21. Е.П. Велихов, М.В. Ковальчук, Э.А. Азизов, В.В. Игнатьев, С.А. Субботин, В.Ф. Цибульский. Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. № 37. Вып. 4. С. 3–8.

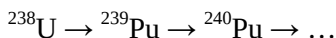
II.22. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г. О нейтронно-физических особенностях модифицированных (денатурированных) топливных циклов // Известия вузов. Сер. Ядерная энергетика. 1997. № 6, С. 42–48.

ГЛАВА III. БАЛАНС РАСХОДА НЕЙТРОНОВ В ЦЕПОЧКАХ НУКЛИДНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ И СТАБИЛИЗАЦИЯ РАЗМНОЖАЮЩИХ СВОЙСТВ ТОПЛИВА В РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАХ НЕЙТРОНОВ

Как уже отмечалось раньше, важным при анализе эффективности нуклидных превращений в цепочках и влиянии их на физические характеристики реактора является баланс между расходом и генерацией нейтронов при полной реализации цепочек превращений нуклидов до продуктов деления.

Цепочки нуклидных превращений играют важную роль в жизненном цикле ядерных энергетических установок.

Если обратиться к нашему не очень давнему прошлому, то уместно было бы напомнить, что атомная бомба “Толстяк”, по образному выражению И.В. Курчатова, была создана (испытана и применена (Япония, г. Нагасаки, 1945 г.)) из “неземного” вещества – плутония. Этот делящийся материал, практически отсутствующий на нашей планете Земля, был накоплен в специальных “промышленных” ядерных реакторах. При этом реализовалась цепочка нуклидных превращений:



Нуклидные превращения происходят под действием нейтронов во всех материалах, используемых в ЯЭУ. В топливе происходит выгорание исходного делящегося материала и накопление нового, что в существенной мере влияет на длительность рабочего цикла и на безопасность установки. Нуклидные превращения в конструкционных материалах и в материалах органов управления определяют ресурс работы соответствующих установок. Цепочки нуклидных превращений, используемые для накопления специальных радиоактивных изотопов, которые применяются в промышленности, медицине, сельском хозяйстве, далеко не полный перечень полезного применения этого уникального свойства ядерных технологий.

В настоящем рассмотрении наше внимание будет ограничено анализом возможностей “нетрадиционных” цепочек превращений нуклидов ядерного топлива. Это будет касаться как нуклидов (^{238}U -Pu)-, так и (Th- ^{233}U)-топливного циклов.

§ III.1. Баланс расхода нейтронов при нуклидных превращениях в цепочках

III.1.1. Топливные циклы и цепочки нуклидных превращений

Уран-плутониевый и торий-урановый топливные циклы в традиционном их понимании предполагают, что имеющиеся в природе сырьевые нуклиды ^{238}U и ^{232}Th являются стартовыми, которые под облучением превращаются в делящиеся ^{239}Pu и ^{233}U соответственно и в их последующие более тяжелые изотопы. Присутствующий в природном уране ^{235}U (0.71 %) играет важную роль при реализации открытого топливного цикла, как это имеет место в настоящее время, а при переходе на замкнутый цикл его роль в общем балансе станет уже незначительной.

Как известно, “жизнеспособность” того или иного цикла определяется балансом нейтронов при реализации цепочек нуклидных превращений этого цикла. Для (^{238}U -Pu)-топливного цикла, начинающегося с захвата нейтрона ураном-238, превращения его в ^{239}Pu , затем требуется израсходовать еще немного более одного нейтрона, чтобы при делении этого плутония высвободилось ν_f нейтронов. В спектре тепловых нейтронов, если учесть паразитное поглощение нейтронов и их утечку, баланс между размножением и расходом нейтронов оказывается отрицательным. Нужен источник нейтронов, чтобы поддерживать цепную реакцию. В спектре быстрых нейтронов баланс оказывается положительным, поэтому цепная реакция может не только быть обеспеченной воспроизведением нейтронов, но и часть их можно использовать на дополнительное образование плутония. Это – расширенное воспроизводство (бридинг) делящегося материала.

Справедливость требует напомнить, что впервые подход, связанный с оценкой баланса расхода нейтронов при реализации превращений в цепочках и его важности для оценки эффективности цепочек, был предложен в докладе советских физиков С.М. Фейнберга и Е.П. Кунегина на второй Женевской конференции в 1958 г. (из дискуссии по докладам № 419 и 1848) [III.1].

III.1.2. Методика оценки баланса расхода нейтронов цепочек нуклидных превращений

Примем некоторый нуклид в качестве начального для цепочки нуклидных превращений путем поглощения нейтронов, испускания заряженных частиц и деления до полного исчерпания звеньев цепочки и перехода в продукты деления. В качестве примера рассмотрим ситуацию, когда стартовым нуклидом является ^{238}U . Соответствующая начальная часть цепочки нуклидных превращений представлена на рис. III.1. Здесь величины сечений деления (σ_f) и радиационного захвата (σ_c), а также число нейтронов на акт деления (ν_f) приведены для спектра легководного реактора типа ВВЭР-1000.

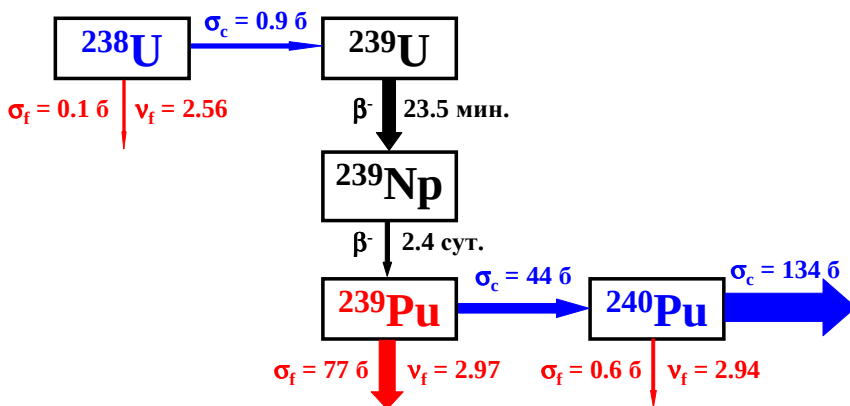


Рис. III.1. Цепочка нуклидных превращений ^{238}U
(сечения усреднены по спектру легководного реактора типа ВВЭР,
средняя плотность теплоносителя $\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$)

При облучении ^{238}U нейтронами лишь с небольшой вероятностью наблюдается реакция деления (при этом испускается 2.56 нейтрона на один акт деления), а со значительно большей вероятностью происходит реакция радиационного захвата. В результате реакции радиационного захвата на ^{238}U образуется короткоживу-

щий изотоп ^{239}U , который с периодом полураспада 23.5 мин терпевает β^- -распад в ^{239}Np , который с периодом полураспада 2.36 сут β^- -распадается в ^{239}Pu [III.2]. Этот переход в нашем рассмотрении можно считать практически мгновенным. Реакция β^- -распада протекает без образования и без расходования нейтронов.

У следующего нуклида в цепочке превращений ^{239}Pu деление преобладает над захватом ($\sigma_f > \sigma_c$). Опять же, в результате реакции деления испускаются нейтроны (для ^{239}Pu – 2.97 нейтрона на один акт деления), а на радиационный захват расходуется нейтрон и при этом образуется ^{240}Pu . Таким образом, вследствие реакции деления и образования продуктов деления цепочка начинает постепенно иссякать пока полностью не будет исчерпана.

В процессе этих превращений нейтроны как расходуются, так и рождаются. Естествен вопрос о том, будет ли общий баланс нейтронов положительным или отрицательным. Иными словами говоря, потребует ли реализация цепочки нуклидных превращений расхода нейтронов цепной реакции или эта реализация принесет дополнительные нейтроны в неё. Предпочтительными цепочками могут считаться такие, которые при своей реализации характеризуются положительным балансом нейтронов.

Определим баланс расхода нейтронов цепочки, начинающейся с некоторого рассматриваемого нуклида, как количество нейтронов, генерируемых (или расходуемых) при сжигании одного ядра данного нуклида с учетом всех его последующих нуклидных превращений. Фактически баланс нейтронов – это вся прибыль нейтронов (в результате реакции деления) за вычетом всего расхода нейтронов (в результате их поглощения) при сжигании одного ядра исходного нуклида. Вклад в баланс нейтронов вносят все нуклиды цепочки вплоть до ее исчерпания, т.е. до превращения в продукты деления.

Обсуждаемые ниже цепочки нуклидных превращений характерны тем, что в них можно пренебречь разветвлениями, а также β^- - и β^+ -переходы с малой погрешностью можно считать мгновенными и поэтому не учитывать в настоящем рассмотрении. В этих предположениях баланс нейтронов D при полной реализации цепочки можно оценить следующим образом:

$$D = \left[\frac{v_f^1}{1 + \alpha_1} - 1 \right] + \sum_{i=2}^N \left(\prod_{j=1}^{i-1} \frac{1}{1 + \alpha_j} \right) \cdot \left[\frac{v_f^i}{1 + \alpha_i} - 1 \right], \quad (\text{III.1})$$

где v_f^i – число нейтронов на акт деления i -го нуклида;

α_i – отношение усредненных по энергии сечений радиационного захвата и деления i -го нуклида ($\alpha = \sigma_c / \sigma_f$);

$i = 1$ – данное значение индекса соответствует стартовому нуклиду цепочки превращений, для которого рассчитывается баланс нейтронов;

N – данный индекс соответствует последнему нуклиду в цепочке превращений, вклад которого учитывается.

Вклад в баланс нейтронов каждого последующего нуклида цепочки превращений уменьшается, так как существует вероятность процесса деления, в результате которого цепочка обрывается. Поэтому представляется целесообразным обрывать рассматриваемую цепочку нуклидных превращений примерно на пятом-седьмом нуклиде. Как показывают расчеты, вклад в баланс нейтронов всех последующих нуклидов составляет менее 1 %. Формула для оценки баланса нейтронов в общем случае, когда цепочка имеет разветвления и учитывает конечную скорость также β^- - и β^+ -переходов, приведена в работе [III.3].

Схема нуклидных превращений, которая использована при определении баланса нейтронов, представлена на рис. III.2 (величины периода полураспада приняты в соответствии с [III.2]). Делению в реакторных спектрах нейтронов в той или иной мере подвержены все рассматриваемые тяжелые нуклиды, но из них можно выделить ^{232}U , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и $^{242\text{m}}\text{Am}$, для которых процесс деления является доминирующим.

Будем предполагать, что рассматриваются цепочки нуклидных превращений в следующих спектрах нейтронов:

- современного легководного реактора (плотность теплоносителя – 0.72 г/см^3);
- перспективного легководного реактора со сверхкритическими параметрами теплоносителя ВВЭР СКД (при плотности теплоносителя – 0.1 г/см^3) [III.4];
- быстрого реактора типа Super-Phenix [III.5].

Три спектра нейтронов выбраны из тех соображений, что первый – спектр нейтронов типичного легководного реактора, второй – близкий к резонансному спектр перспективного реактора следующего поколения, а третий – спектр реактора на быстрых нейтронах.

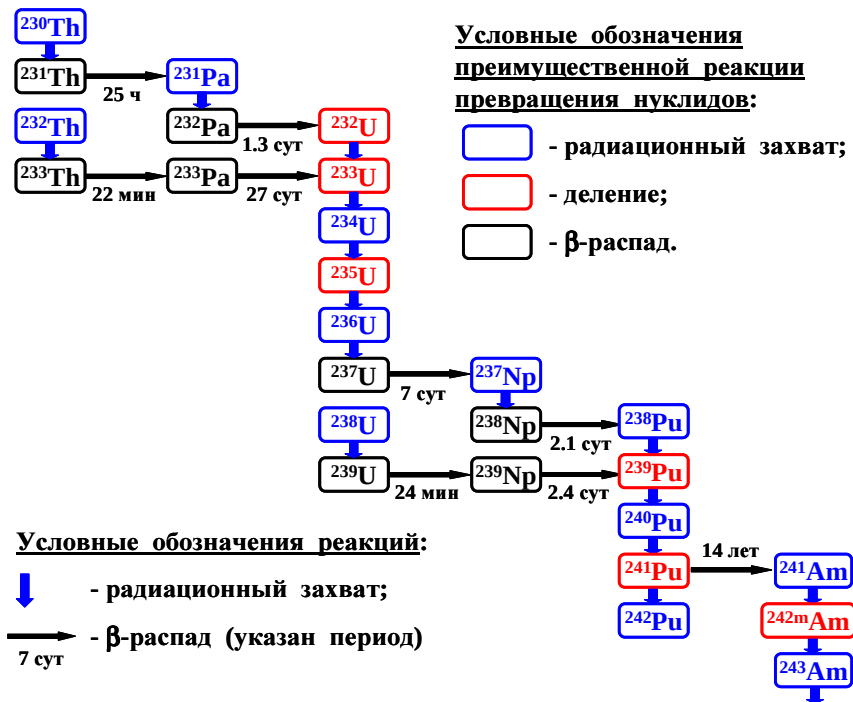


Рис. III.2. Схема нуклидных превращений

При определении баланса нейтронов были сделаны следующие допущения:

1) средние сечения реакций радиационного захвата (σ_c) и деления (σ_f), количество нейтронов на акт деления (ν_f), а также поток нейтронов (ϕ) определены с помощью расчетного комплекса SCALE 4.3 [III.6] на середину кампании топлива;

2) реакции $(n,2n)$, $(n,3n)$, а также реакция α -распада не принимались во внимание, поскольку вероятность протекания данных реак-

ций пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью реакций радиационного захвата, деления и β -распада;

3) за исключением ^{241}Pu , все представленные на рис. III.2 нуклиды, претерпевающие β -распад, имеют достаточно короткий период полураспада, а по этому вероятность реакции радиационного захвата или деления на данных нуклидах мала по сравнению с вероятностью реакции β -распада при рассматриваемых потоках нейтронов.

Полученные с учетом вышеупомянутых допущений величины баланса нейтронов D приведены в табл. III.1.

Таблица III.1

Баланс нейтронов D при реализации цепочек превращений, начинающихся с указанных нуклидов

Нуклид	$\gamma_{т/н} = 0.72 \text{ г/см}^3$ (ВВЭР-1000)	$\gamma_{т/н} = 0.1 \text{ г/см}^3$ (ВВЭР СКД)	Super-Phenix
^{232}Th	– 0.01	– 0.04	+ 0.09
^{230}Th	– 1.23	– 1.01	– 0.69
^{231}Pa	– 0.23	– 0.03	+ 0.20
^{232}U	+ 0.75	+ 0.90	+ 1.08
^{233}U	+ 0.99	+ 0.95	+ 1.08
^{234}U	– 0.53	– 0.57	+ 0.02
^{235}U	+ 0.42	+ 0.22	+ 0.55
^{236}U	– 2.03	– 1.17	– 0.55
^{238}U	– 0.22	– 0.14	+ 0.21
^{237}Np	– 1.17	– 0.40	+ 0.21
^{238}Pu	– 0.22	+ 0.45	+ 0.99
^{239}Pu	+ 0.60	+ 0.60	+ 1.08
^{240}Pu	– 0.34	– 0.31	+ 0.39
^{241}Pu	+ 0.66	+ 0.61	+ 0.81

В соответствии с определением, если баланс нейтронов цепочки D отрицателен (например, для цепочки, начинающейся с ^{238}U , в спектре легководного реактора типа ВВЭР-1000 величина $D = -0.22$), то это свидетельствует о том, что для полного сжигания

цепочки, начинающейся с данного нуклида, потребуются дополнительные нейтроны от какого-то источника.

Если же баланс нейтронов положителен (например, для цепочки, начинающейся с ^{235}U , в спектре легководного реактора типа ВВЭР-1000 он равен +0.42), то при сжигании данного нуклида генерируется нейтронов больше, чем расходуется, а избыточные нейтроны можно использовать для превращений в других цепочках или для наработки дополнительного делящегося материала. В этом случае величину D можно интерпретировать подобно избыточному коэффициенту воспроизводства (или как избыточный коэффициент конверсии).

В самом деле, баланс нейтронов – это вся прибыль нейтронов (в результате реакции деления) за вычетом всего расхода нейтронов (в результате их поглощения) при сжигании одного ядра исходного нуклида. Если эти нейтроны реализуются путем взаимодействия с нуклидами цепочки (и не теряются путем поглощения в материалах конструкции и в продуктах деления), то D – избыток нейтронов от реализации всей цепочки.

Данные табл. III.1 иллюстрируют некоторые известные положения. В частности, можно сравнить эффективность использования торий-уранового ($^{232}\text{Th} + ^{233}\text{U}$) и уран-плутониевого ($^{238}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$) топливных циклов в различных спектрах нейтронов. Как известно, в спектре тепловых нейтронов предпочтительнее использовать торий-урановый топливный цикл: баланс нейтронов воспроизводящего нуклида ^{232}Th составляет -0.01 против -0.22 у ^{238}U .

Что касается рассматриваемых “нетрадиционных” цепочек, то цепочка, начинающаяся с ^{231}Pa , имеет преимущество в спектре легководного реактора типа ВВЭР и ВВЭР СКД (величина D равна -0.23 и -0.03 соответственно) против цепочки, начинающейся с ^{237}Np , чьи величины равны -1.17 и -0.40 соответственно. В спектре быстрого реактора, вследствие эффективного деления ^{238}Pu и ^{239}Pu , эффективность цепочек становится близкой.

Стоит обратить внимание на цепочку, начинающуюся с ^{232}U . Этот нуклид накапливается в Th-бланкете гибридного реактора в результате захвата нейтрона ^{231}Pa . В цепочке ^{232}U и ^{233}U представляют собой связку двух делящихся нуклидов во всех рассматриваемых спектрах нейтронов. Такая цепочка характеризуется боль-

шой положительной величиной баланса D . В то же время величина баланса D для цепочки, начинающейся с ^{238}Pu , очень чувствительна к спектру нейтронов, так как в тепловом спектре нейтронов ^{238}Pu – поглотитель нейтронов, а в быстром – эффективный делящийся нуклид.

§ III.2. Сравнение традиционной и нетрадиционной цепочек в топливной решетке легководного реактора с плотностью теплоносителя 0.72 и 0.1 г/см³

Прежде всего, обратим внимание на то, что вследствие большого поглощения ^{231}Pa и ^{237}Np (см. сечение захвата нейтронов на рис. II.11) их введение в топливо приводит к существенному изменению (ужестчению) спектра нейтронов (рис. III.3), что улучшает размножающие свойства вторых нуклидов цепочек – ^{232}U и ^{238}Pu , и это, соответственно, скажется на улучшении нейтронного баланса при реализации этих цепочек. Далее в нашем рассмотрении топливные решетки характеризуются не типом спектра нейтронов, а величиной плотности легководного теплоносителя.

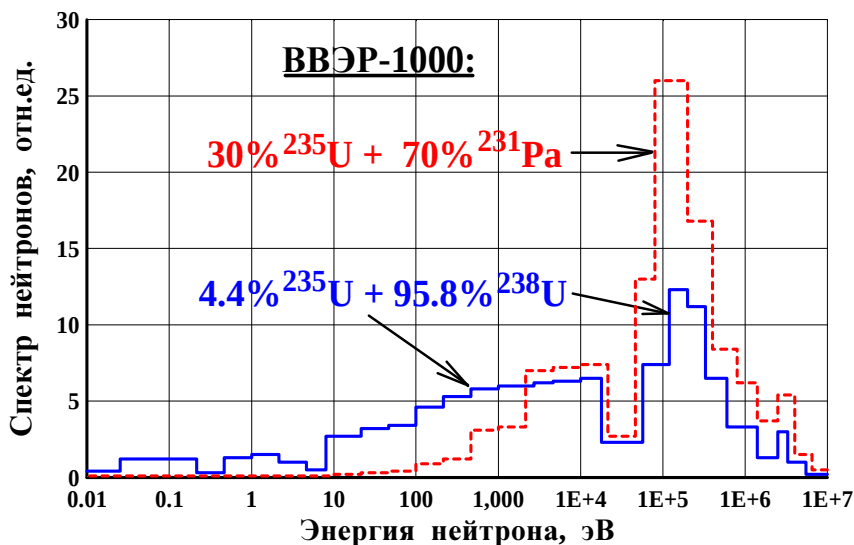


Рис. III.3. Влияние протактиния на спектр нейтронов

На рис. III.3 показаны гистограммы спектров при полной замене в топливе ^{238}U на ^{231}Pa (сходное изменение наблюдается и при замене на ^{237}Np). Замена осуществлена с увеличением содержания делящегося материала ^{235}U для сохранения критичности, что совместно приводит к значительному изменению спектра нейтронов. Можно видеть также, что в то время как спектр нейтронов реактора типа ВВЭР-1000 с типичной урановой загрузкой характеризуется значительной долей тепловых и эпитепловых нейтронов, при введении в топливо существенной доли ^{231}Pa (или ^{237}Np) тепловая и эпитепловая (до 1 кэВ) части спектра становятся незначительными. Поэтому в данном случае для достижения глубокого выгорания в качестве конструкционного материала можно использовать сталь. Действительно, при уменьшении доли тепловых и эпитепловых нейтронов поглощение в элементах, входящих в состав стали, снижается. Вместе с тем использование стальной оболочки способствует сохранению работоспособности твэла при более глубоком выгорании по сравнению с оболочкой, выполненной из циркония и сплавов на его основе.

Сравним следующие топливные композиции: топливную композицию на основе ^{232}Th и ^{233}U и топливную композицию, в которой присутствует ^{231}Pa , что “задействует” нетрадиционную цепочку нуклидных превращений ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U}$) и, как ожидается, позволит продлить кампанию топлива и повысить выгорание.

Применительно к спектру нейтронов, соответствующего плотности теплоносителя теплового реактора типа ВВЭР ($\gamma_{т/н} = 0.72 \text{ г/см}^3$), изменение коэффициента размножения топливной решетки K_∞ в процессе выгорания топлива представлено на рис. III.4. Модельные расчеты выполнены для оксидного топлива ($10\% ^{233}\text{U} + ^{231}\text{Pa} + ^{232}\text{Th}$) O_2 , причем доля ^{233}U в топливе оставалась неизменной.

Можно видеть, что при замещении ^{232}Th на ^{231}Pa коэффициент размножения нейтронов K_∞ на начало кампании существенно уменьшается, т.е. уменьшается первоначальный запас реактивности, который требуется компенсировать. Это обусловлено тем, что среднее сечение захвата ^{231}Pa (43 барн) более чем на порядок превосходит сечение захвата ^{232}Th (3 барн). Именно благодаря такому значительному сечению захвата протактиния наблюдается эффек-

тивная наработка двух следующих друг за другом делящихся изотопов (^{232}U и ^{233}U). Это последнее обстоятельство обуславливает меньшее изменение коэффициента размножения нейтронов K_∞ в процессе выгорания и, как следствие, увеличение глубины выгорания.

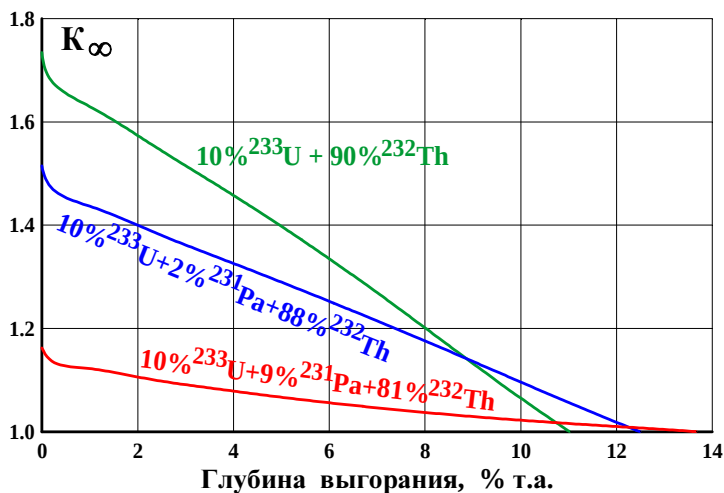


Рис. III.4. Влияние введения ^{231}Pa на выгорание топлива ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$)

Допустимая доля протактиния, которая может быть введена в топливо, ограничена коэффициентом размножения нейтронов на начало кампании: он должен быть не менее единицы. Поэтому эффект от введения протактиния можно наблюдать только для тех топливных композиций, доля делящегося нуклида в которых достаточно существенна.

Если увеличить долю делящегося нуклида (в рассматриваемом примере – ^{233}U) до такой степени, чтобы даже при полном замещении ^{232}Th на ^{231}Pa коэффициент размножения нейтронов на начало кампании составлял величину около единицы, то содержание делящегося ^{233}U в топливе составит 25 %. При этом изменение коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде K_∞ в процессе выгорания при переходе от традиционной (на основе ^{232}Th) к

нетрадиционной (на основе ^{231}Pa) топливной композиции представлено на рис. III.5.

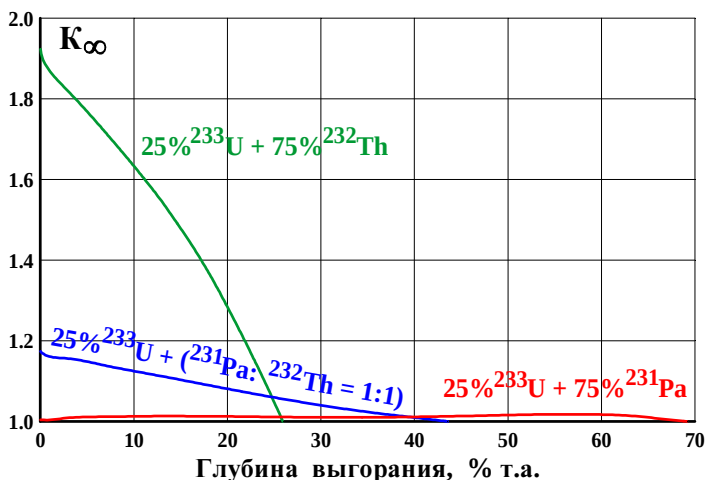


Рис. III.5. Зависимость коэффициента размножения нейтронов (K_{∞}) от глубины выгорания при использовании топлива на основе ^{232}Th и ^{231}Pa (спектр легководного реактора типа ВВЭР, $\gamma_{т/н} = 0.72 \text{ г/см}^3$)

Как видно из рис. III.5, при использовании топлива на основе тория (25 % ^{233}U + 75 % ^{232}Th) начальный запас реактивности весьма существен: $K_{\infty}(0) \approx 1.9$; при этом достижимое выгорание составляет 26 % т.а. Введение в топливо протактиния приводит к уменьшению начального запаса реактивности, и в то же время к увеличению выгорания топлива. При полной замене тория на протактиний (25 % ^{233}U + 75 % ^{231}Pa) коэффициент размножения нейтронов остается практически неизменным и близким к единице на протяжении всей кампании, что свидетельствует о том, что накопление продуктов деления и выгорание делящихся нуклидов с хорошей степенью точности скомпенсировано воспроизводством делящихся нуклидов (^{232}U и ^{233}U) из протактиния.

В данном случае существенная часть протактиния переходит в делящиеся нуклиды, которые выгорают и, таким образом, достигается сверхглубокое выгорание, близкое к 70 % т.а. (рис. III.5). Лег-

ководный реактор типа ВВЭР-1000 мог бы иметь длительность кампании по топливу около 40 лет.

Важно отметить, что поддержание размножающих свойств такого топлива определяется, главным образом, присутствием в нем нуклида ^{231}Pa . Так что если вместо делящегося нуклида ^{233}U в свежее топливо поместить делящийся нуклид ^{235}U , то это уникальное свойство топлива (поддерживать размножающие свойства до сверхглубокого выгорания) сохраняется (рис. III.6). Однако так как делящийся нуклид ^{235}U является менее эффективным, чем нуклид ^{233}U , то его содержание в топливной композиции, обеспечивающее критичность, больше и составляет около 42 % (против 25 % ^{233}U). Можно предположить, что введение плутония в качестве делящегося материала также сохранит подобные размножающие свойства такой топливной композиции.

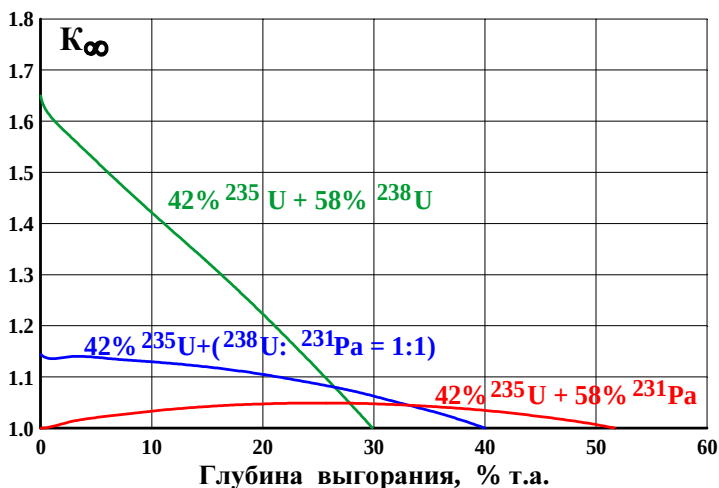


Рис. III.6. Зависимость коэффициента размножения нейтронов (K_{∞}) от глубины выгорания при использовании топлива на основе ^{238}U и ^{231}Pa (легководный реактор типа ВВЭР, $\gamma_{\pi/\text{т}} = 0.72 \text{ г/см}^3$)

Подобное топливо могло бы найти применение на плавучих атомных станциях и в космических аппаратах.

Продemonстрируем преимущество, которым обладает цепочка ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U} \rightarrow \dots$) перед цепочкой ($^{237}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow \dots$) в спектре легководного реактора типа ВВЭР-1000 ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$). Для этого в состав топливной композиции (10% $^{233}\text{U} + ^{232}\text{Th}$) введем нуклид ^{237}Np , а содержание делящегося нуклида ^{233}U оставим неизменным, как в случае использования тория.

Результаты расчетов приведены на рис. III.7.

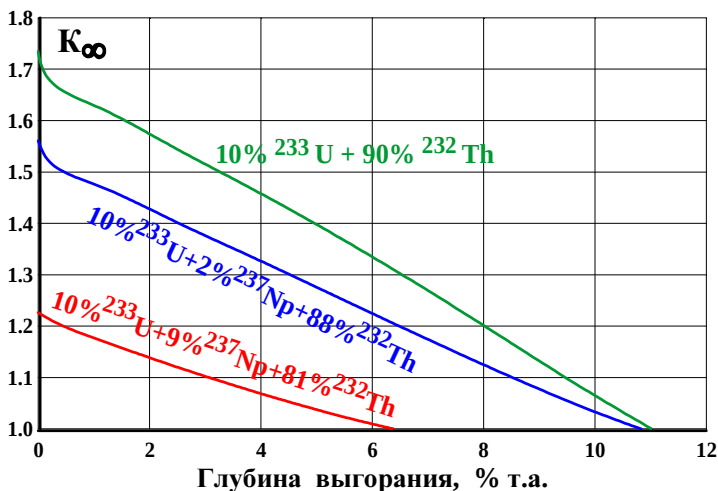


Рис. III.7. Влияние введения ^{237}Np на выгорание топлива ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$)

При сравнении рис. III.4 и III.7 можно заключить, что в тепловом спектре нейтронов введение нептуния, в отличие от введения протактиния, приводит к ухудшению размножающих свойств не только свежего топлива, но и в течение всего времени выгорания. Причем с введением нуклида ^{237}Np в топливо глубина выгорания сокращается. Правда, можно заметить, что изменение коэффициента размножения K_{∞} становится более пологим.

Это обусловлено, главным образом, существенным отличием размножающих свойств ^{232}U и ^{238}Pu в тепловой области энергий: в то время как ^{232}U хорошо делится, генерируя избыточные нейтроны (у данного нуклида величина $\nu_{\text{eff}} - 1$ положительна, где ν_{eff} — число

вторичных нейтронов на один захваченный нейтрон), ^{238}Pu в тепловой области энергий является поглотителем нейтронов (он характеризуется отрицательной величиной $\nu_{\text{eff}} - 1$) (рис. III.8).

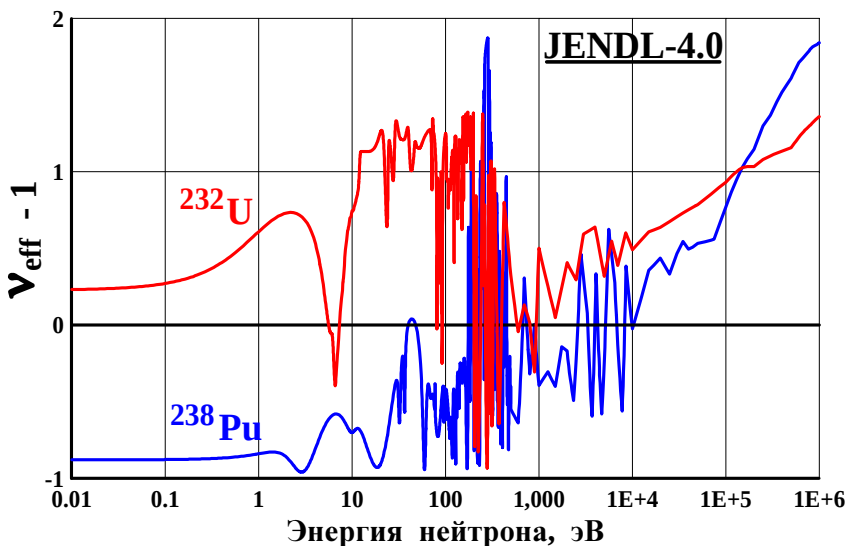


Рис. III.8. Зависимость величины $(\nu_{\text{eff}} - 1)$ от энергии нейтронов для ^{232}U и ^{238}Pu (где ν_{eff} — число вторичных нейтронов на один поглощенный нейтрон). Число вторичных нейтронов ^{232}U при делении тепловыми нейтронами соответствует данным JENDL-3.3 и составляет величину 2.456 вместо 3.13 согласно данным JENDL-4.0

Таким образом, можно заключить, что размножающие свойства цепочки ($^{237}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow \dots$) в спектре легководного реактора типа ВВЭР-1000 оказываются, действительно, слабее, чем для цепочки ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U} \rightarrow \dots$).

§ III.3. Сравнение традиционной и нетрадиционной цепочек в резонансном спектре нейтронов

Наконец, рассмотрим эффективность использования нетрадиционной цепочки ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{232}\text{U} \rightarrow ^{233}\text{U}$) в топливной решетке с низкой плотностью легководного теплоносителя, характерной для реакто-

ра ВВЭР СКД (0.1 г/см^3), когда устанавливается еще более жесткий спектр нейтронов. Влияние доли ^{231}Pa в топливной композиции на выгорание топлива представлено на рис. III.9.

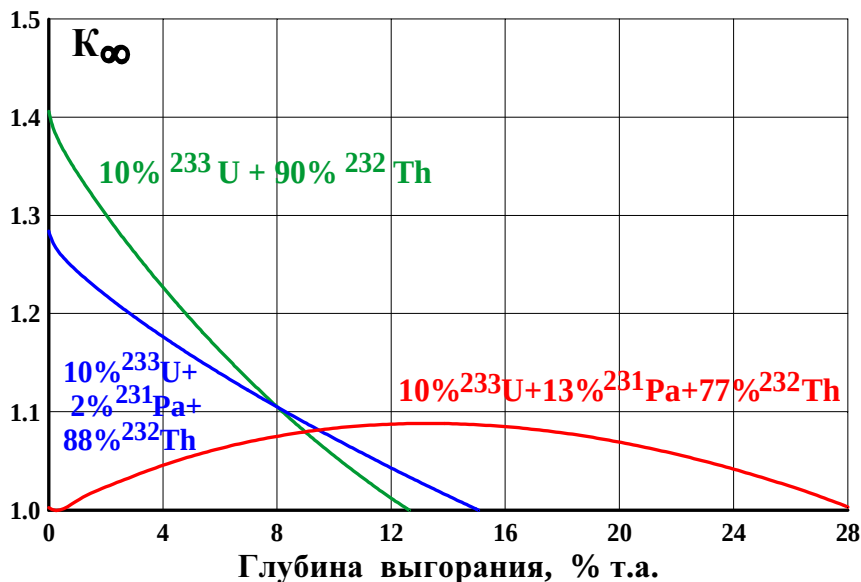


Рис. III.9. Влияние введения ^{231}Pa на выгорание топлива ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.1 \text{ г/см}^3$)

Можно видеть, что при существенной доле ^{231}Pa в топливной композиции (например, 13 %) коэффициент размножения нейтронов в течение первой половины кампании возрастает, т.е. размножающие свойства топлива улучшаются. Более жесткий спектр нейтронов в ВВЭР СКД, способствующий улучшению размножающих свойств нуклидов, приводит к тому, что при заданной топливной композиции достижимое выгорание превосходит соответствующую величину, характерную для топливной решетки с плотностью теплоносителя реактора ВВЭР – $\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$ (рис. III.4).

Увеличим долю делящегося нуклида до такого уровня, что даже при полном замещении ^{232}Th на ^{231}Pa коэффициент размножения нейтронов K_∞ на начало кампании составил бы величину не менее

единицы (рис. III.10). Кроме того, рассмотрим возможность использования в качестве делящегося нуклида ^{235}U вместо ^{233}U для достижения сверхглубокого выгорания (рис. III.11).

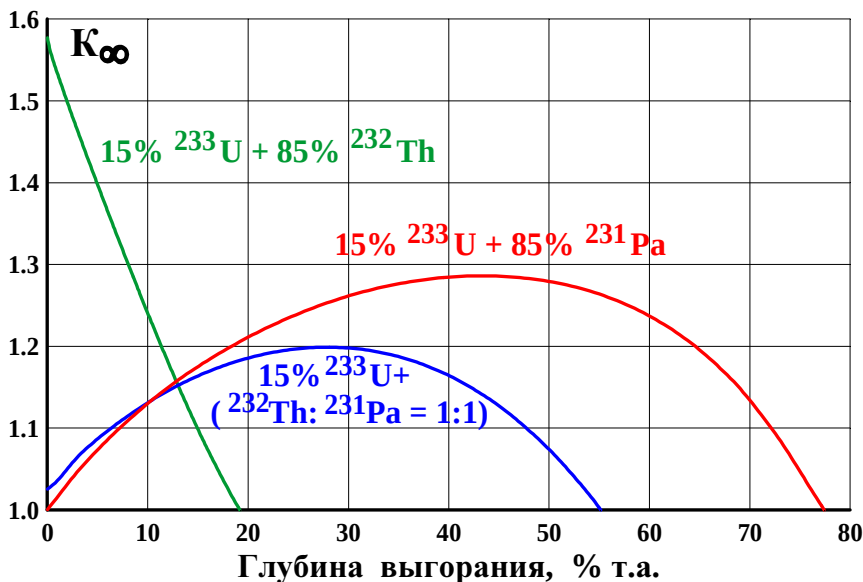


Рис. III.10. Достижение сверхглубокого выгорания при использовании топлива на основе ^{233}U и ^{231}Pa ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.1 \text{ г/см}^3$)

При сравнении рис. III.10 и III.11 (плотность теплоносителя $\gamma_{\text{т/н}} = 0.1 \text{ г/см}^3$) с аналогичными зависимостями, представленными на рис. III.4, III.5 и III.6 (для $\gamma_{\text{т/н}} = 0.72 \text{ г/см}^3$) обратим внимание на следующее. Улучшение размножающих свойств нуклидов в более жестком спектре нейтронов приводит к существенному выбегу коэффициента размножения нейтронов в середине кампании (примерно до величины 1.3), что, в принципе, является нежелательным моментом, поскольку данный избыток реактивности необходимо компенсировать.

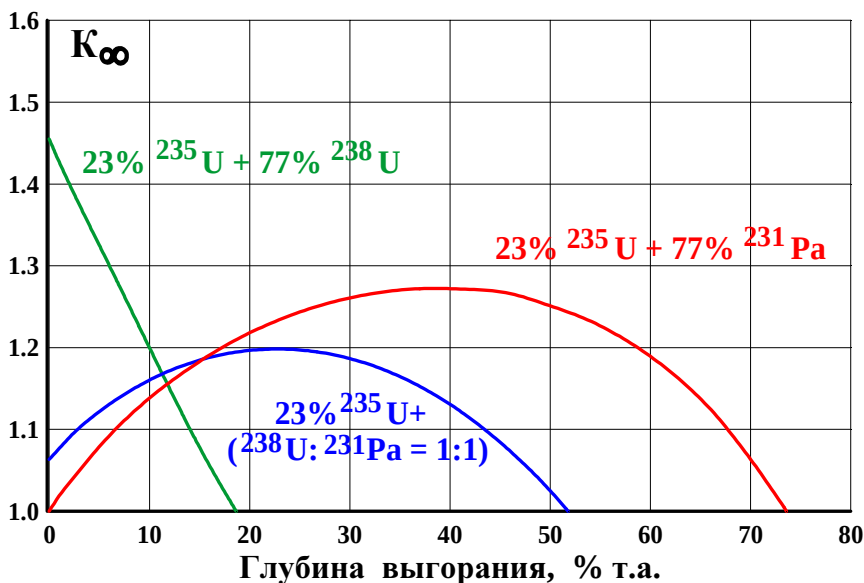


Рис. III.11. Достижение сверхглубокого выгорания при использовании топлива на основе ^{235}U и ^{231}Pa ($\gamma_{\text{т/н}} = 0.1 \text{ г/см}^3$)

Выводы

1. Цепочка превращений нуклидов, начинающаяся с ^{231}Pa , по балансу расхода нейтронов на реализацию этой цепочки является более “богатой”, чем цепочка, начинающаяся с ^{237}Np (за исключением области энергий быстрых нейтронов).

2. “Связка” двух делящихся нуклидов ^{232}U и ^{233}U определяет стабилизацию коэффициента размножения в процессе выгорания и обосновывает возможность достижения глубокого выгорания топлива.

3. В цепочке, начинающейся с ^{237}Np , в “связке” двух следующих изотопов ^{238}Pu и ^{239}Pu хорошие делящиеся свойства ^{238}Pu сохраняются только в области быстрых нейтронов. Поэтому для достижения глубокого выгорания эта цепочка предпочтительна только для быстрых нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ III

III.1. Савелий Моисеевич Фейнберг. Выдающиеся ученые Курчатовского института / Под ред. В.А. Сидоренко. М.: РНЦ КИ. 2011.

III.2. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

III.3. Salvatores M., Slessarev I. and Uematsu M. A Global Physics Approach to Transmutation of Radioactive Nuclei // Nuclear Science and Engineering. 1994. Vol. 116. P. 1–18.

III.4. Hove W., Beauwens R., Gorgemans J., Giot M. and Donnet G. Supercritical Light Water Reactor (SCLWR) with Intermediate Heat Exchanger (IHX) // Proceedings of 12th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES'2005). Brussels, Belgium, 2005. On CD-ROM.

III.5. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1986.

III.6. US NRC, SCALE 4.3: A Modular Code for Performing Standardized Computer Analysis for Lisenzing Evaluation.

Глава IV. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГКОВОДНОГО И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗОГРАФИТОВОГО ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ СО СВЕРХДЛИННОЙ КАМПАНИЕЙ ТОПЛИВА

§ IV.1. Нейтронно-физические характеристики топливных решёток долгоживущих активных зон легководного реактора

Как известно, весьма привлекательной является идея разработать такой энергетический реактор, который требовал бы всего одну-две перегрузки (или даже вообще без перегрузок) топлива в течение срока службы (реактор типа “черный ящик”, реактор-батарейка). Однако на этом пути имеется немало трудностей.

Вообще говоря, длительность кампании реактора можно увеличить, снижая энергонапряженность топлива (действительно, ведь самой длинной кампанией может характеризоваться неработающий реактор). Снижение энергонапряженности является также фактором, улучшающим безопасность реактора. Однако это может сопровождаться ростом капиталовложений. Тем не менее многие современные проекты корпусных легководных реакторов отличаются пониженной плотностью энерговыделения, оставаясь в то же время конкурентоспособными. Так, например, проект реактора повышенной безопасности ВПБЭР-600 характеризуется средней теплонапряженностью активной зоны 69.4 МВт/м^3 [IV.1], в то время как для реактора ВВЭР-1000 эта величина составляет $\sim 110 \text{ МВт/м}^3$.

Практически “беспригрышным” фактором, ведущим к удлинению кампании, является повышение энерговыработки топлива, т.е. его более глубокое выгорание. Как известно, выгорание топлива ограничивается либо исчерпанием запаса реактивности, либо нарушением целостности твэлов. В современных легководных реакторах выгорание топлива ограничивается, главным образом, запасом реактивности и составляет 4–6 % т.а. В быстрых реакторах, за счет хороших показателей воспроизводства топлива, достигнутое выгорание составляет 10–15 % т.а., а в опытных твэлах с оксидным топливом реактора БОР-60 оно достигло ~ 32 % т.а. [IV.2] без нарушения целостности оболочки. Следовательно, имеются веские предпосылки к тому, что использование в легководных реакторах

твэлов, аналогичных применяемым в быстрых реакторах, позволило бы удлинить кампанию топлива в несколько раз. В этом случае главной задачей становится формирование нуклидного состава топлива, при котором размножающие свойства сохранялись бы на высоком уровне при глубоких и сверхглубоких выгораниях.

Ниже рассматривается топливо на основе смеси нуклидов ^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U и демонстрируется возможность стабилизации размножающих свойств легководных решеток с таким топливом при глубоких выгораниях. Для случаев, когда стабилизация размножающих свойств сохраняется при выгораниях, близких к экспериментально достигнутому в твэлах быстрых реакторов (20–30 % т.а. [IV.2]), обсуждается применимость термомеханической технологии DUPIC (Direct Use of Spent PWR Fuel in CANDU) для регенерации облученных твэлов, выгруженных из легководного реактора PWR, и последующего продолжения облучения в тяжеловодном реакторе CANDU.

Для получения расчетных оценок использовался программный комплекс SCALE-4.3 [IV.3], предназначенный для лицензионных расчетов легководных реакторов. С помощью управляющего модуля SAS2H этого комплекса рассчитывалась одномерная бесконечная решетка твэлов и состав топлива в процессе облучения. Транспортный расчет ячейки выполнялся в S_8 -приближении с числом внутренних итераций, обеспечивающих оценку K_∞ с точностью 0.00001. Пересчет состава топлива осуществлялся через 0.3–2.7 лет (0.6–4.7 % т.а.), в зависимости от достигнутой глубины выгорания, что позволило оценивать K_∞ с точностью 0.0001. При выгорании учитывался 81 продукт деления, влияние которых на реактивность было наибольшим. Расчеты проводились в 44-групповом приближении. Для этого использовался файл ядерных данных ENDF/B-IV с программой подготовки констант AMPX [IV.4], причем сечения радиационного поглощения ^{231}Pa и ^{232}U , а также сечения деления и число вторичных нейтронов, образующихся при делении ^{232}U , были взяты из JENDL-3.3. Отметим, что число вторичных нейтронов ^{232}U , рекомендованных в работе [IV.5], соответствует данным JENDL-3.3 и составляет при делении тепловыми нейтронами величину 2.456 вместо 3.13 согласно данным JENDL-4.0.

IV.1.1. Нейтронно-физические предпосылки глубокого выгорания топлива

В свежем топливе действующих в настоящее время энергетических реакторов всегда содержится делящийся нуклид и сырьевой. В дальнейшем при выгорании нуклиды с ярко выраженными размножающими (например, ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) и с преимущественно поглощающими (^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu) свойствами чередуются. Это значит, что если хорошо делящийся нуклид не претерпит деление, то в результате радиационного захвата нейтрона он превратится в преимущественно поглощающий нуклид. Последнее приводит к ухудшению нейтронного баланса, снижению реактивности реактора и, как следствие, к уменьшению выгорания топлива.

Для радикального изменения этой ситуации необходимо, чтобы делящийся нуклид в случае радиационного захвата нейтрона превращался снова в делящийся нуклид. Как было показано в предыдущей главе, такой связкой двух достаточно хорошо делящихся нуклидов является, например, ^{232}U - ^{233}U . Для использования этих нуклидов топливо должно содержать в достаточных количествах либо сам ^{232}U , либо его предшественника ^{231}Pa . В этом случае образуется цепочка изотопных переходов ^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U , в которой первый нуклид играет роль эффективного выгорающего поглотителя, второй нуклид характеризуется умеренными размножающими свойствами, а третий – хорошими размножающими свойствами. Поэтому при последовательном превращении этих нуклидов размножающие свойства топлива только улучшаются, компенсируя нарастающие потери нейтронов в накапливаемых продуктах деления.

IV.1.2. Преимущества глубокого выгорания

На рис. IV.1 показано изменение коэффициента размножения нейтронов решетки легководного реактора типа ВВЭР по мере его работы на оксидном топливе различного состава. Видно, что при использовании стандартного оксидного уранового топлива с 4.4 % ^{235}U коэффициент размножения монотонно уменьшается с

$K_{\infty} = 1.38$ до ~ 1 при достижении топливом выгорания 4.2 % т.а. (кривая 1). Практически такой же результат получается на ^{232}Th - ^{233}U топливе с 4% ^{233}U (кривая 2). Ситуация радикально меняется, как только в топливо вводится ^{231}Pa , который является исходным нуклидом для связанной пары делящихся нуклидов ^{232}U - ^{233}U . Рассмотрено три нуклидных состава оксидного топлива с различным содержанием ^{231}Pa и ^{233}U (оставшуюся часть топлива занимает ^{232}Th).

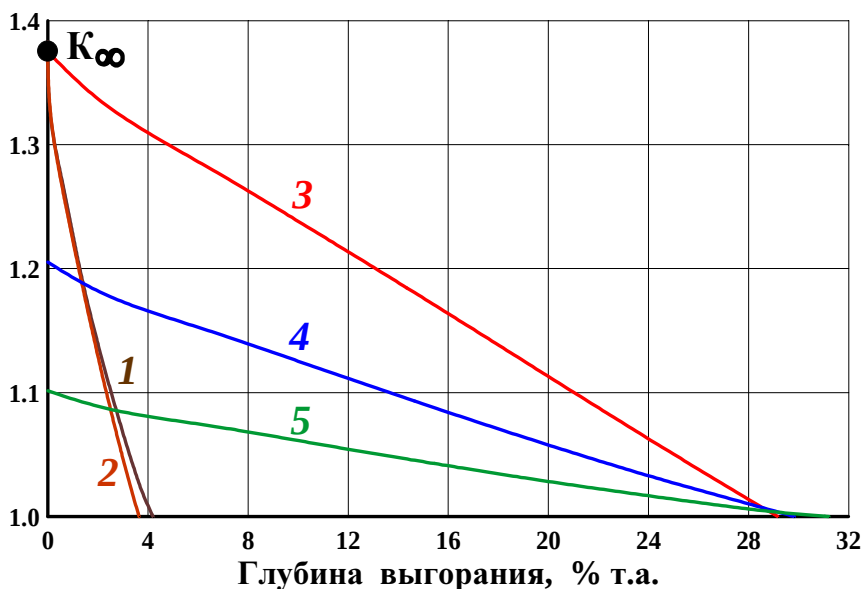


Рис. IV.1. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от глубины выгорания оксидного топлива различного состава:

1 – (4.4% ^{235}U + 95.6% ^{238}U) O_2 ; 2 – (4% ^{233}U + 96% ^{232}Th) O_2 ;
 3 – (15% ^{231}Pa + 22% ^{233}U + 63% ^{232}Th) O_2 ; 4 – (23% ^{231}Pa + 20% ^{233}U + 57% ^{232}Th) O_2 ;
 5 – (30% ^{231}Pa + 19% ^{233}U + 51% ^{232}Th) O_2

Видно, что при введении в топливо 15 % ^{231}Pa и 22 % ^{233}U (кривая 3) начальный коэффициент размножения $K_{\infty} = 1.38$ практически совпадает с таковым для стандартного уранового оксидного топлива. Если же в топливе доли ^{233}U и ^{231}Pa будут примерно равны (23 и

20 % соответственно, кривая 4), то начальный коэффициент размножения составит существенно меньшую величину $K_{\infty} = 1.2$, а при вводе в топливо 30 % ^{231}Pa и 19 % ^{233}U – умеренную величину $K_{\infty} = 1.1$, необходимую для компенсации утечки нейтронов и управления реактором во время работы. Отметим, что в процессе выгорания размножающие свойства такого топлива равномерно уменьшаются до $K_{\infty} = 1.0$, пока топливо выгорает до ~30 % т.а. Такой состав топлива выгодно отличается от предыдущих составов плавным изменением реактивности с выгоранием. Эти варианты демонстрируют стабилизацию размножающих свойств в процессе выгорания благодаря возрастанию роли цепочки изотопных переходов ^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U .

На рис. IV.2 приведены в качестве реперных те же два варианта (кривые 1–2), что и на рис. IV.1, а также варианты (кривые 3–5), которые, по-видимому, соответствуют предельно достижимой глубине выгорания в принятых предположениях о типе реактора и виде топлива. Это варианты, в которых доля ^{231}Pa в топливе максимальна при условии, что начальный коэффициент размножения составляет 1.4, 1.2 и 1.1 соответственно, а торий в топливе отсутствует. Поскольку ^{231}Pa играет роль выгорающего поглотителя и предшественника связки двух делящихся нуклидов ^{232}U - ^{233}U , то удастся достичь наибольшего из рассмотренных выгораний (60–65 % т.а.), прежде чем коэффициент размножения уменьшится до $K_{\infty} = 1.0$. Интересен вариант (кривая 6) с малой добавкой в топливо ^{232}U . Как видно из рисунка, при этом коэффициент размножения меняется чрезвычайно плавно (у свежего топлива $K_{\infty} = 1.01$), достигая максимума ($K_{\infty} = 1.02$) при глубине выгорания 18 % т.а. и уменьшаясь к $K_{\infty} = 1.0$ при 64 % т.а. Столь малое изменение коэффициента размножения (в пределах 0.02) объясняется, прежде всего, значительным содержанием в топливе выгорающего поглотителя ^{231}Pa , а наличие в топливе ^{232}U позволяет получить надкритический коэффициент размножения в течение столь глубокого выгорания топлива. Оценки показывают, что уран с таким содержанием ^{232}U (4 %) может быть наработан в Th-бланкете ГТР примерно за 600 сут.

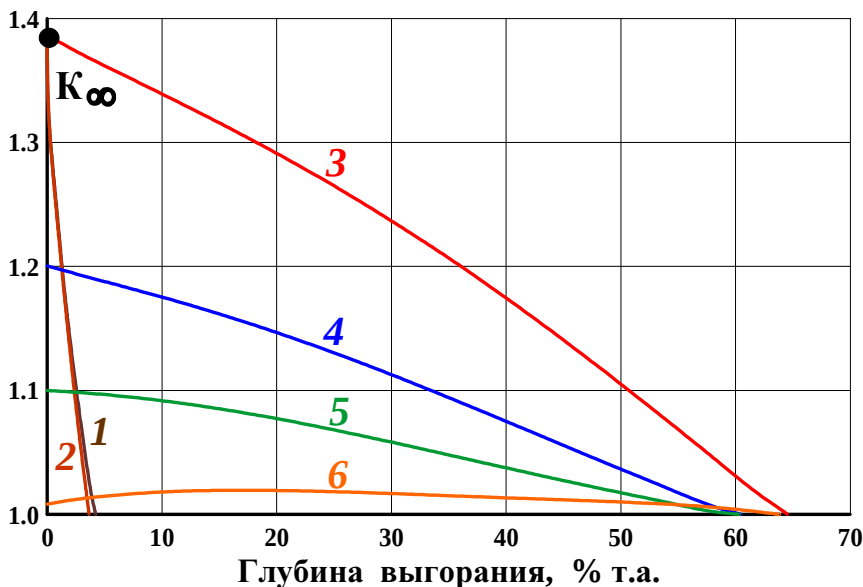


Рис. IV.2. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от глубины выгорания оксидного топлива различного состава:

- 1 – (4.4 % ^{235}U + 95.6% ^{238}U) O_2 ; 2 – (4 % ^{233}U + 96 % ^{232}Th) O_2 ;
 3 – (56 % ^{231}Pa + 44 % ^{233}U) O_2 ; 4 – (66 % ^{231}Pa + 34 % ^{233}U) O_2 ;
 5 – (71 % ^{231}Pa + 29 % ^{233}U) O_2 ; 6 – (75 % ^{231}Pa + 1 % ^{232}U + 24 % ^{233}U) O_2

Отметим, что стандартное оксидное урановое топливо с 4.4 % ^{235}U рассматривалось в циркониевой оболочке твэла с толщиной стенки 0.65 мм, а остальные составы топлива – с оболочкой из нержавеющей стали с толщиной 0.4 мм [IV.2]. Как видно из рис. IV.1 и IV.2, ^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U -цепочка столь богата нейтронами, что даже ухудшение нейтронного баланса при переходе с циркониевой на стальную оболочку твэлов позволяет добиться больших глубин выгорания.

Поскольку на рис. IV.1 рассмотрены составы топлива с преимущественным содержанием тория, а в литературе не удалось найти величину плотности оксида и диоксида протактиния (поскольку это довольно редкий материал), то плотность рассмотренных видов топлива принята равной плотности диоксида тория – 9.6 г/см³.

Отметим преимущества, которые можно получить от использования топлива со стабилизированными размножающими свойствами до глубоких выгораний. Прежде всего, это радикальное сокращение технологических операций, связанных с изготовлением топлива, его транспортировкой, а также с перегрузками топлива. Так, например, при переходе от традиционного топлива легководных реакторов с выгоранием 4–6 % т.а. к топливу с выгоранием ~30 % т.а., количество вышеперечисленных операций сократится примерно в 5–7 раз.

Кроме экономических выгод, сокращение числа перегрузок означает существенное сокращение операций, при которых возможно переключение делящихся нуклидов на неэнергетические цели. Это повышает защищенность топливного цикла от неконтролируемого распространения [IV.6]. Если же снизить энергонапряженность активной зоны в 2–3 раза, то реактор на топливе со стабилизированными размножающими свойствами мог бы проработать весь срок службы (30–50 лет) без перегрузок, если не нарушится целостность ТВЭЛОВ.

Реакторы такого типа можно поставлять в страны третьего мира как “черные ящики” с минимальной опасностью неконтролируемого распространения, поскольку операции с топливом могут быть сосредоточены только на заводах-изготовителях. К тому же такие реакторы проще в изготовлении и использовании, поскольку они не будут иметь оборудования для перегрузок топлива и его хранения на АЭС.

Отметим еще один фактор защиты топлива – накопление в нем ^{232}U , который в существенной степени препятствует переключению топлива на военные цели. Это объясняется повышенным и долговременным тепловыделением ^{232}U вследствие его α -распада (830 Вт/кг, $T_{1/2} = 68.9$ лет), а также жестким γ -излучением дочерних продуктов его распада. Из табл. IV.1 видно, что в облученном топливе с начальным составом 30 % ^{231}Pa + 19 % ^{233}U + 51 % ^{232}Th , характеризующемся наиболее благоприятным изменением реактивности (кривая 5 на рис. IV.1), к концу кампании накапливается 61 % ^{232}U в уране. Это означает, что удельное тепловыделение урана, в котором находится привлекательный для переключения делящийся нуклид ^{233}U , составит 508 Вт/кг, т.е. примерно в 48 раз

больше, чем у реакторного плутония (10.5 Вт/кг), и в 220 раз больше, чем у оружейного плутония (2.3 Вт/кг) [IV.7]. Такое высокое тепловыделение урана существенно осложнит его несанкционированное использование. Конечно, в начале облучения топлива указанная характеристика ниже, а в свежем топливе тепловыделение незначительно. Для повышения его защищенности можно предусмотреть введение в свежее топливо некоторого количества ^{232}U , которое обеспечит необходимый уровень защиты. При рецикле топлива это будет осуществляться естественным образом.

Таблица IV.1

Состав свежего и облученного топлива легководного реактора типа ВВЭР

Вид топлива		Диоксид ($^{231}\text{Pa} + ^{233}\text{U} + ^{232}\text{Th}$)			Диоксид урана
Состав свежего топлива, %	^{231}Pa	0	30	71	4.4 ^{235}U
	^{233}U	4	19	29	95.6 ^{238}U
	^{232}Th	96	51	0	
Выгорание, % т.а.		3.6	31	60	4.2
Состав облученного топлива, % т.а.	^{232}Th	93.45	45.07	0.08	1.29 ^{235}U
	^{231}Pa	0.0075	6.28	11.47	0.53 ^{236}U
	^{232}U	0.0045	11.30	22.16	92.87 ^{238}U
	^{233}U	2.47	5.01	3.50	0.66 ^{239}Pu
	^{234}U	0.39	1.74	1.95	0.23 ^{240}Pu
	^{235}U	0.068	0.49	0.65	0.16 ^{241}Pu
	^{236}U	0.006	0.10	0.19	0.05 ^{242}Pu

При замыкании топливного цикла использование топлива с глубоким выгоранием приведет также к существенному уменьшению объема химической переработки. Так, например, при глубине выгорания топлива легководных реакторов 5 % т.а. на химическую переработку отправляется 95 % несгоревшего топлива, т.е. требуется 20-кратный рецикл для сжигания загрузки. Если же глубина выгорания топлива составит 33 % т.а., то потребуется всего 3-кратный цикл, т.е. потребность в химической переработке сокращается приблизительно в шесть раз.

Отметим еще один положительный момент глубокого выгорания топлива. В процессе облучения в топливе происходит не только накопление продуктов деления, но и их частичная трансмутация,

благодаря радиационному поглощению нейтронов и радиоактивному распаду. Разумеется, чем больше выгорание, тем больше в топливе продуктов деления. Однако целесообразно сравнивать количество продуктов деления, накапливаемое в расчете на единицу выработанной энергии. Оценки, приведенные в табл. IV.2, показывают, что удельное накопление наиболее опасных долгоживущих продуктов деления в топливе с выгоранием 31 % т.а. ($m_{31\%}$) на 10–30 % ниже, чем это накопление в том же топливе с выгоранием 4.2 % т.а. ($m_{4.2\%}$)

Таблица IV.2

Отношение накопления отдельных продуктов деления
(на единицу выработанной энергии) при выгораниях 31 % т.а. и 4.2 % т.а.,
топливо: (30 % ^{231}Pa + 19 % ^{233}U + 51 % ^{232}Th) O_2

Нуклид	^{90}Sr	^{135}Cs	^{137}Cs	^{129}I	^{99}Tc	^{107}Pd	^{126}Sn	^{79}Se	^{93}Zr
$m_{31\%}/m_{4.1\%}$	0.73	0.72	0.74	0.79	0.67	0.80	0.87	0.87	0.83

IV.1.3. Эффекты реактивности в бесконечной решетке твэлов

Рассмотрим изменение коэффициента размножения при изменении температуры и плотности топлива и теплоносителя в бесконечной решетке твэлов применительно к легководному реактору типа ВВЭР на оксидном топливе (табл. IV.3).

Видно, что если топливо состоит в основном из сырьевых нуклидов ^{238}U или ^{232}Th , то все приведенные характеристики отрицательны, т.е. благоприятны для безопасности реактора. При введении в топливо 30 % т.а. протактиния плотностной температурный коэффициент реактивности по теплоносителю $dK_{\infty}/dt_{\text{тн}}$ становится положительным, т.е. неблагоприятным для безопасности реактора, как у свежего, так и облученного топлива, а в конце топливной кампании при выводе реактора на мощность после перегрузки, когда температуры теплоносителя и топлива повышаются от холодного состояния (50 °C) до горячего (300 °C), соответствующий эффект реактивности положителен, хотя и мал по величине. При дальнейшем увеличении доли протактиния в топливе до 71 % т.а.

доплеровский коэффициент реактивности $dK_{\infty}/dt_{\text{топ}}$, хотя и остается отрицательным, но уменьшается по абсолютной величине. Кроме того, плотностной температурный коэффициент реактивности по теплоносителю и эффект при повышении температуры теплоносителя и топлива от холодного до горячего состояния как для свежего, так и облученного топлива становятся положительными.

Таблица IV.3

Нейтронно-физические характеристики топливной решетки, определяющие безопасность легководного реактора типа ВВЭР

Вид топлива		Диоксид ($^{231}\text{Pa}+^{233}\text{U}+^{232}\text{Th}$)			Диоксид урана
Состав свежего топлива, %	^{231}Pa ^{233}U ^{232}Th	0 4 96	30 19 51	71 29 0	4.4 ^{235}U 95.6 ^{238}U
Выгорание, % т.а.		3.6	31	60	4.2
Начало топливной кампании (0)					
$\frac{dK_{\infty}(0)}{dt_{\text{топ}}} \cdot 10^{-5}$, 1/град		-3.3	-2.9	-2.4	-2.9
$\frac{dK_{\infty}(0)}{dt_{\text{т/н}}} \cdot 10^{-4}$, 1/град		-2.7	+0.61	+1.8	-7.2
$\Delta K_{\infty}^{\text{раб-300}^{\circ}\text{C}}(0)$		-0.0300	-0.0260	-0.0176	-0.0270
$\Delta K_{\infty}^{\text{300}^{\circ}\text{C-50}^{\circ}\text{C}}(0)$		-0.0187	-0.0159	+0.0059	-0.0601
Конец топливной кампании (Т)					
$\frac{dK_{\infty}(T)}{dt_{\text{топ}}} \cdot 10^{-5}$, 1/град		-2.5	-2.0	-0.74	-2.7
$\frac{dK_{\infty}(T)}{dt_{\text{т/н}}} \cdot 10^{-4}$, 1/град		-2.1	+2.4	+6.9	-7.0
$\Delta K_{\infty}^{\text{раб-300}^{\circ}\text{C}}(T)$		-0.0230	-0.0165	-0.0032	-0.0251
$\Delta K_{\infty}^{\text{300}^{\circ}\text{C-50}^{\circ}\text{C}}(T)$		-0.0146	+0.0084	+0.0487	-0.0524

В целом введение в топливо протактиния приводит к уменьшению по абсолютной величине отрицательных (благоприятных) ха-

рактических безопасности решетки реактора типа ВВЭР и даже к появлению положительных (неблагоприятных) характеристик безопасности.

Однако следует учесть, что здесь рассматривается бесконечная решетка твэлов, т.е. не учитывается утечка нейтронов из активной зоны реактора. Учет конечных размеров реактора сдвинет все характеристики его безопасности в сторону отрицательных (благоприятных) значений. Уместно напомнить, что транспортабельные и транспортные реакторы, как правило, имеют существенно меньшие размеры по сравнению с большими энергетическими реакторами типа ВВЭР.

§ IV.2. Физико-технические особенности реализации долгоживущих активных зон

IV.2.1. Техническая осуществимость глубокого выгорания топлива

Возникает вопрос: насколько технически осуществимо глубокое выгорание топлива? Как отмечалось ранее, известны твэлы, в которых глубина выгорания виброуплотненного оксидного топлива достигает 32 % т.а. [IV.2]. В расчетной модели было предположено, что используется оксидное топливо плотностью 9.6 г/см³.

В качестве конструкционного материала предусматривается использовать не цирконий (что типично для твэлов тепловых реакторов), а нержавеющую сталь, которая применялась и применяется в качестве оболочки твэлов быстрых реакторов [IV.2, IV.8]. Такая замена конструкционного материала оказалась возможной благодаря лучшему балансу нейтронов нового топлива.

В рассматриваемом топливе в существенном количестве присутствует ²³¹Pa. При работе реактора часть его превращается в ²³²U, который является стартовым нуклидом для цепочки радиоактивных распадов, заканчивающейся стабильным ²⁰⁸Pb. Эта цепочка включает шесть α -распадов, в результате которых в топливе накапливается гелий. Если гелий составит значительную добавку к газообразным продуктам деления, то это усложнит проблему сохранения целостности оболочки твэла вследствие роста давления. В оценках предполагалось, что большую часть газообразных продуктов деле-

ния составляют изотопы инертных газов (ксенон, криптон), а также гелий и тритий, образующийся при тройном делении.

Расчеты по программе SCALE-4.3 [IV.3] дали следующее содержание гелия, образовавшегося в результате α -распадов, в отношении к суммарному количеству газообразных продуктов деления: для варианта, когда свежее топливо содержит 30 % ^{231}Pa , “гелиевая” добавка составляет 96 % при выгорании 31 % т.а., а при начальном содержании ^{231}Pa в 71 % она составляет 242 % при выгорании 60 % т.а. Видно, что для сохранения целостности оболочки твэла при глубоком и сверхглубоком выгорании топлива эта проблема может оказаться существенной. Поэтому для достижения таких выгораний можно периодически применять технологию типа DUPIC [IV.9] с тем, чтобы удалять из топлива газообразные вещества и продолжать работу реактора.

При работе реактора конструкционный материал подвергается воздействию нейтронного поля, которое способно нарушать структуру его кристаллической решетки. Это приводит к ухудшению прочностных свойств конструкционного материала и, как следствие, к его разрушению. Величину повреждающей дозы, или число смещений каждого атома (СНА) конструкционного материала за время облучения – $\text{CNA}(T)$, оценивают по приближенной формуле

$$\text{CNA}(T) \approx [\sigma_{\text{см}}^{\text{cp}}(0) \cdot \Phi(0) + \sigma_{\text{см}}^{\text{cp}}(T) \cdot \Phi(T)] \cdot (T/2),$$

где $\sigma_{\text{см}}^{\text{cp}}$ – микросечение смещения, определяющее накопление повреждающей дозы, усредненное по энергетическому спектру нейтронов;

Φ – интегральная по энергии плотность потока нейтронов;

T – период кампании топлива.

Анализ показал: для вариантов с глубоким выгоранием усредненное по спектру нейтронов сечение накопления повреждающей дозы и величина плотности нейтронного потока изменяются таким образом, что скорость набора СНА в процессе облучения остается достаточно стабильной. Это является основанием применения приближенной формулы для оценки величины $\text{CNA}(T)$.

В настоящее время существует точка зрения, что максимально допустимое число смещений атомов для некоторых марок сталей, используемых в качестве конструкционного материала, до потери ими прочностных свойств может составить 140–180 СНА [IV.10]. Если исходить из этого предположения, то топливо с глубиной выгорания до 31 % т.а. может быть использовано без обновления оболочек твэлов (табл. IV.4). Согласно работе [IV.11], стальные твэлы способны выдерживать флюенс нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ до величин $4 \cdot 10^{23}$ н/см². Оценки показали, что в рассматриваемых вариантах флюенс высокоэнергетичных нейтронов даже при максимальной глубине выгорания топлива (60 % т.а.) составляет меньшую величину (табл. IV.4). Однако при необходимости можно воспользоваться термомеханической технологией типа DUPIC для обновления оболочки твэла и продолжения облучения.

Таблица IV.4

Нейтронно-физические характеристики,
определяющие накопление повреждающей дозы в нержавеющей стали

Вид топлива		Диоксид (²³¹ Pa, ²³³ U, ²³² Th)			Диоксид урана
Состав свежего топлива, %	²³¹ Pa	0	30	71	4.4 ²³⁵ U 95.6 ²³⁸ U
	²³³ U	4	19	29	
	²³² Th	96	51	0	
Выгорание, % т.а.		3.6	31	60	4.2
Плотность потока нейтронов, 10^{14} н/см ² ·с	$t=0$	2.90	2.89	2.49	2.65
	$t=T$	3.94	3.32	6.01	4.16
СНА(T)		6.5	66	128	7.9
Флюенс нейтронов, 10^{23} н/см ² , $E_n > 0.1$ МэВ		0.12	1.14	3.01	0.13

IV.2.2. Регенерация твэлов с использованием технологии типа DUPIC

Если высокие размножающие свойства топлива сохраняются до выгораний, превышающих пределы работоспособности твэлов, то отпадает необходимость регенерировать топливо, достаточно обновить оболочку твэла. Иначе говоря, нужно то же топливо поместить в новую оболочку и затем продолжить облучение. Как уже

упоминалось ранее, такого рода термомеханическая DUPIC-технология уже разработана и испытывается [IV.9] применительно к облученному оксидному топливу легководных реакторов типа PWR для последующего дожигания в тяжеловодных реакторах типа CANDU.

Технология DUPIC включает только термомеханические операции, в процессе которых происходят снятие оболочек твэлов и превращение топливных таблеток в тонкодисперсный порошок диоксида урана. Циклическое применение окислительных и восстановительных реакций приводит к разрыхлению оксидного топлива и удалению из него газообразных продуктов деления. Полученный топливный порошок затем используется для рефабрикации топлива, изготовления твэлов и тепловыделяющих сборок с целью продолжения их облучения в тяжеловодном реакторе.

Такого рода технология, будучи применена (может быть, несколько раз) в рассматриваемом случае, позволила бы продолжить облучение топлива в том же реакторе и обеспечить достижение сверхглубокого выгорания. Все операции DUPIC-технологии могут выполняться на компактных установках, расположенных непосредственно на площадках АЭС. Тем самым исключаются дальние перевозки топлива, а также сокращается потребность в радиохимической переработке. Этот фактор, а также то обстоятельство, что в рамках DUPIC-технологии используется только термомеханическое оборудование, с помощью которого невозможно полностью отделить продукты деления от актинидов и актиниды друг от друга, повышают защищенность такого топливного цикла.

В заключение следует заметить, что к настоящему времени эта технология разработана только для оксидного топлива и пока еще нет сведений о ее применимости для других видов керамического топлива (карбиды, нитриды). Вместе с тем хорошо известно, что карботермический процесс получения карбидного и нитридного топлива включает операции по преобразованию оксида в эти виды топлива (а также в карбонитрид или даже в оксикарбонитрид) [IV.12]. Это обстоятельство позволяет надеяться на то, что развитие DUPIC-технологии на регенерацию других видов керамического топлива расширит её применение в топливном цикле крупномасштабной ядерной энергетики.

IV.2.3. Увеличение периода кампании топлива до 50 лет

Проведенные исследования позволяют оценить некоторые параметры легководных реакторов, которые можно условно отнести к типу BLACK BOX (“черный ящик”). Будем так называть реакторы с кампанией топлива, равной сроку службы реактора ~50 лет (табл. IV.5). В этой таблице для сравнения приведены также соответствующие характеристики стандартного реактора типа ВВЭР с 4.4 % $^{235}\text{UO}_2$ -топливом.

Таблица IV.5

Некоторые характеристики реактора типа ВВЭР и реактора типа “черный ящик”

Характеристика	ВВЭР, UO_2	“Черный ящик”, оксидное топливо			
Состав свежего топлива, %	4.4 ^{235}U 95.6 ^{238}U	30 ^{231}Pa 19 ^{233}U 51 ^{232}Th		71 ^{231}Pa 29 ^{233}U	
Плотность топлива, г/см ³	10.3	9.6	9.6	9.6	9.6
Выгорание, % т.а.	4.2	31	31	60	60
Энергонапряженность, МВт/м ³	113	78	39	113	75
Период кампании, годы*	2.33	25	50	33	50
СНА (нержавеющая сталь)	—	66	66	128	128

* Без учета времени перегрузки топлива.

Видно, что период кампании топлива в 50 лет может достигаться при выгорании 31 % т.а. и выше, правда, за счет определенного снижения теплонапряженности активной зоны (для выгорания 31% т.а. требуется снижение энергонапряженности в 2.9 раза, а для выгорания 60 % т.а. — в 1.5 раза). Необходимо отметить, что снижение теплонапряженности в настоящее время используется в разработке реакторов с повышенной безопасностью [IV.1, IV.11]. Расчеты, выполненные на пониженном уровне теплонапряженности, показали, что изменение реактивности топлива лишь “растягивается” по времени по сравнению с расчетом на стандартном уровне энергонапряженности. Как уже указывалось, величина повреждающей дозы стального покрытия твэлов (128 СНА), хотя и велика, но считается достижимой в будущем.

Ранее отмечалось, что длительные кампании топлива, содержащего ^{231}Pa , приводят к значительному увеличению количества газообразных продуктов в топливе из-за образования гелия в результате α -распадов ^{232}U и его дочерних нуклидов. Оценки показали, что для 50-летней кампании количество газообразных продуктов увеличится на 266 и 340 % для вариантов с 30 % и 71 % ^{231}Pa в свежем топливе соответственно. Эта особенность может оказаться серьезной проблемой, с которой в дальнейшем придется считаться. Видимо, данную проблему можно было бы решить с помощью DUPIC-технологии, периодически удаляя газообразные продукты деления из топлива и продолжая облучение.

Таким образом, можно заключить, что в условиях легководного реактора принципиально возможно достижение глубокого (30 % т.а.) и сверхглубокого (60 % т.а.) выгорания топлива как с точки зрения поддержания реактивности топлива, так и с точки зрения обеспечения целостности оболочки твэлов. Достижение сверхглубокого выгорания предполагает применение уже разработанной DUPIC-технологии.

Анализ изменения размножающих свойств топливной решетки реактора показал, что он носит плавный характер в процессе глубокого выгорания топлива. Однако эффекты, определяющие безопасность эксплуатации такого реактора, требуют дальнейшей проработки. Некоторое снижение энергонапряженности активной зоны может обеспечить сверхдлительную 50-летнюю кампанию топлива при выгорании 31 и 60 % т.а.

§ IV.3. Возможность использования ^{231}Pa и стабилизация размножающих свойств в высокотемпературном газографитовом реакторе

В работе [IV.13] рассмотрен высокотемпературный реактор (ВТГР), загруженный ториевым топливом, в состав которого введен ^{231}Pa для обеспечения продолжительной кампании топлива. Технология ВТГР с использованием инертного гелиевого теплоносителя и керамического высокотемпературного микротоплива с графитовым и керамическим покрытием, быть может как никакая другая, подходит для использования для долгоживущих активных зон.

Рассмотрена загрузка реактора с твэлами шарового типа и графитовой матрицы (рис. IV.3). Внутренняя зона шарового твэла содержит микрочастицы монокарбидного топлива с покрытием из пироуглерода (PyC) и карбида кремния (SiC), диспергированные в графитовой матрице, служащей также замедлителем.

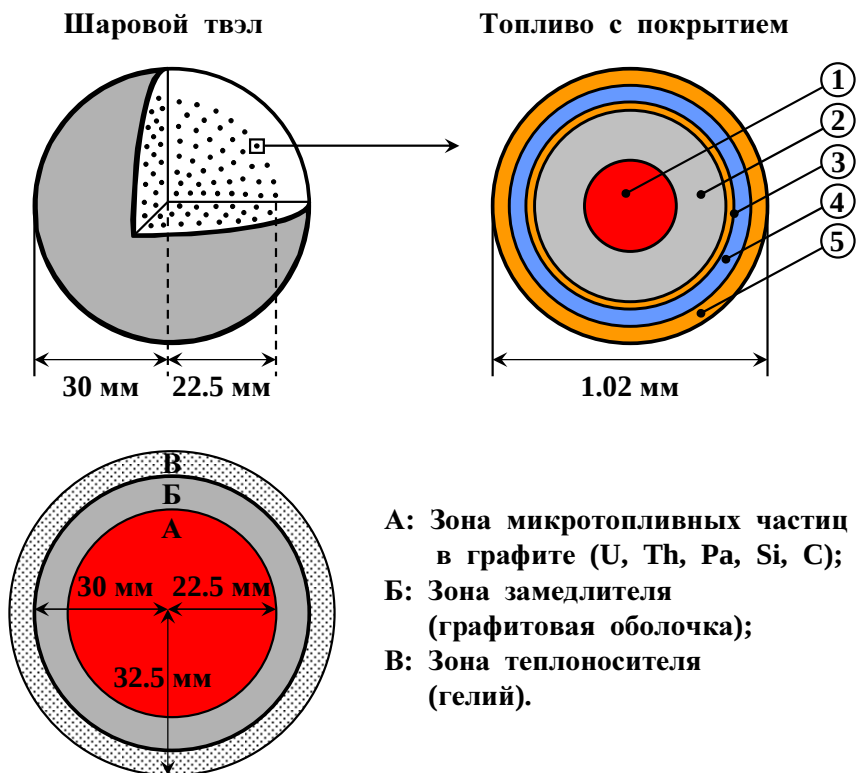


Рис. IV.3. Схема шарового твэла и расчетной ячейки (цифры в кружках – см. данные табл. IV.6)

Монокарбидное уран-ториевое топливо было выбрано вследствие более высоких (по сравнению с оксидным) температуры плавления, плотности и теплопроводности (табл. IV.6).

Таблица IV.6

Характеристики шарового твэла (ТМ – тяжелый металл)

Топливо с покрытием	Радиус, мм	Плотность, г/см ³
1. (²³³ U- ²³¹ Pa- ²³² Th)C	0.25	13.6
2. PyC пористый	0.37	1.16
3. PyC плотный	0.40	1.85
4. SiC	0.45	3.20
5. PyC плотный	0.51	1.85
Концентрации $N_{TM} : N_C : N_{Si}$		1.0 : 16 : 2.5
Твэл	Радиус, мм	Плотность, г/см ³
Графитовая матрица	22.5	1.69
Графитовая оболочка	30.0	1.69
Гелиевый теплоноситель	32.5	$2.66 \cdot 10^{-3}$
Соотношение атомных концентраций и объёмов углерода в твэле		
Соотношение концентраций ($N_C : N_{TM}$)		200
Соотношение объёмов ($V_C : V_{TM}$)		800

Плотность энерговыделения в активной зоне принималась равной 3 МВт/м³, т.е. аналогично реактору AVR в Германии [IV.14].

Различие в изменении коэффициента размножения K_{∞} с выгоранием для топлива, содержащего ²³¹Pa и ²³²Th, показано на рис. IV.4. Можно видеть, что если для топлива с торием коэффициент размножения с выгоранием падает, то для топлива с протактинием-231 он с выгоранием возрастает. Здесь проявляется свойство выгорающего поглотителя для топлива с ²³¹Pa.

Для оптимизации соотношения топлива и замедлителя при высоком выгорании оценивалась зависимость коэффициента размножения K_{∞} от относительного содержания замедлителя и топлива (M/F) (рис. IV.5).

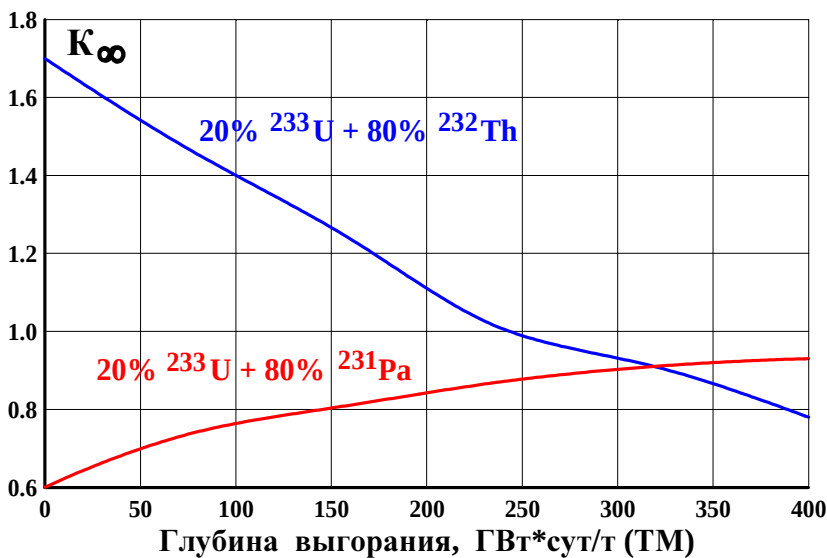


Рис. IV.4. Влияние ^{231}Pa на K_{∞} при выгорании

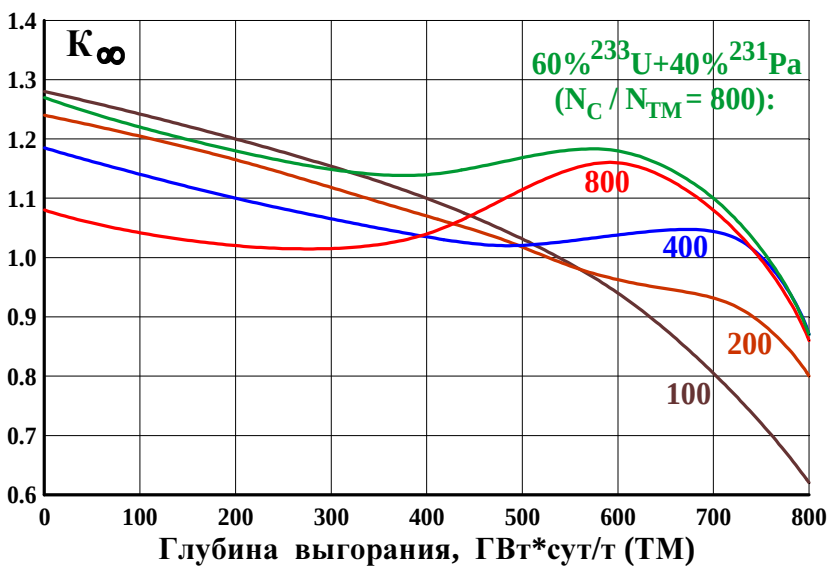


Рис. IV.5. Влияние отношения концентраций атомов замедлителя к топливу на K_{∞} при различных выгораниях (50% ^{233}U + 50% ^{231}Pa)

При этом изменялась степень заполнения шаровых твэлов частицами топлива с покрытием. При увеличении отношения M/F содержание тяжелого металла в матрице N_{TM} уменьшается, а содержание углерода N_C остаётся почти неизменным, так как углерод находится в покрытии частиц топлива. Оказалось, что по мере роста отношения M/F (смягчение спектра нейтронов) влияние ^{231}Pa на снижение начальной реактивности становится сильнее, а глубина выгорания больше (см. рис. IV.5). При этом глубина выгорания достигает весьма больших значений (500–700 ГВт сут/т т.а.) и длительность облучения 10–15 лет и более.

В заключение нужно отметить, что в работе [IV.13] рассмотрение ограничено анализом концепции активной зоны с шаровыми твэлами. Однако было бы более логичным рассмотреть другую концепцию, в которой активная зона собрана из призматических графитовых блоков с топливными компактами [IV.14]. Ведь при использовании топлива со стабилизированными размножающими свойствами до очень глубоких выгораний нет необходимости обеспечивать рециклирование твэлов через активную зону.

Вопросы, связанные со сверхдлинной кампанией топлива легководного реактора типа ВВЭР, но на нитридном топливе, рассмотрены в работе [IV.15].

Выводы

1. Нуклидный состав топлива, накапливаемого в ториевом бланкете термоядерной установки, обеспечивает стабилизацию размножающих свойств и в условиях легководного реактора типа ВВЭР позволит достигать глубины выгорания около 30 % т.а. (глубина выгорания в современных реакторах типа ВВЭР составляет 5–7 % т.а.).

2. В разрабатываемых перспективных реакторах типа ВВЭР СКД (сверхкритического давления водного теплоносителя) глубина выгорания может быть увеличена до 50–60 % т.а., а длительность топливной кампании может составить несколько десятилетий.

3. В перспективных высокотемпературных газографитовых реакторах с микротопливными элементами глубина выгорания может достигать около 70 % т.а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ IV

IV.1. Белая книга ядерной энергетики / Под ред. Е.О. Адамова. М.: ГУП НИКИЭТ, 1998.

IV.2. Ivanov V.B., Mayorshin A.A., Skiba O.V., et al. The Utilization of Plutonium in Nuclear Reactors on the Basis of Technologies Developed in SSC RIAR // Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL-97", October 5-10. Yokohama, Japan, 1997. Vol. 2. P. 1093–1098.

IV.3. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses of Licensing Evaluation / NUREG/CR-0200, ORNL/NUREG/CSD-2/RS, Oak Ridge, USA, January 1997.

IV.4. Greene J., Lucius J.L., Petrie L.M., et al. AMPX: A Modular Code System for Generating Coupled Multi-Group Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B. ORNL/TM-3706, March 1976.

IV.5. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г. О нейтронно-физических особенностях модифицированных (денатурированных) топливных циклов // Известия вузов, сер. Ядерная энергетика. 1997. № 6. С. 42–48.

IV.6. Shmelev A., Saito M., Artisyuk V. Multi-Component Self-Consistent Nuclear Energy System: On Proliferation Resistant Aspect // Proceedings of the Second Annual JNC International Forum on the Peaceful Use of Nuclear Energy. Tokyo, Japan, February 21-22, 2000. P. 87–95.

IV.7. Mark J.C. Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium // Science & Global Security. 1993. Vol. 4, P.111–128.

IV.8. Скоров Д.М., Бычков Ю.Ф., Дашковский А.И. Реакторное материаловедение. М.: Атомиздат, 1979.

IV.9. Yang M.S., Kim B.O., Song K.W., et al. Characteristics of DUPIC fuel fabrication technology // Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL-97". Yokohama, Japan, October 5-10, 1997, P. 535–537.

IV.10. Pillon S., Tommasi J., D'Alletto T., et al. Current Status of the CAPRA Programme // Proceedings of the ENC'98. Nice, France, October 25-28, 1998. Vol. 3, P. 645–652.

IV.11. Carelli M.D., Paramonov D.V., Lombardy C.V., et al. IRIS, International New Generation Reactor // Proceedings of the Eighth In-

ternational Conference on Nuclear Engineering (ICONE-8). Baltimore, MD, USA, April 2-6, 2000. ICONE-8447.

IV.12. Котельников Р.Б., Башлыков С.Н., Каштанов А.И., Меньшикова Т.С. Высокотемпературное топливо. М.: Атомиздат, 1978.

IV.13. Имамура Т., Сайто М., Иосида Т., Артисюк В. Возможность использования ^{231}Pa в высокотемпературном газовом реакторе с ториевым топливом // Атомная техника за рубежом. 2002. № 11. С. 21–25.

IV.14. Гребенник В.Н., Кухаркин Н.Е., Пономарев-Степной Н.Н. Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы – инновационное направление развития атомной энергетики. М.: Энергоатомиздат, 2008.

IV.15. Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г. Потенциальная роль гибридных “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” наработчиков топлива в замкнутом (U-Pu)-топливном цикле с вовлечением тория // Ядерная физика и инжиниринг. Декабрь 2013. Т. 4. № 12. С. 1–12.

Глава V. ЗАЩИЩЁННОСТЬ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ В МНОГОНУКЛИДНОМ УРАНОВОМ ТОПЛИВЕ НА ОСНОВЕ СОВМЕСТНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕГЕНЕРИРОВАННОГО УРАНА И НАКОПЛЕННОЙ СМЕСИ ($^{231}\text{Pa} + ^{232,233,234}\text{U}$) В Тh-БЛАНКЕТЕ ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА

Здесь термин “защищенность” понимается с точки зрения проблемы нераспространения делящихся материалов и защиты их от неконтролируемого переключения на неэнергетические цели.

Если не касаться мер по физической защите, учету и контролю ядерных материалов, то защищенность существующего ЯТЦ, т.е. в основном открытого цикла с использованием уранового топлива в легководных реакторах, определяют следующие два фактора:

- сравнительно низкое обогащение урана, что не позволяет напрямую (без операции изотопного обогащения) применять этот уран в качестве оружейного материала;
- облученное топливо, содержащее плутоний, защищено высоким уровнем радиоактивности продуктов деления и младших актинидов до тех пор, пока они не удалены в результате химической переработки.

В реакторном ториевом топливном цикле, когда торий является сырьевым материалом, а ^{233}U – делящимся нуклидом, топливо, по существу, представляет собой смесь урана и тория.

Химическое разделение этих различных элементов позволяет сразу получить урановую фракцию, которая содержит делящийся изотоп ^{233}U в качестве доминирующей доли. По размножающим свойствам этот уран подобен высокообогащенному, и поэтому выделение урана-233 из ториевого топлива сделает уязвимым такой реакторный топливный цикл с точки зрения нераспространения ядерного оружия.

Известно предложение разбавлять этот уран изотопом ^{238}U , т.е. превращать его, по существу, в низкообогащенный по делящемуся изотопу. Но в этом случае в процессе облучения в реакторе будет накапливаться плутоний, который будет защищен так же, как сейчас накопленный плутоний в составе ОЯТ.

Наряду с этим существует возможность повысить защищенность ^{233}U в торий-урановом ЯТЦ и без ^{238}U . Денатурирующим

изотопом в торий-урановом ЯТЦ может служить ^{232}U [V.1]. Этот изотоп – интенсивный источник тепловыделения α -распада ($T_{1/2} = 68.9$ года, удельное тепловыделение – 830 Вт/кг) и источник нейтронов спонтанного деления. Кроме того, продукты распада ^{232}U являются интенсивными источниками жесткого γ -излучения. Ядерный заряд, изготовленный из урана с заметной долей ^{232}U , требует интенсивного теплоотвода и специальной дистанционной технологии обращения. Важно заметить также, что интенсивный α -распад ^{232}U может затруднить применение существующей технологии изотопного разделения для отделения изотопа ^{232}U .

При радиохимической переработке ОЯТ накопленный плутоний может изыматься из топливного цикла мировой ЯЭ для утилизации в специальных установках, как это предусматривается в концепции GNEP, предложенной президентом США в начале XXI века [V.2]*.

Урановая фракция, состоящая из смеси практически всех значимых изотопов урана $^{232-236,238}\text{U}$, представляет собой уран невысокого обогащения по основным делящимся изотопам $^{233,235}\text{U}$. При не-санкционированных попытках обогатить его до высокого уровня и получить материал, пригодный для создания ядерного взрывного устройства, возникнут большие трудности.

§ V.1. Особенности физико-химических процессов, протекающих при обогащении радиоактивного многоизотопного урана

Как известно, для создания даже примитивного ядерного взрывного устройства необходимо иметь высокообогащенный уран (согласно документам МАГАТЭ [V.3] для этих целей не подходит уран с обогащением ниже 20 % по ^{235}U). Поэтому рассматриваемый здесь многоизотопный уран необходимо будет подвергнуть процессу обогащения. Если иметь в виду применение для обогащения

* В связи с этим заметим, что для эффективной утилизации накопленного плутония лучше всего подошли бы быстрые реакторы с (Pu–Th)-топливом, в которых при сжигании плутония мог бы нарабатываться ^{233}U для подпитки тепловых энергетических реакторов, где наиболее эффективно проявляются его размножающие свойства.

наиболее распространенной в наше время центрифужной технологии, то задача обогащения такого урана будет представлять большую сложность по нескольким причинам.

Во-первых, как уже отмечалось ранее, основные делящиеся изотопы $^{233,235}\text{U}$ “окружены” по атомному весу с обеих сторон изотопами урана – поглотителями нейтронов и ^{232}U . Для их выделения потребовалась бы сложная схема одного разделительного каскада или использование нескольких каскадов, работающих в единой схеме [V.4]. Эффективность работы разделительных каскадов будет невысока по той простой причине, что разница в молекулярных массах разделяемых изотопов гексафторида урана $^{232-236,238}\text{UF}_6$ составляет $\Delta M = 1$, в то время как для разделения изотопов природного урана (отделение $^{235}\text{UF}_6$ от $^{238}\text{UF}_6$) составляет $\Delta M = 3$. Это важно, потому что масса циркулирующего газа и, следовательно, количество центрифуг в каскаде и величина работы разделения обратно пропорциональны квадрату коэффициента обогащения, который в свою очередь снижается с уменьшением ΔM [V.5].

Во-вторых, присутствие высоко α -активного изотопа ^{232}U (даже в количестве долей процента), а также α -активных изотопов ^{233}U и ^{234}U (строго говоря, все изотопы урана являются источниками α -излучения) в составе обогащаемого урана обусловит инициирование в гексафториде урана сложных физико-химических процессов, способных нарушить соответствие между порядком в массах обогащаемых изотопов урана и порядком в массах молекул гексафторида. Причем эти нарушения будут практически непрерывно продолжаться, пока смесь будет проходить по обогатительному каскаду (включая и подготовительный период).

В рассматриваемой смеси главная роль источника α -излучения будет принадлежать изотопу ^{232}U , который претерпевает α -распад с периодом полураспада $T_{1/2} = 68.9$ года, при этом испускаются α -частицы со средней энергией $E_\alpha = 5.3$ МэВ. При торможении такой α -частицы в гексафториде урана радиационно-химический выход [V.6, V.7] составляет в среднем 0.9 разрушенных молекул на потерю частицей энергии 100 эВ. Это означает, что при полном торможении в гексафториде урана одна α -частица способна разрушить около 48 000 молекул UF_6 . Вследствие этого в гексафториде появятся первичные продукты разрушения – низшие фториды (UF_3 , UF_4 , UF_5) и свободный фтор. Эти первичные продукты будут стал-

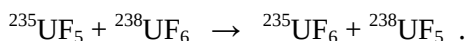
киваться, в основном, с молекулами гексафторида урана (UF_6). Поскольку энергия отрыва атома фтора от молекулы UF_6 невелика и составляет 1.97 эВ, а энергия присоединения атома фтора к первичным продуктам разрушения – низшим фторидам – много больше (табл. V.1), то низшие фториды UF_3 и UF_4 быстро превратятся в пентафторид урана UF_5 [V.8, V.9].

Таблица. V.1

Энергия отрыва атома фтора от молекулы фторидов урана [V.8]

Молекула фторида	$\text{UF}_4 \rightarrow \text{UF}_3 + \text{F}$	$\text{UF}_5 \rightarrow \text{UF}_4 + \text{F}$	$\text{UF}_6 \rightarrow \text{UF}_5 + \text{F}$
Энергия отрыва, эВ	6.56	5.38	1.97

Молекулы пентафторида также будут сталкиваться с молекулами гексафторида. При этих столкновениях будут протекать обменные реакции (с обменом фтором), например:



Можно видеть, что если до соударения молекула $^{235}\text{UF}_5$ была существенно легче, чем молекула $^{238}\text{UF}_6$, то после соударения уже молекула $^{238}\text{UF}_5$ станет существенно легче, а значит, будет смещаться к оси ротора центрифуги как более легкая фракция. Это будет нарушать порядок в ряду масс изотопов урана по отношению к ряду масс фторидов урана.

Молекулы пентафторида урана (с различными изотопами урана), сталкиваясь между собой в средней области центрифуги, будут коагулировать во все более тяжелые образования и при этом смещаться к периферии ротора центрифуги, где станут выпадать на внутреннюю поверхность вращающегося ротора, а также и на внутренние поверхности коммуникаций каскада. Именно такого рода процесс и происходит при лазерном разделении изотопов урана методом MLIS (разделение изотопов урана при лазерном облучении гексафторида урана [V.10–V.15]). При этом важно отметить, что в этом методе разделения последующие обменные реакции между UF_6 из газовой фазы с твердым пентафторидом UF_5 (с обменом

фтором между ними) приводят к заметному снижению эффективности метода MLIS. Аналогичный процесс будет иметь место и в рассматриваемом нами случае. Следует также отметить, что в условиях ионизации, порожденной движущимися α -частицами, скорость обменных реакций заметно возрастает [V.13].

**§ V.2. О применимости метода “несущего газа”
для очистки многоизотопного урана $^{232-236,238}\text{U}$
от α -активного изотопа ^{232}U в обогащительном каскаде**

В последнее десятилетие в НИЦ «Курчатовский институт» разработан метод ослабления влияния радиолиза гексафторида урана под действием α -частиц распада на процесс обогащения [V.16–V.19]. Этот метод заключается в том, что к гексафториду урана добавляется “несущий” инертный газ – фреон, который позволяет в процессе обогащения выводить эту α -активную компоненту. Как обратили внимание сами разработчики метода, «применение “несущего газа” может быть полезным в случаях обогащения радиоактивных газообразных смесей для уменьшения степени радиолиза за счёт разбавления инертной средой» [V.17].

Поскольку источником α -частиц, вызывающих радиолиз гексафторида, является лёгкая компонента смеси (главным образом $^{232}\text{UF}_6$), то молекулярный вес разбавителя – “несущего газа” – фреона выбирают так, чтобы он совпадал с молекулярным весом этой лёгкой компоненты (например, $\text{C}_8\text{H}_{18}\text{F}_{14}$) [V.17]. Таким образом, в гексафториде урана эта радиоактивная компонента $^{232}\text{UF}_6$ в процессе обогащения будет как бы погружена в массу “несущего газа”.

Пределы разбавления гексафторида урана “несущим” инертным газом могут быть определены из следующего простого обстоятельства. Любое добавление “несущего газа” увеличивает работу разделения для получения продукта (обогащенного урана). Поэтому при большом разбавлении размеры каскада и работа разделения могут настолько возрасти, что станет просто бессмысленно ее осуществлять, так как для этих целей проще и дешевле будет обогащать природный уран.

Помимо этого ограничения, следует учитывать еще один процесс, который может приводить к разрушению молекул “несущего

газа” (а также и гексафторида урана) и вызывать дезорганизацию процесса обогащения. В работе [V.20] было обращено внимание на сильное сродство электронов к молекулам фреонов, которое выражается в большой вероятности прилипания электрона к молекуле фреона при столкновении. Причем это сродство оказалось настолько сильным, что величина энергии сродства электрона превосходит энергию диссоциации молекулы фреона, и прилипание даже медленного электрона приводит к взрыву молекулы фреона. Отмечается, что эти сечения прилипания столь велики, что соизмеримы с газокинетическими сечениями [V.21, V.22]. В работе [V.20] указывается, что “возможны различные способы создания электронов, отрицательных ионов в различных видах разрядов, ... в лазерных разрядах, ... **от сильноионизирующих излучений**, ...[V.23]”. В нашем случае это – α -излучение изотопов урана.

В некоторых случаях электрон может быть “выдрян” молекулой фреона из отрицательного иона и энергии всё равно хватит на диссоциацию из-за малой энергии связи большинства отрицательных ионов. Именно поэтому можно предположить, что создание большого количества электронов и отрицательных ионов может приводить к разрушению молекул фреона.

Что касается разрушения молекул гексафторида урана, то объяснение этому процессу представляется весьма простым. Как уже отмечалось, в нашем случае источником α -излучения в гексафториде урана являются изотопы $^{232,233,234}\text{U}$ и α -активные нуклиды цепочек их распада. Доминирующая роль при этом будет принадлежать изотопу ^{232}U и его цепочке распада.

Частицы α -распада будут ионизировать обогащаемую смесь гексафторида в центрифуге, т.е. будут служить непрерывным источником появления свободных электронов как в газовой смеси, так и в роторе центрифуги. Еще в 1958 году в докладе учёных США на II Женевской конференции по использованию атомной энергии в мирных целях [V.6] были представлены экспериментальные данные по воздействию α -излучения на гексафторид урана, находящийся в газовой фазе. Однако экспериментальных данных о разрушении возбужденных молекул гексафторида урана, которые образовывались в результате рекомбинации электронов с ионами UF_6^+ , не было целенаправленно получено.

Дело в том, что энергия сродства [V.8] молекул UF_6 к электрону (прилипание электрона к молекуле) составляет 5 эВ (табл. V.2) [V.24]. При прилипании электрона эта энергия реализуется в виде возбуждения молекулы гексафторида. А энергия, необходимая для отрыва атома F от молекулы (т.е. разрушение молекулы), составляет всего 1.97 эВ, т.е. существенно меньшую величину (табл. V.2). Поэтому механизм разрушения молекул гексафторида урана через электронную компоненту может реализовываться с весьма заметной вероятностью.

Таблица. V.2

Энергия отрыва атома фтора и сродства к электрону

Молекула	Энергия отрыва атома фтора, эВ	Энергия сродства к электрону, эВ (с образованием возбужденной молекулы) [⊗]
UF_6	1.97 ($\text{UF}_6 \rightarrow \text{UF}_5 + \text{F}$)	5.0 $\text{UF}_6 + e^- \rightarrow (\text{UF}_6^-)^*$
UF_5	5.38 ($\text{UF}_5 \rightarrow \text{UF}_4 + \text{F}$)	4.0 $\text{UF}_5 + e^- \rightarrow (\text{UF}_5^-)^*$
UF_4	6.56 ($\text{UF}_4 \rightarrow \text{UF}_3 + \text{F}$)	1.7 $\text{UF}_4 + e^- \rightarrow (\text{UF}_4^-)^*$
F_2	1.62 ($\text{F}_2 \rightarrow \text{F} + \text{F}$)	2.96 $\text{F}_2 + e^- \rightarrow (\text{F}_2^-)^*$

[⊗] Для сравнения: потенциал ионизации молекулы ($\text{UF}_6 = \text{UF}_6^+ + e^-$) составляет 14.14 эВ [V.24].

В силу указанных обстоятельств в настоящее время метод “несущего газа” рассматривается для применения обогащения регенерированного урана, в котором доля α -активного ^{232}U составляет относительно малую величину 10^{-9} – 10^{-7} .

Конечно, реальная картина радиолиза газовой смеси будет более сложной вследствие протекания ионно-молекулярных реакций и появления фрагментов молекул фреона с разорванными углеродными связями, а также рекомбинированных фрагментов молекул низших фторидов с осколками молекул и с фреоном.

Поскольку в настоящее время, по сведениям авторов, количественных оценок этих процессов в условиях работающей центрифуги не имеется, то, можно полагать, что это будет предметом дальнейших исследований.

Следует также иметь в виду, что беспрецедентно высокое содержание ^{232}U в урановой фракции топлива (как это рассматривалось выше) послужит барьером при попытках несанкционированного переключения этих материалов на неэнергетические цели.

ЛЮБОЙ МЕТОД изотопного разделения (центрифужный, лазерный, плазменный, газодиффузионный), реализуемый в газовой фазе, приведет неизбежно к отложениям компонент газового потока на поверхностях оборудования. Это будет беспрецедентно высокий уровень жесткого γ -излучения всего оборудования. Потребуется полная дистанционная технология, чтобы работать с таким оборудованием.

Появлению компонент, которые будут откладываться на поверхностях оборудования будет способствовать α -излучение ^{232}U , разрушающие молекулы разделяемой газовой смеси и приводящее к появлению продуктов распада, радикалов, также откладывающихся на поверхностях. При этом нарушается “иерархия” молекулярных весов газовых фракций, что лежит в основе кинетических методов разделения.

Кроме того, присутствие отложений на внутренних поверхностях также неизбежно приведет к снижению любого разделительного процесса за счет реакций изотопного обмена при столкновении молекул обогащаемого газового потока с поверхностями, покрытыми отложениями.

Защита накапливающейся при облучении Pu-фракции. Когда используется свежее топливо ($^{233}\text{U} + ^{238}\text{U}$), то плутоний в нем не содержится. Но в свежее топливо может быть введено несколько процентов ^{237}Np , который при облучении будет превращаться в проценты ^{238}Pu и смешиваться с накапливающимся ^{239}Pu тоже в процентном диапазоне по содержанию в топливе. Это приведет к беспрецедентно высокому содержанию ^{238}Pu в плутониевой фракции. Такой плутоний по содержанию ^{238}Pu будет “недалёк” от плутония с содержанием 80 % ^{238}Pu , который по документам МАГАТЭ не является материалом прямого использования.

Как уже отмечалось ранее, вообще говоря, добавление ^{237}Np в свежее топливо нежелательно вследствие того, что критическая масса металлического нептуния сопоставима с критической массой ^{235}U и также низка генерация нейтронов спонтанного деления. Поэтому для денатурации накапливающегося при работе реактора в топливе плутония предпочтительно в свежее топливо добавлять напрямую ^{238}Pu . Более подробно обсуждаемая проблема защищенности делящихся материалов в топливном цикле рассмотрена также в публикации [V.25].

Выводы

1. В реакторном ториевом топливном цикле, когда торий является сырьевым материалом, а ^{233}U – делящимся нуклидом, топливо, по существу, представляет собой смесь урана и тория. Поэтому химическое разделение этих различных элементов позволяет сразу получить урановую фракцию, которая содержит делящийся изотоп ^{233}U в качестве доминирующей доли.

2. По размножающим свойствам этот уран подобен высокообогащенному урану-235, и поэтому выделение урана-233 из ториевого топлива делает уязвимым такой реакторный топливный цикл с точки зрения нераспространения ядерного оружия.

3. Урановая фракция, накапливаемая в ториевом бланкете термоядерной установки, по своему составу существенным образом отличается от накапливаемой урановой фракции в тории, помещенном в ядерный реактор. Отличие состоит в беспрецедентно большом (на уровне нескольких %) содержании изотопа ^{232}U .

4. Высокое содержание изотопа ^{232}U в урановой фракции делает чрезвычайно затруднительными попытки трансформировать этот уран в материал оружейного класса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ V

V.1. Kang J., Von Hippel F.N. U-232 and Proliferation Resistance of U-233 in Spent Fuel // Science and Global Security. 2001.Vol. 9. P. 1–32.

V.2. Соколова И.Д. Программа «Глобальное ядерно-энергетическое партнерство» (GNEP) // Атомная техника за рубежом. 2008. № 3. С. 3–13.

V.3. De Volpi A. Denaturing Fissile Materials // Progress in Nuclear Energy. 1982. Vol. 10. № 2. P. 161–220.

V.4. Sosnin L.Yu., Chel'tsov A.N., Prusakov V.N., Utrobin D.V. Influence of an extraneous component on the process of U₂₃₂ centrifugal extraction from spent fuel // IX All_Russia (International) Scientific Conference “Physical and Chemical Processes on Selection of Atoms and Molecules”. Zvenigorod, Russia, October 4-8, 2004. P. 78.

V.5. Сулаберидзе Г.А., Палкин В.А., Борисевич В.Д. и др. Теория разделения изотопов в каскадах: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2007.

V.6. Bernhardt H.A., Davis Jr. W., Shiflett C.H. Radiation Effects of Alpha Particles on Uranium Hexafluoride // International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, Switzerland, 1958. Report P/522.

V.7. Кикоин И.К., Дмитриевский В.А., Григорьев И.С. и др. Стеновый реактор с газообразным делящимся веществом UF₆ // Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, Швейцария, 1958. Доклады советских ученых “Ядерные реакторы и ядерная энергетика”. Изд-во гл. упр. по использованию атомной энергии при СМ СССР. М., 1959. С. 232–242.

V.8. Кондратьев Н. Энергии разрыва связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М.: Наука, 1974.

V.9. Зуев В.А., Орехов В.Т. Гексафториды актиноидов. М.: Энергоатомиздат, 1991.

V.10. Onoe J., Kuga Y., Isomura S., Takeuchi K. Isotope Exchange Reaction between U-235 Enriched Uranium Pentafluoride Particles and Natural Uranium Hexafluoride Gas // Journal of Nuclear Science and Technology. 1991. Vol. 28. № 8. P. 777–779.

V.11. Yato Y., Suto O., Funasaka H. Uranium Isotope Exchange between Uranium Hexafluoride and Uranium Pentafluoride // Journal of Nuclear Science and Technology. 1995. Vol. 32. № 5. P. 430–438.

V.12. Yato Y. Uranium Isotope Exchange between Gaseous UF_6 and Solid UF_5 // Journal of Nuclear Science and Technology. 1996. Vol. 33. № 10. P. 758–766.

V.13. Kuga Y., Isomura S., Takeuchi K., Okuyama K. Growth enhancement of UF_5 nano-particles assisted by α -ray ionization // Applied Physics. 1996. Vol. 62. P. 373–379.

V.14. Takeuchi K., Kuga Y., Seto T., Okuyama K. UF_5 nanoparticle growth following laser-photolysis of gaseous UF_6 // Journal of Aerosol Science. 1997. Vol. 28. Supplement 1. P. S343–S344.

V.15. Hojo M., Kanazava N., Kawashima H., Katayama Y., Kimura Y., Urushigava Y., Yato Y. Determination of Nonlinear Parameters Included in Rate Equations by Taylor's Differential Correction Method Intermolecular Transfer of a Fluorine Atom from UF_6 to UF_5 // Journal of Nuclear Science and Technology. 2005. Vol. 42. № 3. P. 328–332.

V.16. Suvorov I.A., Tcheltsov A.N., Sosnin L.Yu., Sazikin A.A., Rudnev A.I. Centrifugal extraction of highly enriched tin isotopes and increase of specific activity of the radionuclide $^{119\text{m}}\text{Sn}$ on the gas centrifuge cascade // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2002. № A480. P. 22–37.

V.17. Соснин Л.Ю., Чельцов А.Н., Прусаков В.Н., Утробин Д.В. Влияние постороннего компонента на процесс центрифужного выделения ^{232}U при переработке отработанного ядерного топлива // IX Всероссийская (Международная) научная конференция “Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул”. Звенигород, Россия, 4–8 октября, 2004. С. 86–91.

V.18. Утробин Д.В., Прусаков В.Н., Соснин Л.Ю., Чельцов А.Н. Поиск соединения с молярной массой 346 для процесса изотопной коррекции регенерированного урана // IX Всероссийская (Международная) научная конференция “Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул”. Звенигород, Россия, 4–8 октября, 2004. С. 92–95.

V.19. Прусаков В.Н., Сазыкин А.А., Соснин Л.Ю. и др. Коррекция изотопного состава регенерированного урана по ^{232}U центробежным методом с введением газа-носителя // Атомная энергия. Сентябрь 2008. Т. 105. № 3. С. 150–156.

V.20. Аскарьян Г.А., Батанов Г.М., Бархударов А.Э. и др. Прилипание электронов взрывает молекулы фреона. Новые возможно-

сти очистки атмосферы от фреонов // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. № 9. С. 500–504.

V.21. McCorke D.L., Cristodolides A.A., Chhstophorou L.G., Szamreay J. Electron A-attachment to chlorofluoromethanes using electron-swarm method // Journal of Chemical Physics. 1980. Vol. 72. № 7. P. 40–49.

V.22. Chhstophorou L.G. (Ed). Electron-Molecule Interaction and Their Applications. Orlando: Academic Press, 1984. Vols. 1 and 2.

V.23. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степанов В.К.. Быстрое перекрытие СВЧ излучения ореолом ионизации световой искры в луче лазера // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. № 12. С. 465–468.

V.24. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

V.25. Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г. Потенциальная роль гибридных “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” наработчиков топлива в замкнутом (U-Pu)-топливном цикле с вовлечением тория // Ядерная физика и инжиниринг. Декабрь 2013. Т. 4. № 12. С. 1–12.

Глава VI. КОНЦЕПЦИЯ МЕЖДУНАРОДНЫХ ЯДЕРНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ ТОПЛИВА И УТИЛИЗАЦИИ ПЛУТОНИЯ

Как уже отмечалось ранее, мировая ядерная энергетика к настоящему времени уже накопила (и продолжает накапливать) большое количество облученного топлива, в котором содержится довольно много плутония (более тысячи тонн). Этот плутоний, его дальнейшая судьба вызывают беспокойство по разным причинам, среди которых важное место занимает проблема нераспространения. Для того чтобы уменьшить опасность неконтролируемого распространения плутония, предложена концепция его сжигания под международным контролем [VI.1, VI.2]. По существу, речь при этом идет об интернационализации топливного цикла для глобальной ядерной энергетической системы.

В настоящем разделе обсуждаются сильные и слабые стороны концепции международных ядерно-технологических центров, в которых предполагается под международным контролем осуществлять переработку облученного топлива и сжигание избыточного плутония в быстрых реакторах.

Рассматриваются варианты этой концепции, обеспечивающие развитие ядерной энергетики при переходе от топливного цикла с подпиткой природным ураном к полностью замкнутому циклу на основе искусственных делящихся материалов.

Предлагается наделить эти центры двумя новыми функциями:

- 1) наработкой высококачественного ядерного топлива;
- 2) формированием состава топлива с защитными свойствами от неконтролируемого распространения с сохранением экспортного потенциала ядерной энерготехнологии. Для этого в центрах целесообразно использовать гибридные реакторы “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”.

**§ VI.1. Концепция международного
ядерно-технологического центра по утилизации плутония
и по формированию многоизотопного уранового топлива.
Глобальное ядерно-энергетическое партнёрство GNEP**

Насколько известно авторам, эта концепция была разработана в Лос-Аламосской национальной лаборатории США [VI.1, VI.2], выдвинута президентом США и имеет аббревиатуру GNEP – Global Nuclear Energy Partnership (Глобальное ядерно-энергетическое партнёрство). В рамках этого подхода предполагается организация на планете нескольких крупных ядерно-технологических центров под международным контролем, куда будет доставляться облученное урановое топливо, выгруженное с атомных электростанций. В этих центрах облученное топливо должно перерабатываться и из него будет выделяться плутоний. Ключевым элементом этой концепции (наряду с переработкой, выделением продуктов деления (ПД) и плутония под международным контролем) является то, что выделенный плутоний будет сжигаться на площадках этих же центров и не будет распространяться по планете. Не исключается однократное рециклирование плутония при условии его неразделения от урана и обеспечения защищенности на уровне не ниже “Spent Fuel Standard” (“стандарт отработанного топлива”) [VI.3], например, при использовании термо-механической технологии DUPIC-процесса регенерации облученного топлива [VI.4].

Атомные электростанции по всему миру в основном будут использовать только добываемый природный уран, а также регенерированный уран, извлеченный из облученного топлива в этих центрах. Предполагается, что так будет продолжаться до начала исчерпания запасов дешевого урана (в последней четверти XXI века или несколько позже), после чего потребуется перейти на бридеры, используя сохраненное минимально необходимое количество плутония при обеспечении режима нераспространения. По какому сценарию будет происходить переход к замкнутому топливному циклу, не было детализировано, возможно, по простой причине – неразумно детализировать такую отдаленную перспективу.

Нельзя не упомянуть также, что на Саммите Тысячелетия Генеральной Ассамблеи ООН в 2000 году Президентом России были предложены базовые принципы, на которых может быть развита

крупномасштабная ядерная энергетика нашей планеты и её топливный цикл с сохранением режима нераспространения.

Таким образом, в рамках инициативы GNEP топливный цикл (в интернационализированном виде) можно охарактеризовать как замкнутый топливный цикл с подпиткой природным ураном: АЭС, расположенные по всему миру, питаются ураном, а избыточный плутоний практически полностью сжигается (возможно, в многоцикловом режиме) в специальных сжигателях, размещенных на территории международных центров, что и позволит обеспечить режим нераспространения*. В самых общих чертах идеология концепции GNEP представлена на рис. VI.1.

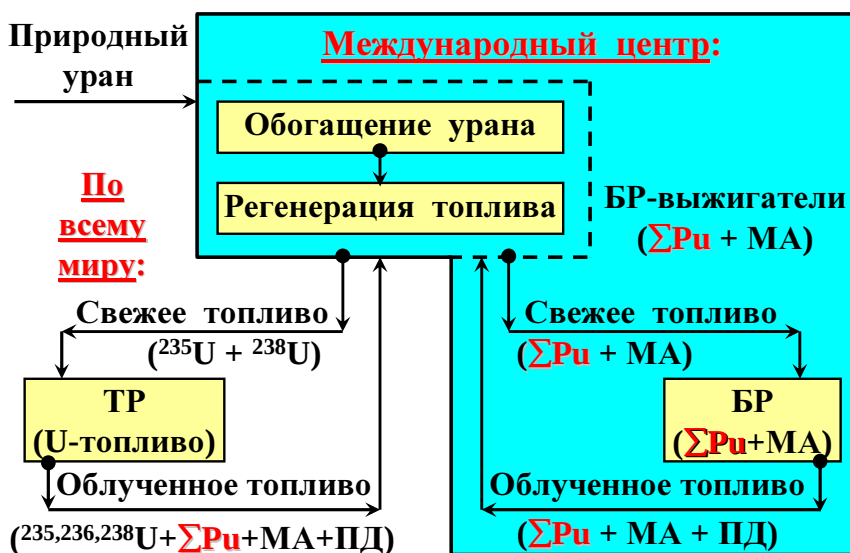


Рис. VI.1. Схема концепции глобального ядерного энергетического партнерства (GNEP, США): здесь ПД – продукты деления, МА – младшие актиниды

* Заметим, что не исключается также использование плутония в реакторах-батарейках, в которых не предусмотрено оборудование для операций с перегрузкой топлива.

Можно заметить, что эта концепция интернационализации топливного цикла глобальной ядерной энергетической системы имеет три неблагоприятных особенности.

Первая особенность связана с тем, что, как и всякая концепция топливного цикла, эта концепция, будучи ориентирована на использование дешевых урановых ресурсов, должна содержать в себе возможность трансформации в новую концепцию топливного цикла, когда дешевый уран будет исчерпан. То есть она должна обеспечить возможность перехода всей ядерной энергетической системы на искусственное топливо (на базе того же плутония, как это подразумевается в этой концепции).

Таким образом, международные центры, будучи задуманы для обращения с облученным топливом и сжигания только избыточного плутония (централизованно и под международным контролем), должны будут вобрать в себя либо весь плутониевый топливный цикл и все АЭС со сжигаемым плутонием, либо придется использовать такую технологию обращения с плутонием, которая обеспечила бы приемлемый уровень его защищенности от неконтролируемого распространения и позволила бы использовать его за пределами международных центров. Тогда вполне правомерным представляется вопрос о том, почему бы не ориентироваться на это с самого начала? В этом состоит “внутренняя” противоречивость предложенной концепции.

Вторая, “внешняя” особенность связана с возможным массивным воздействием предлагаемых международных ядерно-технологических центров на экологическую обстановку регионов, в которых эти центры могут быть расположены. Отметим здесь только одно воздействие, а именно: тепловое загрязнение, связанное со сжиганием плутония на территории этих центров. Ведь, как известно, на одну тонну урана, сожженного в урановых легководных реакторах, накапливается около трети тонны плутония. Его сжигание, по существу, будет означать, что около 30 % атомных мощностей придется сосредоточить в таких центрах, либо несколько меньше, если допускается однократное использование MOX топлива в рамках DUPIC-процесса промежуточной регенерации топлива [VI.4]. Это будет беспрецедентная концентрация энергетических мощностей даже для существующего масштаба ядерной энергетики [VI.5].

Третья особенность связана с тем, что уже в настоящее время и на ближайшие десятилетия XXI века в условиях использования центрифужной технологии для обогащения природного урана (и её распространения по миру, что уже является неопровержимым фактом) слабообогащенный уран для подпитки АЭС уже стал чуть ли не самым привлекательным материалом для превращения его в высокообогащенный (оружейный) уран. Этот вопрос был проанализирован в исследовании НИЦ «Курчатовский институт» [VI.6, VI.7]. Поэтому слабообогащенный уран в составе свежего топлива для АЭС должен быть надежно защищен.

Отмечая, что эти особенности носят едва ли не принципиальный характер, и признавая важным фактор интернационализации топливного цикла будущей ядерной энергетики, целесообразно рассмотреть иные варианты концепции интернационализации топливного цикла, в которых были бы исключены указанные неблагоприятные особенности.

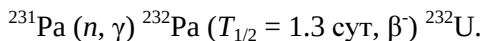
Поэтому является важной инициатива России на Саммите Тысячелетия, касающаяся основных принципов построения международного ядерного топливного цикла. Он должен быть построен так, чтобы было исключено использование материалов оружейного класса. Должны быть исключены операции и оборудование, обеспечивающие разделение урана и плутония при переработке облученного топлива. Использование технологии обогащения урана должно быть централизовано и осуществляться под международным контролем.

Уместно заметить, что первый шаг в этом направлении уже сделан. Россия предложила для этой цели использовать Ангарский электролизно-химический комбинат в качестве базового предприятия такого международного центра для предоставления услуг по обогащению урана и создания международного банка ядерного топлива. Однако низкообогащенный уран, будучи привлекательным материалом, сам нуждается в придании ему свойства самозащищённости от несанкционированных попыток его дообогащения до оружейного уровня.

Такая возможность (придание низкообогащённому урану свойство самозащищённости от дообогащения), хотя и кажется на первый взгляд трудновыполнимой, но может обрести реальную возможность, если использовать потенциал технологии ГТР

“СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” (П.1, П.2). Ведь как было показано ранее, в Тн-бланкете ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” будет происходить наработка, главным образом, (^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U)-топлива, т.е. по существу, уранового топлива.

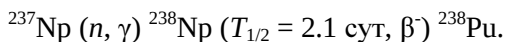
Теперь рассмотрим физические предпосылки повышения защищенности топлива при введении в него ^{231}Pa и ^{237}Np . Наличие в составе топливной композиции ^{231}Pa способствует интенсивной наработке ^{232}U при облучении топлива в реакторе:



Как известно [VI.8], нуклид ^{232}U рассматривается как денатурирующий для уранового топлива. Данный изотоп урана является мощным источником нейтронов спонтанного деления (1300 н/(с·кг) [VI.8, VI.9]); кроме того, испускаемые им α -частицы способны генерировать нейтроны в (α, n)-реакциях на ядрах легких элементов, которые всегда присутствуют в делящемся материале в виде примесей. Как известно [VI.10], энергетический выход ядерного взрывного устройства (ЯВУ) с таким материалом может быть существенно понижен в силу преждевременного запуска цепной реакции деления (режим предетонации). Кроме того, изотоп ^{232}U является мощным источником тепла α -распада (830 Вт/кг [VI.11]) с последующим ростом в процессе выдержки, что может привести к перегреву компонент ЯВУ.

Что же касается вопроса о том, представляет ли сам нуклид ^{231}Pa опасность с точки зрения его потенциального использования в ЯВУ, то можно отметить следующее. Критическая масса ^{231}Pa составляет 750 кг [VI.12], что примерно соответствует критической массе урана, обогащенного до 20 % по ^{235}U (который согласно рекомендациям МАГАТЭ является материалом непрямого использования [VI.13]), т.е. с точки зрения неконтролируемого распространения протактиний не представляет серьезной опасности.

Введение в состав топливной композиции ^{237}Np способствует интенсивной наработке ^{238}Pu при облучении топлива в реакторе:



Нуклид ^{238}Pu рассматривается в качестве денатурирующего для плутония [VI.9, VI.14]. Аналогично ^{232}U , изотоп ^{238}Pu является мощным источником тепла α -распада (570 Вт/кг), что может привести к перегреву компонент ЯВУ. Ниже будет показано, что введение даже небольшого (на уровне нескольких процентов) количества ^{237}Np в состав топливной композиции позволяет существенно повысить защищенность плутония, доля ^{238}Pu в котором может составить от 40 до 80 %.

Важно отметить, что критическая масса металлического ^{237}Np составляет около 57 кг [VI.11, VI.12], что приблизительно соответствует критической массе высокообогащенного урана. Он также характеризуется рекордно низкой интенсивностью генерации нейтронов спонтанного деления. Поэтому наличие в топливе нептуния, который может быть выделен с помощью химических методов, принципиально говоря, нежелательно.

§ VI.2. Формирование многонуклидного состава топлива на основе совместного использования регенерата урана и смеси ($^{231}\text{Pa} + ^{232,233,234}\text{U}$), накопленной в ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом

Как уже отмечалось, при замыкании топливного цикла в топливо-во будет поступать регенерированный уран. Если накапливаемый в Th-бланкете ГТР уран, содержащий смесь изотопов $^{232,233,234}\text{U}$, добавлять к регенерату урана, состоящему из двух компонентов: ($^{232,233,234}\text{U} + ^{235,236,238}\text{U}$), первый из которых минорный (малая доля), а второй – основной, то будет пополняться минорный компонент регенерата. Это пополнение сделает его не только сопоставимым по делящимся нуклидам со вторым компонентом – $^{235,236,238}\text{U}$, но он может стать даже доминирующим, и тогда “центр тяжести” топливного цикла сместится к делящемуся ^{233}U .

Поскольку при таком добавлении в составе регенерата будет восполняться главным образом делящийся изотоп ^{233}U , то отпадает необходимость в использовании обогащательной технологии для обогащения регенерированного урана. Это можно рассматривать как один из важных факторов, характеризующих защищенность рассматриваемого топливного цикла с вовлечением тория.

Таким образом, урановая фракция топлива будет представлять собой смесь всех практически значимых изотопов урана - 232, 233, 234, 235, 236, 238. При этом, как уже упоминалось, важно учитывать следующие обстоятельства.

Во-первых, в этой смеси изотопов хорошо делящиеся изотопы ^{233}U и ^{235}U оказываются по атомному весу “в окружении” с обеих сторон изотопами урана – поглотителями нейтронов и ^{232}U .

Во-вторых, если при изготовлении топлива к этой смеси изотопов урана добавлять ^{231}Pa , то накопление плутония будет понижаться.

В-третьих, благодаря присутствию в составе урана изотопа ^{236}U будет протекать цепочка реакций с накоплением изотопа ^{238}Pu , который рассматривается в качестве “денатурирующего” для ^{239}Pu [VI.9]:



Поэтому накапливающийся плутоний, помимо изотопа ^{240}Pu , который обычно сопутствует накоплению ^{239}Pu в энергетических реакторах, будет дополнительно содержать изотоп ^{238}Pu .

Таким образом, рассматриваемый замкнутый топливный цикл с совместным использованием всего потенциала регенерированного урана и тория:

- будет иметь, практически, неисчерпаемую ториевую топливную базу;
- не будет связан с необходимостью использовать технологию разделения изотопов при изготовлении ядерного топлива;
- накопленный в ториевых бланкетах ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” уран для подпитки топлива реакторов деления, хотя и будет содержать ^{233}U в качестве главной компоненты (в некотором смысле, используя известную аналогию, его можно рассматривать как высокообогащенный уран), однако накопленный в ториевых бланкетах ГТР уран будет иметь беспрецедентно высокую долю “денатурирующего” изотопа ^{232}U (на уровне долей процента или даже нескольких процентов!), что обуславливает существование защитного барьера от попыток несанкционированного дообогащения до оружейного уровня [VI.8, VI.9].

§ VI.3. Замкнутый ядерный топливный цикл на основе защищённого регенерированного уранового топлива глубокого выгорания с совместным использованием ТР, БР и ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” с Th-бланкетом

Схема циркуляции топливных потоков в замкнутом цикле с подпиткой регенерированным ураном и торием, с подключением ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” (П.1, П.2) с Th-бланкетом приведена на рис. VI.2.

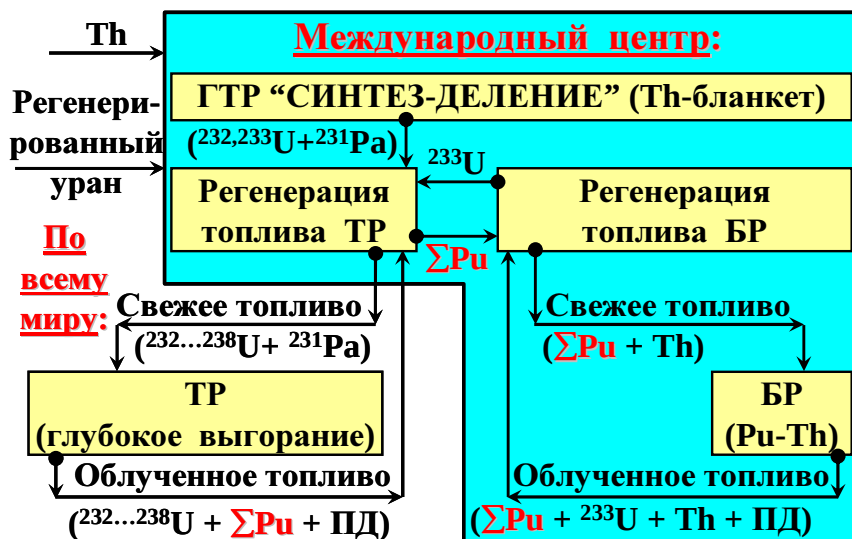


Рис. VI.2. Схема замкнутого топливного цикла с совместным использованием регенерированного урана и тория (ПД – продукты деления)

Эта схема в основе своей содержит базовые положения, заложенные в концепцию GNEP в том отношении, что функция быстрых реакторов – сжигать плутоний в международных центрах, а в тепловых реакторах используется урановое топливо.

В рассматриваемой нами схеме (назовем её как усовершенствованный вариант концепции GNEP) быстрые реакторы – это сжигатели плутония в международных центрах, которые будут использовать (Pu-Th)-топливо. По существу, в этой схеме БР – это конвер-

теры, которые, сжигая плутоний, будут его конвертировать в уран-233. При этом естественным стремлением при конструировании их будет стремление добиваться слабого изменения реактивности в процессе выгорания в активной зоне БР, чтобы обеспечивать глубокое выгорание (Pu-Th)-топлива и повышенную безопасность.

Для тепловых реакторов, расположенных в различных регионах мира, урановое топливо может формироваться в международных центрах из уранового компонента ($^{232-234}\text{U}$), накапливаемого в Th-бланкетах ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”, ($^{233,234}\text{U}$) – из облученного топлива активных зон БР (и, возможно, из Th-экранов БР), а также ($^{232-236,238}\text{U}$) – из уранового компонента переработанного ОЯТ самих ТР.

Таким образом, урановая подпитка ТР будет содержать полный ряд изотопов урана. Поскольку при формировании этой урановой смеси изотопов, компоненты из Th-бланкетов ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ” и из БР (размещенных в международных центрах) будут, по существу, представлять собой уран с высокой долей делящегося ^{233}U , то всегда можно будет подобрать пропорции так, чтобы это урановое топливо имело достаточные начальные размножающие свойства для обеспечения глубокого выгорания в ТР. А для придания этому топливу стабилизированных размножающих свойств можно добавлять в него некоторое количество ^{231}Pa , также накопленного в Th-бланкетах ГТР “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”.

В заключение стоит отметить, что в ТР, расположенных по всему миру, можно предусмотреть накопление некоторого количества трития для питания ГТР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ VI

VI.1. Krakowski R.A., Davidson J.W., Bathke C.G., Arthur E.D., Wagner R.L., JR. Nuclear Energy and Materials in the 21st Century // IAEA International Symposium on Nuclear Fuel Cycle and Reactor Strategies: Adjusting to New Realities. Vienna, June 1997, IAEA-SM-346/101.

VI.2. Cunningham P.T., Arthur E.D., Wagner R.L., Jr., Hanson E.M. Strategies and Technologies for Nuclear Materials Stewardship // Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems "GLOBAL'97". Yokohama, Japan, October 5-10, 1997. Vol. 1, P. 720–725.

VI.3. Management and Disposition of Excess Weapons Plutonium / Committee on International Security and Arms Control National Academy of Sciences. Washington, D.C.: National Academy Press, 1994. P. 151.

VI.4. Yang M.S., Kim B.O., Song K.W., et al. Characteristics of DUPIC fuel fabrication technology // Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems “GLOBAL-97”. Yokohama, Japan, October 5-10, 1997. P. 535–537.

VI.5. Шмелев А.Н., Тихомиров Г.В., Куликов Г.Г. и др. О концепции международных ядерно-технологических центров по утилизации плутония // Известия вузов. 1998. № 4. С. 81–92.

VI.6. Смирнов А.Ю., Апсэ В.А., Борисевич В.Д. и др. Введение регенерированного урана в состав топлива легководных реакторов как способ защиты от распространения // Известия вузов, Сер. Ядерная энергетика. 2011. № 4. С. 3–13.

VI.7. Алексеев П.Н., Иванов Е.А., Невиница В.А., Пономарев-Степной Н.Н., Румянцев А.Н., Шмелев В.М. Повышение защищенности экспортных поставок топлива легководных реакторов при использовании регенерированного урана // Известия вузов. Ядерная энергетика. 2007. № 3. Вып. 2. С. 3–9.

VI.8. Kang J., Von Hippel F.N. U-232 and Proliferation Resistance of U-233 in Spent Fuel // Science and Global Security. 2001. Vol. 9, P. 1–32.

VI.9. De Volpi A. Denaturing Fissile Materials // Progress in Nuclear Energy. 1982. Vol. 10. № 2. P. 161–220.

VI.10. Mark J.C. Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium // Science & Global Security. 1993. Vol. 4. P. 111–128.

VI.11. Райли Д., Энслин Н., Смит Х. и Крайнер С. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. М.: Бинوم, 2000.

VI.12. Критическая масса: [Wikipedia, the free encyclopedia]. URL: http://ru.wikipedia.org/wiki/Критическая_масса.

VI.13. The Structure and content of agreements between the Agency and States required in connection with the Treaty on the non-proliferation of nuclear weapons / INFCIRC/153 (Corrected). Vienna: IAEA, 2007.

VI.14. Kessler G. Plutonium Denaturing by ^{238}Pu // Nuclear Science and Engineering. 2007. Vol. 155, P. 53–73.

Глава VII. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАО (ТРАНСМУТАЦИЯ НЕЙТРОНАМИ)

§ VII.1. Принцип радиационной эквивалентности между добываемым ураном и захораниваемыми РАО. Его сомнительная ценность

Последние два десятилетия обсуждается вопрос о важности учета принципа радиационной эквивалентности между добываемым из недр ураном для атомной энергетики и захораниваемыми РАО в построении стратегии замкнутого топливного цикла ядерной энергетики [VII.1–VII.4]. Приводятся соображения относительно того, что если крупномасштабная ядерная энергетика длительного функционирования будет удовлетворять принципу радиационной эквивалентности (а его модификация – принципу радиационно-миграционной эквивалентности), то тогда о ней можно говорить как об экологически привлекательной технологии для будущих поколений. При этом утверждается, что организация топливного цикла, в котором реализуется этот принцип, обеспечит сохранение экологического равновесия, важного с точки зрения как собственно баланса активности, так и привлекательности ядерной энерготехнологии для общества. Рассматривается возможность применения этого принципа и к условиям ядерной энергетики России [VII.3, VII.4].

Вопрос об опасности долгоживущих РАО не нов. Еще в конце 1980-х годов в США была разработана программа “CURE” (Clean Use of Reactor Energy – использование ядерной энергии с обезвреживанием РАО), где ставилась задача об уменьшении радиотоксичности РАО, в частности путем их трансмутации в ядерных реакторах [VII.5]. В качестве количественной **меры** опасности рассматривалась радиотоксичность извлекаемого из недр урана (принималась во внимание и миграционная способность захораниваемых радионуклидов). В то же время в программе еще не выдвигалось условие достаточности снижения опасности РАО до уровня добытого урана, как это теперь формулируется в виде принципа радиационной эквивалентности [VII.1–VII.4].

Однако и сам принцип, и пути его реализации вызывают немало вопросов, на которые, к сожалению, до сих пор не дано убедительных ответов. А это, в свою очередь, порождает недоверие к значимости принципа.

VII.1.1. Толкование принципа радиационной эквивалентности (РЭ)

Как подчеркивается в работе [VII.1], безопасность захоронения большого количества радиоактивных отходов на десятки тысяч и миллионы лет вызывает справедливые сомнения, связанные с надежностью столь долговременных геологических и особенно исторических прогнозов. В соответствии с принципом эквивалентности, утверждается, что сомнения могут быть преодолены, если удастся обеспечить баланс между радиационной опасностью захораниваемых радиоактивных отходов и урана, извлекаемого из земли (радиационно-эквивалентное захоронение РАО), что и принимается в качестве требования к ядерной технологии. При этом в топливном цикле должны быть определенным образом сформированы потоки сжигаемых материалов с достаточно низкими технологическими потерями. Радиоактивным отходам после выдержки несколько сотен лет придают минералоподобную или другую физико-химическую форму, устойчивую к миграции в грунте. Затем захоранивают их в естественно-радиоактивных геологических формациях, остающихся после добычи урана, в количествах, эквивалентных по радиационной и биологической опасности извлеченному урану.

Таким образом, если в основу подхода к построению сценариев будущей крупномасштабной ядерной энергетики и ее топливного цикла будет положен принцип радиационной эквивалентности (РЭ), то это означает, что постулируется его достаточность для решения проблемы долгоживущих РАО. Иными словами, речь идет о могильниках РАО в местах, из которых извлечен уран. Такие места, как известно, определяют топливную базу мировой ядерной энергетики.

Как уже отмечалось раньше, крупномасштабная ядерная энергетика нашей планеты мыслится на уровне ~10 000 ГВт (эл.) (это более чем в 20 раз превышает мировую ядерную энергетику конца

XX века). В соответствии с принципом РЭ она должна базироваться на быстрых реакторах, сжигающих уран практически полностью (конечно, с учетом потерь в топливном цикле). Это значит, что ЯЭ будет расходовать $(10-15) \cdot 10^3$ т природного урана ежегодно. В богатых природных месторождениях нашей планеты содержится около 10^7 т урана. Из сопоставления запасов дешевого урана богатых месторождений и его ежегодного расхода можно заключить, что этого урана хватит почти на тысячу лет для такой крупномасштабной ЯЭ.

Данный вывод принципиально важен для реализации в будущем принципа РЭ. Ведь даже такая крупномасштабная ЯЭ, по существу, очень долгое время может базироваться на уране (включая и отвальный уран) из крупных богатых месторождений, которых на планете не так уж и много. Поэтому если быть последовательным, то при реализации принципа РЭ придется поместить именно в районы этих месторождений столько же эквивалентной радиоактивности, сколько было изъято при добыче.

VII.1.2. Глобальный и локальный аспекты принципа РЭ

Глобальный аспект. Принцип РЭ требует сохранения общепланетарного равновесия по эквивалентной радиоактивности. Если рассматривать глобальный аспект, то такое требование выглядит по меньшей мере странным. Даже если будет сожжен весь уран из богатых месторождений нашей планеты (а на это, как упоминалось выше, потребовалось бы около тысячи лет), то это составит около $5 \cdot 10^6$ т продуктов деления. После выдержки в течение нескольких сотен лет, как отмечается в [VII.1], их эквивалентная радиоактивность сравнивается с таковой изъятого урана. Если учесть, что урана в морской воде около $4 \cdot 10^9$ т, а в земной коре $\sim 10^{14}$ т, то окажется, что эквивалентная радиоактивность $5 \cdot 10^6$ т продуктов деления (с учетом соответствующей выдержки это то же самое, что радиоактивность такого же количества урана) составит исчезающе малую величину по отношению к общепланетарной активности [VII.6]. Если к тому же учесть, что общепланетарная активность не исчерпывается ураном (есть еще торий, калий и др.), то с этой точки зрения значимость такого глобального требования баланса выглядит по меньшей мере сомнительной.

Локальный аспект. Принцип РЭ требует вернуть эквивалентную радиоактивность в то же место и приблизительно столько же, сколько было ее изъято при добыче урана. Однако поскольку богатых месторождений природного урана, из которых он изымался, не так уж много, реализация этого принципа выглядит весьма туманной. Поясним это на простом примере.

Япония сжигает уран, добытый в Австралии, Африке и, возможно, в Канаде. В соответствии с этим принципом, продукты деления в виде РАО (после выдержки) Япония будет возвращать обратно. При этом возникает по меньшей мере два вопроса. **Первый:** испытывают ли страны-экспортеры какие-либо неудобства из-за того, что радиоактивности, связанной с проданным ураном, им не хватает? **Второй:** готовы ли они принимать японские РАО (даже пусть и после нескольких сотен лет выдержки) обратно для их окончательного захоронения в разработанные месторождения? Ответить на эти вопросы утвердительно вряд ли возможно.

Конечно, речь идет о взаимоотношениях Японии со странами-экспортерами урана, а нас больше интересует ситуация применительно к России. Но ситуация в нашей стране, между прочим, довольно похожа на ситуацию в Японии. Действительно, исторически так сложилось, что уран, которым в настоящее время располагает Россия, добыт в значительной мере в Узбекистане, Киргизии, Казахстане, Украине, Чехии, Германии и других странах. Иначе говоря, это тоже зарубежный уран, которого крупномасштабной ЯЭ России с быстрыми реакторами может хватить на пять-десять столетий. Так что и в этом случае правомерно формулировать те же вопросы, которые относились к примеру с Японией, и прийти к выводу, что значимость выдвинутого принципа выглядит весьма сомнительной.

Таким образом, роль принципа РЭ может оказаться несущественной, и тогда стратегии развития ЯЭ и ее топливного цикла, которые опираются на этот принцип, также будут нуждаться в коррекции.

VII.1.3. Можно ли считать могильники РАО объективной неизбежностью использования ядерной энерготехнологии

Считается, что для практически вечного надежного захоронения долгоживущих РАО необходимо иметь могильники. Могильники являются неотъемлемой частью рассматриваемых стратегий с использованием принципа РЭ. Но так ли неотвратимо наличие могильников для ядерной энерготехнологии, основанной на делении? Каковы неизбежные факторы, которые заставляют мириться с таким техническим решением? Из наиболее важных выделим высокую радиотоксичность и длительный период полураспада радионуклидов (сотни тысяч и миллионы лет), определяющие временной масштаб их надежной изоляции от окружающей среды. Если радионуклиды будут подвергаться обезвреживанию (трансмутации) тем или иным способом, в технологическом процессе опять же возникнут радиоактивные отходы, извлечение нуклидов из которых будет не под силу достигнутому уровню развития технологии. Что же делать? По-видимому, нужно будет подождать дальнейшего развития технологии и тогда извлечь оставшуюся часть и ее обезвредить. Так придется поступать до тех пор, пока отходы перестанут представлять опасность для окружающей среды и для человека.

При рассмотрении вариантов стратегий развития крупномасштабной ЯЭ имело бы смысл ставить вопрос не о могильниках, а о **временных** хранилищах РАО и развивать технологию обезвреживания (трансмутации) радионуклидов. Как показывают исследования [VII.7–VII.9], тепловые и быстрые реакторы с современными параметрами не могут быть использованы для эффективной трансмутации большинства долгоживущих продуктов деления. Необходимо разработать специализированные ядерные установки с повышенной плотностью потока нейтронов (но отнюдь не чрезмерно высокой) для того, чтобы трансмутация происходила сравнительно быстро даже для радионуклидов с пониженными сечениями взаимодействия с нейтронами. Кроме того, необходимо наличие достаточного избытка нейтронов в системе для использования их на нужды трансмутации. Именно в этом и состоят два главных требования к тому, чтобы трансмутация была эффективной (соответствующий уровень технологии рециклирования трансмутируемых материалов, конечно, тоже подразумевается).

Существуют ли принципиальные запреты на то, чтобы удовлетворить указанным требованиям? Думается, физик-ядерщик ответит отрицательно. Что касается генерации избыточных нейтронов для нужд трансмутации, то хорошо известно, что термоядерный синтез весьма богат такими нейтронами (речь не идет о термоядерном синтезе для производства коммерческой энергии). Можно упомянуть и об электроядерном методе генерации нейтронов, хотя его нельзя признать богатым источником.

Чтобы трансмутация была достаточно быстрой, необходима разработка бланкетов, в которых в зоне трансмутации была бы повышенная плотность потока нейтронов. Это зависит не только от наличия интенсивного источника нейтронов, но и от формирования соответствующей структуры бланкета и использования материалов с низким сечением захвата нейтронов. Поэтому если исследования покажут, что удастся удовлетворить указанным требованиям, на смену философии, где ядерная энерготехнология ассоциируется с необходимостью иметь могильники РАО (“пассивная” технология обращения), может прийти новая философия (“активная” технология), в которой накапливающиеся долгоживущие радионуклиды обезвреживаются, а возникающие безвозвратные потери материалов содержатся во временных хранилищах до следующего этапа развития технологии экономически приемлемого извлечения и последующего обезвреживания. И так до тех пор, пока они по самым строгим меркам перестанут представлять опасность для человека и окружающей среды.

§ VII.2. Физические факторы, определяющие эффективность трансмутационного цикла обезвреживания долгоживущих РАО

Обращение с радиоактивными отходами (РАО) ядерной энергетики – один из ключевых вопросов, определяющих приемлемость и масштабы развития этой отрасли энергопроизводства. Существующие подходы и технологии обращения с РАО основаны главным образом на концепции пассивной защиты путем создания многочисленных барьеров на пути проникновения РАО в биосферу (иммобилизация в коррозионно-стойкие материалы, контейнеризация, окончательное захоронение в устойчивых геологических формациях). Главная проблема традиционных технологий состоит в

обеспечении надежной и долговременной защиты от попадания в окружающую среду долгоживущих радионуклидов, входящих в состав РАО.

В последние три десятилетия ведутся активные поиски физических решений по обезвреживанию долгоживущих РАО, основанные на их ядерной трансмутации, т.е. превращении в короткоживущие или стабильные нуклиды. Успешное решение этой проблемы в сочетании с традиционными технологиями позволило бы повысить надежность защиты биосферы от вредного воздействия РАО. В научных публикациях на эту тему обсуждаются различные варианты физических решений по осуществлению трансмутации долгоживущих РАО как в ядерных реакторах, так и в перспективных ядерных установках, не доведенных пока до уровня практической реализации (электроядерные и термоядерные установки) [VII.10–VII.15]. Исследования по физике трансмутации РАО позволяют по крайней мере сформулировать концептуальные технические требования к таким установкам [VII.13–VII.15].

Одна из насущных проблем ядерной энергетики с самого начала ее зарождения – проблема повышения безопасности послереакторного топливного цикла, в частности обращение с радиоактивными отходами. Как известно, РАО образуются на различных стадиях производства: от добычи урана до переработки облученного топлива [VII.16]. Наибольшую сложность в обращении представляют РАО переработки облученного топлива. В них сосредоточена основная масса продуктов деления, характеризующихся высокой активностью, тепловыделением и длительным периодом спада активности. В настоящее время проблема надежной изоляции и обезвреживания РАО привлекает большое внимание. Дискуссия по этой проблеме имеет одну особенность. Оппоненты ядерной энерготехнологии утверждают, что эта проблема не решена, поскольку не создана и не продемонстрирована технология надежного захоронения РАО на сотни тысяч и миллионы лет. Понятно, что такая полномасштабная демонстрация просто невозможна, если принимать во внимание проявление таких маловероятных факторов, как изменение состояния земной коры или попадание крупного метеорита в могильник. Поэтому считается, что радикальным путем решения проблемы РАО является их обезвреживание, т.е. перевод в стабильные или короткоживущие нуклиды с последующей относи-

тельно недолгой выдержкой, а также частичное использование содержащихся в них ценных компонентов.

Кроме того, существуют различные толкования термина “радиоактивные отходы”. При так называемом открытом цикле облученное топливо предполагается (после определенной выдержки) подвергать захоронению. В этом случае под РАО понимают весь облученный материал, включая уран, накопившийся плутоний и так называемые младшие актиниды – МА (нептуний, америций, кюрий, берклий и т.д.). На самом деле, уран с уменьшенным содержанием ^{235}U и накопившиеся трансурановые нуклиды могут быть повторно использованы (и уже используются) в качестве топлива в ядерных реакторах. Поэтому применение к облученному топливу термина “радиоактивные отходы” нельзя признать корректным. Правильнее отнести к РАО совокупность продуктов деления, выделенных при переработке облученного топлива, которые не предполагается использовать в народном хозяйстве.

Накопившиеся в топливе младшие актиниды в силу их специфических ядерно-физических и физико-химических свойств в настоящее время также относят к РАО, хотя и они могут подвергаться делению нейтронами. Таким образом, к категории “радиоактивные отходы” можно отнести радиоактивные продукты деления, младшие актиниды и малое количество урана и плутония в виде безвозвратных потерь процесса переработки облученного топлива.

Считается, что степень извлечения U и Pu из облученного топлива достигает 99.5 %, т.е. около 0.5 % всё же остается в составе отходов. При использовании наиболее распространенного водного метода переработки на основе процесса PUREX в составе отходов остаются также америций, кюрий и часть нептуния. Это объясняется тем, что по своим химическим свойствам америций и кюрий близки к редкоземельным элементам (РЗЭ) продуктов деления, чья доля составляет около 22 %. Близость химических свойств трансплутониевых элементов (Am, Cm, Bk, Cf) выражается в том, что устойчивые валентные состояния этих элементов совпадают с устойчивыми валентными состояниями РЗЭ. Поэтому для выделения трансплутониевых элементов необходим дополнительный процесс. Нептуний – элемент, который в процессе переработки проявляется в нескольких валентных состояниях, и здесь также нужны дополнительные усилия по его полному выделению.

Однозначного мнения о том, как обращаться с МА, пока нет. Ясно, что поскольку они делятся, их можно сжигать либо в энергетических реакторах, либо в специальных ядерных установках. При этом следует учитывать еще одно обстоятельство. Оно связано с проблемой защиты плутония от неконтролируемого распространения. Дело в том, что при облучении ^{237}Np и ^{241}Am в качестве промежуточного продукта образуется изотоп ^{238}Pu – интенсивный излучатель нейтронов спонтанного деления и источник тепла радиоактивного α -распада. Присутствие этого изотопа в плутонии способствовало бы повышению его радиационного защитного барьера, что может сделать предпочтительным использование МА в смеси с уран-плутониевым топливом ядерных реакторов для повышения защищенности топливного цикла.

Рециклирование (U-Pu)-топлива приводит к накоплению транс-плутониевых элементов ($^{241,243}\text{Am}$, изотопов кюрия, берклия, калифорния и т.д.), что уже имеет место при работе европейских легководных реакторов. Эффективная их утилизация – еще одна проблема обращения с МА, рассмотрение которой находится в самом начале.

Обеспокоенность по поводу безопасного обращения с РАО оказывает сдерживающее влияние на развитие ядерной энергетики. В настоящее время проводятся исследования всех аспектов надежного захоронения РАО, а также исследования по выявлению потенциала ядерной технологии по обезвреживанию (трансмутации) долгоживущих РАО. В последнем случае в качестве сверхзадачи можно считать трансмутацию не отдельных (одного-двух) наиболее опасных радиоизотопов продуктов деления, а всех (или почти всех) долгоживущих радионуклидов без изотопного разделения [VII.17–VII.21] с тем, чтобы вообще исключить из рассмотрения проблему “вечного” захоронения наиболее опасных долгоживущих радионуклидов. Следует также не забывать, что в результате функционирования трансмутационных установок могут, в свою очередь, образовываться долгоживущие радиоактивные отходы, которые потребуют расхода нейтронов и энергии на свое обезвреживание [VII.22].

VII.2.1. Высокотоксичные радионуклиды – продукты цепной реакции деления

Среди РАО ядерных технологий наибольшую опасность представляют долгоживущие радионуклиды высокой удельной активности, которые получаются при переработке облученного топлива ядерных реакторов. Подобные высокоактивные отходы могут получаться при переработке облученного топлива электроядерных установок и термоядерных установок с подкритическим blanketом. Последние обычно называют гибридными термоядерными реакторами.

Продукты деления содержат большое количество различных по свойствам нуклидов, составляющих едва ли не половину таблицы Д.И. Менделеева. Массовые выходы продуктов деления зависят от энергии нейтрона, вызвавшего деление. На рис. VII.1 приведены распределения выходов продуктов деления в зависимости от массового числа при делении ^{235}U тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 14.1 МэВ.

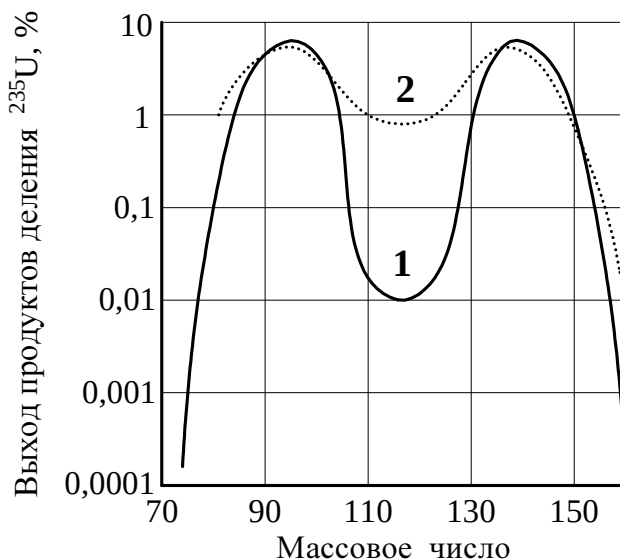


Рис. VII.1. Массовые распределения продуктов деления ^{235}U нейтронами различных энергий: 1 – тепловые нейтроны; 2 – нейтроны с энергией 14.1 МэВ

Из рисунка видно, что различие в выходах весьма существенно для области средних массовых чисел (от 110 до 130) и, в частности, для таких продуктов деления, как палладий и иод, которые оказывают влияние как на процесс переработки топлива, так и на биологическую опасность отходов.

В результате использования водных и неводных методов переработки облученного топлива в составе РАО оказывается основная масса продуктов деления, а также небольшая часть неизвлеченных тяжелых нуклидов (U, Pu и MA). В качестве примера в табл. VII.1 приведен состав элементов, которые содержатся в РАО после переработки облученного уранового топлива легководного реактора и извлечения урана и плутония (99.5 %).

Таблица VII.1

Нуклидный состав актинидов в отработавшем урановом топливе реактора ВВЭР-1000 после его 3-летней выдержки и отделения 99.5% U и Pu (нормировано на 1)

Нуклид	Содержание	Нуклид	Содержание
^{238}U	0.9809	^{241}Am	0.503-2
^{237}Np	1.095-2*	$^{242\text{m}}\text{Am}$	1.325-5
^{238}Pu	0.188-4	^{243}Am	0.245-2
^{239}Pu	0.649-3	^{242}Cm	0.366-5
^{240}Pu	0.249-3	^{243}Cm	0.892-5
^{241}Pu	0.137-3	^{244}Cm	0.533-3
^{242}Pu	0.645-3	^{245}Cm	0.264-4

*1.095-2 = $1.095 \cdot 10^{-2}$

Опасность РАО связана с тем, что их активность, хоть и спадает со временем, однако остается высокой в течение десятков тысяч и даже миллионов лет (рис. VII.2) [VII.5].

На такой большой срок трудно и, видимо, невозможно гарантировать высокую надежность сохранения целостности могильника с хранящимися в нем контейнерами радионуклидов, которые даже при их медленной миграции могут попасть в окружающую среду.

Из рис. VII.2 видно, что радиотоксичность облученного топлива в первые 300–600 лет определяется в основном среднеживущими продуктами деления, а в дальнейшем – трансурановыми элементами и долгоживущими продуктами деления. Среди долгоживущих продуктов деления наибольшую роль играют радионуклиды, приведенные в табл. VII.2.

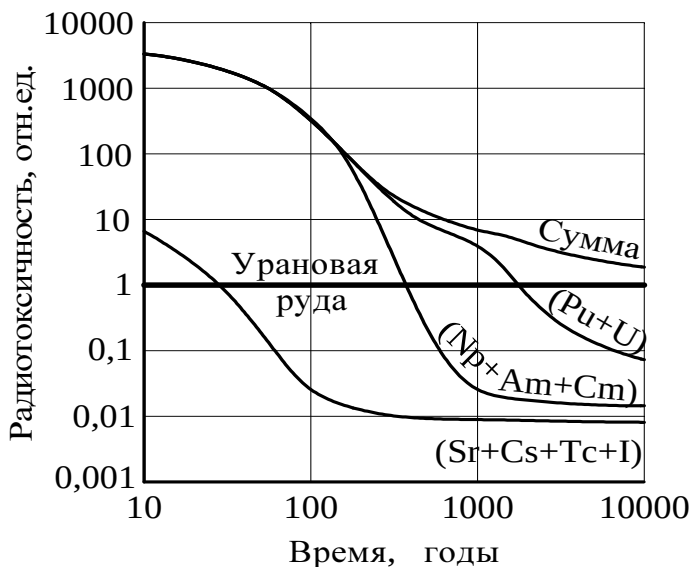


Рис. VII.2. Изменение радиотоксичности нуклидов при длительной выдержке

Таблица VII.2

Долгоживущие радионуклиды – продукты деления (а также ^{90}Sr и ^{137}Cs), определяющие опасность радиоактивных отходов

Нуклид	$T_{1/2}$, год	Нуклид	$T_{1/2}$, год	Нуклид	$T_{1/2}$, год
^{79}Se	$6.5 \cdot 10^4$	^{99}Tc	$2.1 \cdot 10^5$	^{129}I	$6.5 \cdot 10^7$
^{90}Sr	29	^{107}Pd	$6.5 \cdot 10^6$	^{135}Cs	$2.3 \cdot 10^6$
^{93}Zr	$1.5 \cdot 10^6$	^{126}Sn	$1.0 \cdot 10^5$	^{137}Cs	30.

Как уже отмечалось, предлагаются различные способы обращения с РАО: захоронение в глубокие геологические формации, удаление в космос, а также обезвреживание путем трансмутации.

В настоящее время в различных странах проводятся исследования по разработке технологии надежного захоронения отходов и поиски соответствующих мест для таких могильников. И хотя в этом направлении достигнут большой прогресс, всё же у людей остается беспокойство относительно надежности такого решения проблемы на столь длительный срок. Поэтому достаточно быстрая трансмутация наиболее опасных долгоживущих радионуклидов из состава отходов в контролируемых условиях может рассматриваться как способ активного воздействия на радионуклиды с целью превращения их в короткоживущие или стабильные.

Применение трансмутации может сократить сроки хранения РАО с надежной изоляцией от окружающей среды, а также уменьшить потребность в могильниках для размещения РАО.

VII.2.2 Процесс трансмутации долгоживущих продуктов деления в нейтронном поле

Облучение долгоживущих продуктов деления в нейтронном поле. Изменение со временем количества нуклида $G_i(t)$, помещенного в нейтронное поле, описывается уравнением

$$\frac{dG_i(t)}{dt} = -[\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot G_i(t) ,$$

где λ_i – постоянная распада нуклида;

Φ – плотность потока нейтронов;

σ^i – микросечение взаимодействия нейтронов с ядрами нуклида, приводящее к превращению его в другой нуклид (например, в стабильный или короткоживущий).

Постоянная распада λ_i характеризует скорость естественного радиоактивного распада нуклида. Подобно этому, величина $(\sigma^i \cdot \Phi)$ характеризует скорость трансмутации i -го ядра нуклида под действием нейтронов. Тогда обратные им величины будут, соответственно, средним временем жизни нуклида относительно естествен-

ного распада ($1/\lambda_i$) и средним временем жизни нуклида относительно процесса трансмутации в нейтронном поле $1/(\sigma^i \cdot \Phi)$.

Решение этого уравнения носит экспоненциальный характер, если скорость трансмутации в нейтронном поле ($\sigma^i \cdot \Phi$) не зависит от времени:

$$G_i(t) = G_i(0) \cdot \exp\{-[\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot t\},$$

где $G_i(0)$ – количество радионуклида в начальный момент времени.

Изменение со временем количества радионуклида при различных уровнях плотности потока нейтронов приведено на рис. VII.3.

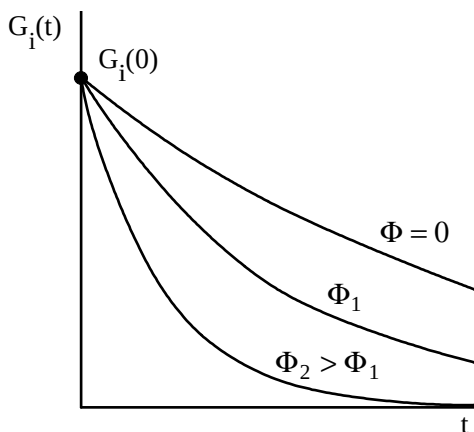


Рис. VII.3. Изменение со временем количества радионуклида при различном уровне плотности потока нейтронов

Из рисунка видно, что с увеличением плотности потока нейтронов Φ скорость снижения количества нуклида становится больше. Темп этого спада характеризуется величиной

$$l_i \equiv \frac{1}{\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)},$$

которую можно назвать средним временем жизни радионуклида в

нейтронном поле. Если $\Phi = 0$, то $l_i = 1/\lambda_i$ – среднее время жизни радионуклида относительно естественного распада. Часто также используется понятие периода полураспада нуклида $T_{1/2} = \ln(2) / \lambda$. При $\Phi \neq 0$ величину

$$T_{1/2}^{\Phi} = \frac{\ln(2)}{\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)}$$

называют эффективным периодом полураспада радионуклида, находящегося в нейтронном поле.

Трансмутация продуктов деления с учетом их накопления в ядерных реакторах. Рассмотрим систему ядерных реакторов, в которой происходит N_f делений в единицу времени, что обуславливает накопление i -го продукта деления с выходом Y_f^i в расчете на одно деление. Предположим также, что этот радионуклид переносится для трансмутации в нейтронном поле, например в специализированной установке. Тогда изменение его количества во времени $G_i(t)$ будет описываться следующим уравнением

$$\frac{dG_i(t)}{dt} = Y_f^i \cdot N_f - [\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot G_i(t) ,$$

где Φ – плотность потока нейтронов, в котором осуществляется трансмутация.

Характер изменения во времени решения этого уравнения будет зависеть от начальных условий, т.е. с какого момента времени начинается процесс трансмутации. Рассмотрим два случая.

1. Трансмутация начинается одновременно с началом работы системы реакторов. Тогда решение будет иметь вид

$$G_i(t) = G_i^{eq}(\Phi) \cdot \{1 - \exp(-[\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot t)\} ,$$

$$\text{где } G_i^{eq}(\Phi) \equiv \frac{Y_f^i \cdot N_f}{\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)} .$$

График зависимости $G_i(t)$ для различных уровней плотности потока нейтронов Φ приведен на рис. VII.4.

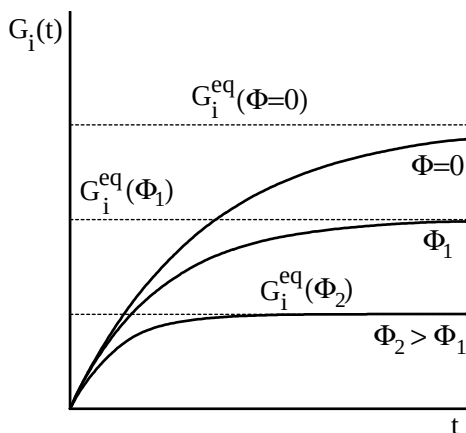


Рис. VII.4. Зависимость $G_i(t)$ от времени при различных значениях плотности потока нейтронов Φ , в котором происходит трансмутация

Из рисунка видно, что если $\Phi = 0$, т.е. трансмутация в нейтронном поле отсутствует, количество радионуклида асимптотически выходит на равновесный уровень, обусловленный накоплением и естественным распадом. При этом равновесное количество радионуклида составит:

$$G_i^{eq}(\Phi = 0) = \frac{Y_f^i \cdot N_f}{\lambda_i}.$$

Если $\Phi \neq 0$, то в зависимости от плотности потока нейтронов равновесное количество радионуклида будет меньше, чем в отсутствии потока нейтронов:

$$\frac{G_i^{eq}(\Phi)}{G_i^{eq}(\Phi = 0)} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)},$$

и к равновесию оно будет приближаться тем быстрее, чем выше $(\sigma^i \cdot \Phi)$, т.е. чем выше Φ , при неизменном σ^i .

Учитывая асимптотический характер временной зависимости $G_i(t)$, нетрудно получить, что выход на уровень, отличающийся на 10% от равновесного, будет достигаться через

$$\Delta T_i^{eq} \approx 2.3 \cdot l_i.$$

Таким образом, в рассматриваемой модели ядерной системы радионуклиды – продукты деления всегда будут выходить на равновесие (рано или поздно) даже и без специального трансмутационного процесса ($\Phi = 0$). Однако поскольку для долгоживущих продуктов деления, представляющих определенную опасность, среднее время жизни $l_i = 1 / \lambda_i$ составляет десятки, сотни, тысячи или даже миллионы лет, то и время выхода их на равновесие (даже с учетом 10 %-го отклонения от равновесного) будет таким же долгим и по существу воспринимается как недостижимое. Если разрабатываемая технология трансмутации ($\Phi \neq 0$) позволит сократить среднее время жизни нуклида $l_i = 1 / [\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)]$ с миллионов лет всего лишь до тысячелетий или даже до сотен лет, то и в этом случае время достижения близкой к равновесию трансмутации составит также тысячи или сотни лет. Эффект от применения такой трансмутации вряд ли можно считать существенным. Он будет носить скорее психологический характер и состоять в убежденности, что основная цель в принципиальном плане может быть достигнута. Поэтому приемлемая технология трансмутации должна обеспечить более быстрое достижение цели.

2. Трансмутация начинается, когда в ядерной системе уже накоплено такое количество радионуклида, которое соответствует равновесному значению при осуществлении трансмутационного процесса. График изменения $G_i(t)$ от времени для этого случая представлен на рис.VII.5.

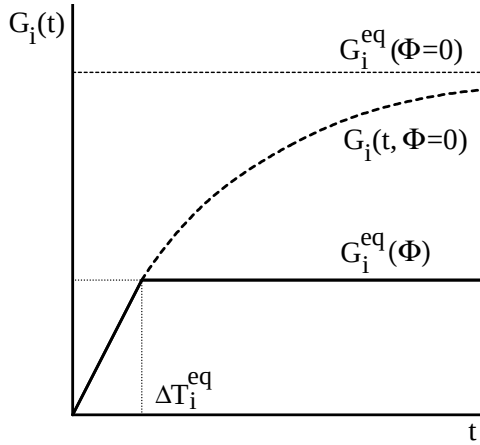


Рис. VII.5. Изменение $G_i(t)$ от времени для случая, когда к началу трансмутации накоплено равновесное количество долгоживущего нуклида

Для оценки времени $\Delta T_i^{eq}(\Phi)$, требующегося для накопления равновесного количества радионуклида, предположим, что $\lambda_i \ll (\sigma^i \cdot \Phi)$, т.е. либо имеется в виду весьма долгоживущий радионуклид, либо рассматривается быстрая трансмутация. В таком предположении равновесное количество радионуклида будет следующим

$$G_i^{eq}(\Phi) \approx \frac{Y_f^i \cdot N_f}{(\sigma^i \cdot \Phi)},$$

а время накопления этого количества ΔT_i^{eq} в системе можно легко найти из уравнения для накопления радионуклида

$$G_i^{eq}(\Phi) \approx Y_f^i \cdot N_f \cdot \Delta T_i^{eq}.$$

$$\text{Отсюда } \Delta T_i^{eq} \approx \frac{1}{(\sigma^i \cdot \Phi)}.$$

Время достижения равновесной трансмутации соответствует среднему времени жизни этого долгоживущего нуклида в нейтронном поле $\Delta T_i^{eq} \approx l_i$. Если оно будет составлять несколько десятков лет или даже меньше, то такую трансмутационную технологию можно было бы рассматривать как достаточно приемлемую. Учитывая, что ядерная энергетика функционирует уже около пяти десятилетий, в течение которых накапливались долгоживущие радионуклиды, разработка такой технологии трансмутации позволила бы довольно быстро достичь равновесного состояния, когда трансмутируется такое же количество долгоживущих радионуклидов, сколько их накапливается в ядерной энергосистеме.

В принципиальном плане разработка такой технологии с демонстрацией эффективной трансмутации позволила бы сформулировать тезис о том, что широкое использование нынешним поколением человечества ядерной энергетики, основанной на процессе деления тяжелых нуклидов, не будет создавать проблем с радиоактивными отходами для последующих поколений.

Оценка времени выхода на равновесную трансмутацию под действием тепловых и быстрых нейтронов. Для оценки времени выхода на равновесную трансмутацию ΔT_i^{eq} наиболее опасных долго- и среднеживущих радионуклидов – продуктов деления – введем некоторые предположения о параметрах спектра тепловых и быстрых нейтронов.

Предположим, что спектр тепловых нейтронов имеет среднюю энергию 1 эВ и полную плотность потока $\Phi = 10^{14}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), а спектр быстрых нейтронов – среднюю энергию 200 кэВ и плотность потока $\Phi = 10^{15}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Эти характеристики нейтронного поля в некоторой степени отражают возможные условия для трансмутации в тепловых и быстрых реакторах существующих типов. В табл. VII.3 приведены средние сечения захвата нейтронов для важнейших радионуклидов – продуктов деления – и время накопления их равновесного количества – ΔT_i^{eq} .

Таблица VII.3

Средние сечения захвата нейтронов и время накопления равновесного количества трансмутируемых радионуклидов для теплового и быстрого спектра нейтронов

Нуклид	$T_{1/2}$, год	σ_{nr} , барн		ΔT_i^{eq} , год	
	β -распад	быстрые нейтроны	тепловые нейтроны	быстрые нейтроны	тепловые нейтроны
^{79}Se	$6.5 \cdot 10^4$	0.03	0.1	1050	3160
^{90}Sr	29.0	0.01	0.14	93*	93*
^{93}Zr	$1.5 \cdot 10^6$	0.03	0.28	1050	1140
^{99}Tc	$2.1 \cdot 10^5$	0.2	4.3	158	73
^{107}Pd	$6.5 \cdot 10^6$	0.5	0.3	63	1050
^{126}Sn	$1.0 \cdot 10^5$	0.005	0.05	6300	6300
^{129}I	$1.6 \cdot 10^7$	0.14	4.3	230	73
^{135}Cs	$2.3 \cdot 10^6$	0.07	1.3	445	245
^{137}Cs	30.0	0.01	0.02	96*	96*

* Для радионуклидов ^{90}Sr и ^{137}Cs в принятых условиях скорость нейтронной трансмутации пренебрежимо мала по сравнению с естественным распадом, т.е. $(\sigma^i \cdot \Phi) \ll \lambda_i$, и эти радионуклиды асимптотически выходят на равновесие практически только под действием естественного распада. Поэтому здесь под ΔT_i^{eq} понимается время достижения 90%-ного уровня от равновесного количества радионуклидов.

Из таблицы видно, что в принятых предположениях относительно интенсивности и спектра нейтронов время достижения равновесной трансмутации в пределах сотни лет возможно только для трех долгоживущих радионуклидов: ^{99}Tc и ^{129}I (в смягченном спектре нейтронов), ^{107}Pd (в резонансном спектре нейтронов). Для остальных долгоживущих радионуклидов этот срок растягивается на столетия и даже на тысячелетия. Это означает, что в рассматриваемых нейтронных полях трансмутация остальных нуклидов неэффективна и вряд ли приемлема.

Как уже упоминалось, скорость нейтронной трансмутации характеризуется величиной $(\sigma^i \cdot \Phi)$, а время достижения равновесной трансмутации – $\Delta T_i^{eq} \cong 1 / (\sigma^i \cdot \Phi)$. Чтобы ускорить трансмутацию и, соответственно, сократить время достижения равновесного режима, надо стремиться повысить плотность нейтронного потока и сформировать спектр нейтронов таким образом, чтобы среднее сечение трансмутации было по возможности большим. Подобного рода задачи уже решаются, например, при накоплении радиоизотопов путем облучения мишеней в специализированных ядерных установках – ядерных реакторах с высоким потоком нейтронов. Так, в высокопоточном реакторе для накопления изотопов HFIR (Ок-Ридж, США) плотность потока нейтронов составляет $\sim 2 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, что в 20 раз больше, чем в рассмотренном выше примере (10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, тепловые нейтроны). Иными словами, технология создания нейтронных полей повышенной интенсивности уже используется и может быть применена для трансмутации долгоживущих продуктов деления (^{79}Se , ^{93}Zr , ^{135}Cs). Однако для сокращения времени достижения равновесного режима трансмутации ^{126}Sn требуется еще более высокая плотность потока нейтронов, что уже превышает достигнутые возможности.

Особо следует остановиться на обращении с такими среднеживущими радионуклидами, как ^{90}Sr и ^{137}Cs . Их средние сечения захвата нейтронов малы, а скорость естественного распада достаточно велика ($T_{1/2} \sim 30$ лет). Поэтому требуется рекордно высокая плотность потока нейтронов ($\sim 10^{16}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$), чтобы трансмутация этих нуклидов имела смысл, т.е. чтобы $(\sigma^i \cdot \Phi) \gg \lambda_i$. Такие уровни потоков нейтронов достижимы в импульсных реакторах и ядерных взрывах.

Количество трансмутированного радионуклида зависит не просто от плотности потока нейтронов, а от величины флюенса нейтронов ($\Phi \cdot \Delta t$), или, в более общем виде, зависит от выражения $(\int \sigma^i \cdot \Phi \cdot dt)$, если σ^i и Φ сами зависят от времени. Поэтому приемлемость импульсной технологии создания нейтронных полей высокой интенсивности для трансмутации требует подробного анализа для каждого отдельного случая. До настоящего времени такие исследования не проводились.

В то же время считается, что хранение ^{90}Sr и ^{137}Cs в контролируемых условиях в течение нескольких сотен лет (200–600 лет) может быть достаточным для спада их активности до безопасного уровня [VII.2, VII.3].

Заметим, однако, что нуклид ^{137}Cs находится в смеси с другими изотопами, среди которых ^{135}Cs имеет период полураспада $T_{1/2} = 2.3 \cdot 10^6$ лет. Это означает, что после распада ^{137}Cs может появиться необходимость либо хранения материала миллионы лет, либо цезий придется извлечь из хранилища и подвергнуть трансмутации изотоп ^{135}Cs в специализированных установках с высоким уровнем потока нейтронов. Возможность трансмутации ^{135}Cs без изотопного разделения и требования к соответствующим установкам будут рассмотрены ниже [VII.19–VII.22].

Трансмутационный цикл. Оценка потерь радионуклидов при рециклировании. Количество радионуклида, помещенное в нейтронное поле для трансмутации, уменьшается со временем по закону

$$G_i(t) = G_i(0) \cdot \exp\{-[\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot t\},$$

и поэтому скорость трансмутации $[\lambda_i + (\sigma^i \cdot \Phi)] \cdot G_i(t)$ со временем будет также снижаться. Это означает, что за один цикл облучения вряд ли возможно снизить количество имеющегося радионуклида больше чем на порядок. Для дальнейшей трансмутации необходимо осуществлять многоцикловой процесс облучения с очисткой от дочерних продуктов и с восполнением радионуклида, как это показано на рис. VII.6.

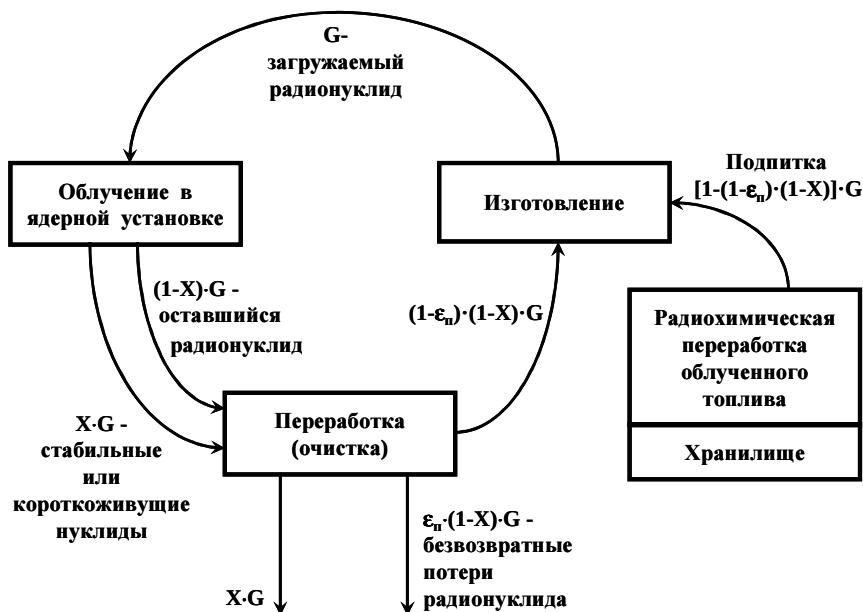


Рис. VII.6. Схема трансмутационного цикла для долгоживущего радионуклида с твердотельным облучаемым материалом: G – количество трансмутируемого нуклида, ежегодно загружаемого в ядерную установку; X – доля загруженного радионуклида, подвергшаяся трансмутации за цикл облучения; ϵ_n – доля безвозвратных потерь трансмутируемого нуклида при очистке от продуктов трансмутации

Предполагается, что в результате облучения загруженного радионуклида доля X от этого количества трансмутируется в короткоживущие или стабильные дочерние нуклиды. Поэтому в выгружаемом материале останется доля $(1-X)$ от количества исходного радионуклида. Облученный материал затем поступает на регенерацию, где из него извлекаются продукты трансмутации. Как правило, материал переводится в жидкое или газообразное состояние, и далее, используя различие в химических свойствах исходного нуклида и продуктов трансмутации, осуществляют его очистку. Остающийся очищенный радионуклид пополняется новой порцией, взятой из хранилища или с радиохимического завода, где перераба-

тывают облученное топливо ядерных реакторов. Затем изготавливаются твердотельные элементы (или в жидком виде) и направляются на следующий цикл облучения.

При реализации такого технологического процесса неизбежны некоторые безвозвратные потери радионуклида. Основной канал этих потерь связан с операцией очистки облученного материала от продуктов трансмутации.

Предположим, что количество радионуклида, ежегодно загружаемого в ядерную установку для трансмутации, составляет G . В процессе облучения часть $X \cdot G$ ежегодно трансмутируется, а на очистку поступает $(1-X) \cdot G$. Если ε_n – доля безвозвратных потерь радионуклида при очистке, то ежегодные безвозвратные потери радионуклида составят

$$\varepsilon_n \cdot (1 - X) \cdot G.$$

При выбранной технологии очистки эти безвозвратные потери будут подлежать захоронению.

Для оценки эффективности трансмутационного цикла введем показатель F , который будет характеризовать отношение количества радионуклида, безвозвратно теряемого при осуществлении трансмутационного цикла, к количеству радионуклида, поступающего в трансмутационный цикл с радиохимического завода или из хранилища. Он показывает, во сколько раз можно сократить количество захораниваемого радионуклида при трансмутации по сравнению с прямым захоронением. Выражение для определения показателя F имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F &\equiv \frac{\text{Безвозвратные потери радионуклида}}{\text{Подпитка радионуклида}} = \\ &= \frac{\varepsilon_n \cdot (1 - X) \cdot G}{[1 - (1 - \varepsilon_n) \cdot (1 - X)] \cdot G} = \frac{\varepsilon_n \cdot (1 - X)}{[1 - (1 - \varepsilon_n) \cdot (1 - X)]}. \end{aligned}$$

Из приведенной формулы видно, что значение F зависит не только от качества технологической операции очистки облученного материала (т.е. от величины безвозвратных потерь ϵ_n), но и от X – глубины выжигания (трансмутации) радионуклида за цикл облучения. В табл. VII.4 приведены величины F при различных безвозвратных потерях ϵ_n и для различной глубины выжигания X за цикл облучения.

Таблица VII.4

Величина показателя F в зависимости от глубины выжигания за цикл облучения при различных безвозвратных потерях

Потери ϵ_n , %	Показатель F при различных X		
	0.1	0.5	0.9
10	0.47	0.09	0.01
1	0.08	0.01	0.001
0.1	0.009	0.001	0.0001

Из таблицы видно, что повышение глубины выжигания трансмутируемого радионуклида является важным фактором уменьшения потерь в результате осуществления трансмутационного цикла. Например, при выжигании 90 % количества загруженного радионуклида за цикл облучения общие безвозвратные потери материала составят 1 % даже при 10-процентных потерях на технологической операции очистки. Если же технология очистки обеспечит 1-процентные потери, то количество радионуклида в безвозвратных потерях (т.е. количество захораниваемого радионуклида) можно будет снизить на три порядка по сравнению с прямым захоронением.

Однако глубокое выжигание за цикл облучения потребует повышенной плотности потока нейтронов, а также будет сопровождаться дополнительной потерей нейтронов за счет их поглощения накапливающимися продуктами трансмутации.

Таким образом, приведенные в табл. VII.4 данные можно использовать при выработке согласованных требований как к собственно процессу выжигания радионуклида, так и к выбору технологии, используемой в операциях очистки и регенерации.

Правомерен также следующий вывод: существенно снизить количество долгоживущих радионуклидов можно с помощью такой технологии регенерации облученного материала, которая обеспечивала бы малые безвозвратные потери.

Если материал, содержащий трансмутируемый радионуклид, используется в жидком виде (водный раствор, жидкий металл, расплавы солей), появляется возможность осуществлять либо непрерывную, либо частую периодическую очистку облучаемого материала и подпитку трансмутируемым радионуклидом. Это представляется перспективным, однако нужно иметь в виду соображения безопасности. Использование облучаемого материала в жидком виде подразумевает отказ от защитного барьера, связанного с удержанием радионуклидов в твердой матрице с защитным покрытием, как это имеет место при трансмутации с использованием твердотельного материала. Кроме того, необходимо принять меры по уменьшению возможных протечек и отложений радионуклидов в коммуникациях, соединяющих узлы ядерной установки, где происходит облучение материала, его очистка и пополнение.

Расход нейтронов на трансмутацию радионуклидов – продуктов деления. Перевести долгоживущий радионуклид в стабильный или короткоживущий изотоп можно, изменив состав нуклонов его ядра. Под действием нейтронов протекают разнообразные ядерные реакции, среди которых наиболее распространены: (n,γ) , (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$, $(n,3n)$. Реакция захвата нейтрона (n,γ) , как правило, превалирует для тепловых и резонансных нейтронов, пороговые реакции и реакции с вылетом заряженных частиц – для быстрых нейтронов (хотя имеются исключения).

Предпочтительным для трансмутации нуклидов продуктов деления считается использование реакции радиационного захвата нейтронов (n,γ) . Что касается использования пороговой $(n,2n)$ -реакции для трансмутации, то термоядерная (dt) -реакция может

рассматриваться как источник высокоэнергетичных нейтронов ($E_n = 14.1$ МэВ) для этой цели. Однако при существующих ограничениях по нагрузке на первую стенку в термоядерных установках типа ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor – международный термоядерный экспериментальный реактор) оказывается, что плотность потока надпороговых нейтронов (т.е. нейтронов с энергией выше 6–8 МэВ) в бланкете невелика. Так как сечение $(n,2n)$ -реакции также невелико (~1 барн), среднее время жизни трансмутируемых нуклидов по $(n,2n)$ -реакции составит столетия, и поэтому такую трансмутацию при этих условиях нельзя признать эффективной.

В электроядерных установках пучок заряженных частиц (протоны, дейтроны, ядра гелия и др.), бомбардируя мишень из тяжелого материала, рождает каскад ядерных реакций, вызывающих генерацию нейтронов. В спектре нейтронов такого источника имеется заметная доля (около 15 %) надпороговых нейтронов. Однако стремление получить высокую плотность потока надпороговых нейтронов и здесь ограничивается мощностью пучка ускорителя и энерговыделением в мишени. Даже разработки перспективных электроядерных установок в настоящее время не позволяют говорить о том, что $(n,2n)$ -реакция может обеспечить достаточно быструю трансмутацию. Много проще (хотя и не совсем просто) создавать потоки нейтронов резонансных и тепловых энергий достаточно высокой интенсивности, чтобы реализовывать эффективную трансмутацию с помощью (n,γ) -реакции.

Последовательность ядерных превращений долго- и среднеживущих нуклидов – продуктов деления, трансмутируемых с помощью (n,γ) -реакции, приведена в табл. VII.5.

Из таблицы видно, что трансмутация через (n,γ) -реакцию действительно приводит к возникновению короткоживущих (β -активных) и стабильных нуклидов. В большинстве случаев оказывается достаточно одной (n,γ) -реакции, чтобы после β -распадов образовалось стабильное ядро другого химического элемента. В то же время для трансмутации ^{79}Se , ^{93}Zr и ^{107}Pd требуются две (n,γ) -реакции, чтобы образовался другой стабильный элемент, который можно с помощью химических методов отделить при очистке облученного материала.

Последовательность нуклидных превращений продуктов деления

Нуклид	$T_{1/2}$, год β -распад	Цепочка трансмутации в нейтронном поле
^{79}Se	$6.5 \cdot 10^4$	$^{79}\text{Se}(n,\gamma)^{80}\text{Se}(n,\gamma)^{81}\text{Se}(\beta^-, 18 \text{ мин}^*)^{81}\text{Br}_{\text{стаб}}$
^{90}Sr	29.0	$^{90}\text{Sr}(n,\gamma)^{91}\text{Sr}(\beta^-, 9.7 \text{ ч})^{91}\text{Y}(\beta^-, 58.8 \text{ сут})^{91}\text{Zr}_{\text{стаб}}$
^{93}Zr	$1.5 \cdot 10^6$	$^{93}\text{Zr}(n,\gamma)^{94}\text{Zr}(n,\gamma)^{95}\text{Zr}(\beta^-, 64 \text{ сут})^{95}\text{Nb}(\beta^-, 95 \text{ сут})^{95}\text{Mo}_{\text{стаб}}$
^{99}Tc	$2.1 \cdot 10^5$	$^{99}\text{Tc}(n,\gamma)^{100}\text{Tc}(\beta^-, 15 \text{ с})^{100}\text{Ru}_{\text{стаб}}$
^{107}Pd	$6.5 \cdot 10^6$	$^{107}\text{Pd}(n,\gamma)^{108}\text{Pd}(n,\gamma)^{109}\text{Pd}(\beta^-, 13.5 \text{ ч})^{109}\text{Ag}_{\text{стаб}}$
^{126}Sn	$1.0 \cdot 10^5$	$^{126}\text{Sn}(n,\gamma)^{127}\text{Sn}(\beta^-, 2.1 \text{ ч})^{127}\text{Sb}(\beta^-, 3.85 \text{ сут})^{127}\text{Te}(\beta^-, 9.35 \text{ ч})^{127}\text{I}_{\text{стаб}}(n,\gamma)^{128}\text{I}(\beta^-, 25 \text{ мин})^{128}\text{Xe}_{\text{стаб}}$
^{129}I	$1.6 \cdot 10^7$	$^{129}\text{I}(n,\gamma)^{130}\text{I}(\beta^-, 12.3 \text{ ч})^{130}\text{Xe}_{\text{стаб}}$
^{135}Cs	$2.3 \cdot 10^6$	$^{135}\text{Cs}(n,\gamma)^{136}\text{Cs}(\beta^-, 13.7 \text{ сут})^{136}\text{Ba}_{\text{стаб}}$
^{137}Cs	30.0	$^{137}\text{Cs}(n,\gamma)^{138}\text{Cs}(\beta^-, 3.9 \text{ мин})^{138}\text{Ba}_{\text{стаб}}$

* Величина периода полураспада.

Из таблицы также видно, что для ^{126}Sn достаточно одной (n,γ) -реакции, чтобы после трех β -переходов получить стабильное ядро ^{127}I и затем его выделять химическими методами или нагреванием, вследствие его высокой летучести. Однако если предусмотреть еще одну (n,γ) -реакцию $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}(\beta^-, 25 \text{ мин})^{128}\text{Xe}$, то выделение ксенона будет много проще и безопаснее, так как он – стабильный тяжелый инертный газ.

Располагая данными о расходе нейтронов на трансмутацию одного радионуклида и о среднем выходе радионуклида в расчете на одно деление, нетрудно оценить минимальный расход нейтронов на обезвреживание долгоживущих продуктов деления в расчете на одно деление (или в расчете на единицу произведенной энергии). Эти данные приведены в табл. VII.6 для делений ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами.

Таблица VII.6

Выход долгоживущих радионуклидов при делении ^{235}U и ^{239}Pu
и минимальный расход нейтронов на их трансмутацию

Нуклид	Минимальный расход нейтронов (на один нуклид)	Выход Y_f^i радионуклида в расчете на одно деление тепловыми нейтронами		Минимальный расход нейтронов на трансмутацию (в расчете на одно деление)	
		^{235}U	^{239}Pu	^{235}U	^{239}Pu
^{79}Se	2	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{-4}$	0.001	$7.8 \cdot 10^{-4}$
^{90}Sr	1	0.058	0.02	0.058	0.02
^{93}Zr	2	0.063	0.039	0.126	0.078
^{99}Tc	1	0.062	0.062	0.062	0.062
^{107}Pd	2	0.0014	0.032	0.003	0.064
^{126}Sn	2*	$6.0 \cdot 10^{-4}$	0.0031	0.001	0.006
$^{127}\text{I}^{**}$	1	0.0012	0.0046	0.0012	0.0046
$^{129}\text{I}^{**}$	1	0.0078	0.014	0.0078	0.014
$^{135}\text{Cs}^{***}$	1	0.066	0.072	0.066	0.072
^{137}Cs	1	0.062	0.065	0.062	0.065

* Минимальный расход нейтронов до получения стабильного ^{128}Xe .

** Радиойод содержит, наряду с ^{129}I , небольшое количество стабильного ^{127}I .
Изотопное разделение радиойода не предполагается.

*** Основной канал образования ^{135}Cs связан с β -распадом ^{135}Xe .

Выходы отдельных нуклидов при делении ^{235}U и ^{239}Pu могут заметно различаться. Например, выход ^{90}Sr при делении ^{239}Pu почти в 3 раза меньше, чем при делении ^{235}U .

Суммарный минимальный расход нейтронов для трансмутации всех перечисленных в табл. VII.6 радионуклидов составляет 0.35 (в

расчете на одно деление ^{235}U) и 0.39 (в расчете на одно деление ^{239}Pu).

Оценивая, в какой мере велик этот расход нейтронов, нужно иметь в виду следующие три обстоятельства.

Во-первых, если ядерная энергетическая система будет состоять только из реакторов деления, нейтроны для трансмутации придется использовать, только перераспределяя баланс цепной реакции деления. Как известно, в энергетических реакторах на тепловых нейтронах баланс цепной реакции таков, что нейтронов не хватает даже на восполнение прогорающего делящегося материала (^{235}U или плутония в урановом или смешанном уран-плутониевом топливе (МОХ-топливе) соответственно).

Быстрые реакторы являются, по сути своей, бридерами, и это значит, что цепной процесс на быстрых нейтронах достаточно богат избыточными нейтронами. Этих нейтронов хватает не только на поддержание цепной реакции, но и на то, чтобы за счет поглощения в ^{238}U накапливать плутоний в большем количестве, чем его расходуется при работе реактора. Если в будущем ядерная энергетика будет состоять в основном из быстрых реакторов, то большого размножения плутония не потребуется (разве что только на наращивание мощностей). В этом случае часть тепловыделяющих сборок экранов быстрых реакторов может быть заменена на сборки с трансмутируемыми долгоживущими радионуклидами. При этом будет поддерживаться требуемый баланс между расходуемым и накапливающимся плутонием, а остальные нейтроны, утекающие из активной зоны, могут расходоваться на трансмутацию долгоживущих радионуклидов – продуктов деления.

Если же ядерная система будет состоять из реакторов различного типа, то потребуются дополнительные установки – источники нейтронов (электроядерные установки, реакторы на высокообогащенном топливе, термоядерные установки).

Во-вторых, даже если проблема генерации избыточных нейтронов для трансмутации будет решена в рамках ядерной энергетики с реакторами на быстрых нейтронах, трансмутация большинства долгоживущих радионуклидов в экранах этих реакторов не может быть эффективной. Плотность потока нейтронов в экранах быстрых реакторов примерно на порядок ниже, чем в активной зоне, и поэтому время достижения равновесной трансмутации растягива-

ется на столетия и даже на тысячелетия. То есть только через столетия и более в ядерной энергетической системе перестанут накапливаться опасные долгоживущие радионуклиды. И только для трех долгоживущих нуклидов – продуктов деления (^{99}Tc , ^{129}I и ^{107}Pd) равновесное состояние между накоплением и трансмутацией в экране быстрого реактора достигается в пределах ста лет его непрерывной работы. Это соответствует умеренной величине минимального расхода – 0.15 нейтрона в расчете на одно деление, что может обеспечиваться балансом цепной реакции в быстром реакторе.

Для достаточно быстрой трансмутации остальных долгоживущих радионуклидов (с малым сечением захвата нейтронов) необходимо существенно повысить плотность потока нейтронов, что в рамках быстрого реактора представляется проблематичным, так как это привело бы к существенному повышению плотности энерговыделения в активной зоне и к ухудшению безопасности реактора. Для эффективного решения задачи трансмутации таких радионуклидов необходимы специализированные высокопоточные установки на принципах электроядерной генерации нейтронов или с использованием термоядерных реакций.

В-третьих, предыдущее рассмотрение предполагало, что трансмутации подвергаются те радионуклиды, которые не только выделены из облученного топлива, но и отделены от их стабильных изотопов, входящих в состав продуктов деления. Современная технология изотопного разделения нуклидов со средней и тяжелой атомной массой предполагает разделение материала, находящегося в газообразном, атомарном (молекулярном) или в плазменном состоянии.

Эта операция потенциально опасная, поскольку радиоактивный материал переводится в газообразное состояние, что потребует надежной герметизации оборудования и дистанционного обслуживания. Более безопасной была бы разработка технологии трансмутации, не включающей эту потенциально опасную операцию, т.е. трансмутации долгоживущих продуктов деления без их предварительного изотопного разделения. Однако при таком процессе не только повышается расход нейтронов на трансмутацию присутствующих стабильных изотопов, но и наблюдаются другие физические особенности.

В этом случае трансмутации подвергается вся смесь изотопов элемента, среди которых находится долгоживущий радионуклид. Выходы при делении основных долгоживущих радионуклидов в смеси со стабильными их изотопами приведены в табл. VII.7 для деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами.

Таблица VII.7

Состав продуктов деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами

Элемент	Выход нуклидов в расчете на одно деление ^{239}Pu тепловыми нейтронами
Sr	$0.013\ ^{88}\text{Sr} + 0.02\ ^{90}\text{Sr}$ ($T_{1/2}=29$ лет)
Cs*	$0.069\ ^{133}\text{Cs} + 0.072\ ^{135}\text{Cs}^{**} + 0.065\ ^{137}\text{Cs}$ ($T_{1/2}=30$ лет)
I	$0.0046\ ^{127}\text{I} + 0.014\ ^{129}\text{I}^{**}$
Tc	$0.062\ ^{99}\text{Tc}^{**}$
Pd	$0.058\ ^{105}\text{Pd} + 0.042\ ^{106}\text{Pd} + 0.032\ ^{107}\text{Pd}^{**} + 0.021\ ^{108}\text{Pd} + 0.006\ ^{110}\text{Pd}$
Sn	$2.4 \cdot 10^{-5}\ ^{115}\text{Sn} + 4.6 \cdot 10^{-4}\ ^{117}\text{Sn} + 4.6 \cdot 10^{-4}\ ^{118}\text{Sn} +$ $+ 4.9 \cdot 10^{-4}\ ^{119}\text{Sn} + 4.3 \cdot 10^{-4}\ ^{120}\text{Sn} + 7.0 \cdot 10^{-4}\ ^{122}\text{Sn} +$ $+ 1.6 \cdot 10^{-4}\ ^{123}\text{Sn} + 1.3 \cdot 10^{-3}\ ^{124}\text{Sn} + 0.003\ ^{126}\text{Sn}^{**}$
Se	$7.0 \cdot 10^{-5}\ ^{77}\text{Se} + 1.7 \cdot 10^{-4}\ ^{78}\text{Se} + 3.9 \cdot 10^{-4}\ ^{79}\text{Se}^{**} + 8.9 \cdot 10^{-4}\ ^{80}\text{Se} + 2.4 \cdot 10^{-3}\ ^{82}\text{Se}$
Zr	$0.02\ ^{90}\text{Zr} + 0.024\ ^{91}\text{Zr} + 0.03\ ^{92}\text{Zr} + 0.04\ ^{93}\text{Zr}^{**} + 0.039\ ^{94}\text{Zr} + 0.05\ ^{96}\text{Zr}$

* Без учета выгорания ^{135}Xe – предшественника ^{135}Cs .

** Долгоживущий радионуклид – кандидат для трансмутации.

Видно, что только ^{99}Tc в продуктах деления является моноизотопом, а остальные долгоживущие радионуклиды появляются в смеси с их стабильными изотопами. Характер изменения содержания изотопов в смеси, облучаемой нейтронами, будет зависеть от нейтронно-физических свойств нуклидов и от вида цепочки нуклидных превращений. Тем не менее, можно выделить некоторые особенности временного изменения содержания долгоживущих радионуклидов, входящих в состав смеси и представляющих наибольший интерес.

Во-первых, более легкие изотопы, присутствующие в смеси, превращаются в более тяжелые, на что, естественно, расходуются нейтроны, и поэтому общий расход на трансмутационный процесс резко возрастает. Такая трансмутация всей совокупности долгоживущих продуктов деления может потребовать расхода одного или даже нескольких нейтронов в расчете на одно деление в ядерном реакторе. Ясно, что в рамках самоподдерживающейся цепной реакции, когда при делении появляется ν_f нейтронов, нет возможности изыскать столько нейтронов, чтобы израсходовать их на трансмутацию. Здесь можно однозначно заключить, что необходимо привлекать в ядерную энергетическую систему дополнительные установки, в которых генерируются нейтроны не на базе самоподдерживающейся цепной реакции деления, а на иных принципах (электроядерный метод генерации нейтронов, термоядерный синтез).

Во-вторых, если долгоживущий радионуклид находится в средних звеньях цепочки, то в нейтронном поле наряду с трансмутацией будет происходить также и его образование из нуклидов-предшественников. Поэтому в процессе облучения содержание долгоживущего нуклида может даже повышаться со временем до некоторого предела, определяемого равновесием процессов последовательных переходов.

В-третьих, если долгоживущий радионуклид находится в средних звеньях цепочки превращений, то скорость его трансмутации может определяться минимальным сечением захвата нейтронов в цепочке изотопных переходов. Однако эта неблагоприятная взаимосвязь может быть ослаблена при соответствующем выборе момента начала трансмутации.

Если первые две особенности достаточно понятны, то третья особенность может быть пояснена на упрощенной модели цепочки изотопных переходов.

Упрощенная трехзвенная модель цепочки изотопных переходов представлена на рис. VII.7.

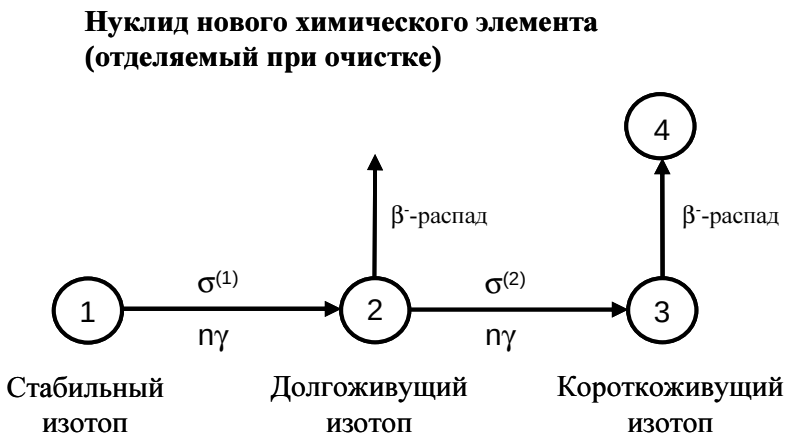


Рис. VII.7. Трехзвенная модель цепочки нуклидных превращений

Уравнения кинетики, описывающие изменение количества изотопов 1 и 2, имеют вид

$$\frac{dG_1(t)}{dt} = Y_f^{(1)} \cdot N_f - (\sigma^{(1)} \cdot \Phi) \cdot G_1(t);$$

$$\frac{dG_2(t)}{dt} = Y_f^{(2)} \cdot N_f + (\sigma^{(1)} \cdot \Phi) \cdot G_1(t) - (\sigma^{(2)} \cdot \Phi) \cdot G_2(t).$$

Решим эту систему уравнений в предположении, что скорость делений N_f и коэффициенты при неизвестных функциях $G_1(t)$, $G_2(t)$

постоянны. Рассмотрим два варианта осуществления трансмутационного процесса.

1. Трансмутация начинается с самого начала работы реакторов. В этом случае решение системы уравнений удобно представить в следующем виде (через равновесные количества изотопов G_1^{eq} и G_2^{eq}):

$$G_1(t) = G_1^{eq} \cdot \{1 - \exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t]\},$$

$$G_2(t) = G_2^{eq} \cdot \{1 - \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t]\} -$$

$$- \frac{\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot G_1^{eq}}{\sigma^{(2)} \cdot \Phi - \sigma^{(1)} \cdot \Phi} \cdot \{\exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t] - \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t]\},$$

$$\text{где: } G_1^{eq} = \frac{Y_f^{(1)} \cdot N_f}{\sigma^{(1)} \cdot \Phi}, \quad G_2^{eq} = \frac{[Y_f^{(1)} + Y_f^{(2)}] \cdot N_f}{\sigma^{(2)} \cdot \Phi}.$$

Рассмотрим условия выхода на равновесный состав, когда одно из сечений захвата нейтронов существенно больше другого.

Случай $\sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$. Для моментов времени, когда $\exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t] \gg \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t]$, решения принимают вид

$$G_1(t) = G_1^{eq} \cdot \{1 - \exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t]\},$$

$$G_2(t) = G_2^{eq} - \frac{\sigma^{(1)}}{\sigma^{(2)}} \cdot G_1^{eq} \cdot \exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t].$$

По виду этих зависимостей можно сделать вывод: если трансмутация начинается с самого начала работы реакторов, то относительно медленный выход обоих нуклидов на равновесное состояние определяется экспонентой с показателем, зависящим от меньшего сечения из этих нуклидов, т.е. от $\sigma^{(1)}$ (рис. VII.8,а).

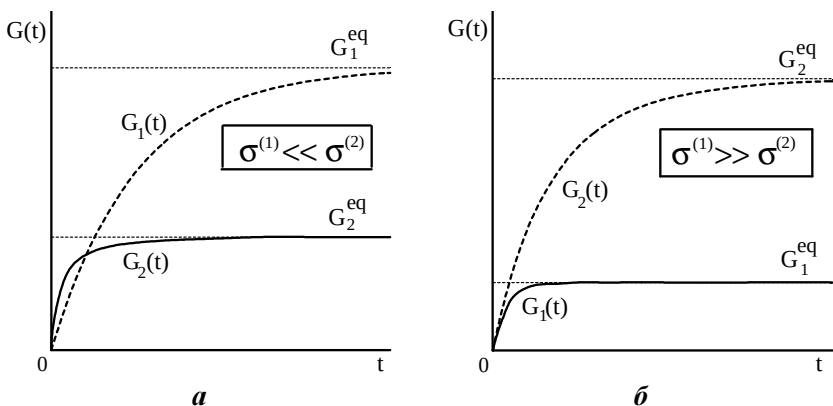


Рис. VII.8. Выход на равновесный режим трансмутируемых изотопов при различных соотношениях между их сечениями: $a - \sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$; $б - \sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$

Случай $\sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$. Для моментов времени, когда $\exp[-\sigma^{(1)} \cdot \Phi \cdot t] \ll \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t]$, решение можно записать в виде

$$G_1(t) \cong G_1^{eq},$$

$$G_2(t) \cong G_2^{eq} \cdot \{1 - \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t]\} - G_1^{eq} \cdot \exp[-\sigma^{(2)} \cdot \Phi \cdot t].$$

Нуклид 1 быстро станет близок к равновесию. Что же касается выхода на равновесие для нуклида 2, то и тогда характер выхода определяется только экспонентой с показателем, зависящим от меньшего из этих двух сечений, т.е. от $\sigma^{(2)}$, и поэтому выход оказывается также медленным (рис. VII.8,б).

2. Трансмутация начинается спустя некоторое время после начала работы реакторов. К настоящему времени продукты деления уже накоплены в довольно большом количестве. Поэтому реалистичнее рассматривать задачу о прекращении накопления долгоживущих радионуклидов продуктов деления путем их трансмутации именно с учетом накопленного количества $G_1(t_0)$ и $G_2(t_0)$ к моменту начала трансмутации t_0 . Тогда естественным будет также вопрос о выборе этого момента времени t_0 .

Рассмотрим два случая.

Случай $\sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$. Решение уравнений кинетики, описывающее изменение количества нуклидов 1 и 2 (рис. VII.7), удобно представить в виде

$$\begin{aligned} G_1(t) &= G_1^{eq} - \{ G_1^{eq} - G_1(t_0) \} \cdot \exp[-\sigma^{(1)}\Phi(t-t_0)] , \\ G_2(t) &= G_2^{eq} - \{ G_2^{eq} - G_2(t_0) \} \cdot \exp[-\sigma^{(2)}\Phi(t-t_0)] + \\ &+ \frac{\sigma^{(1)} \{ G_1(t_0) - G_1^{eq} \}}{\sigma^{(2)} - \sigma^{(1)}} \cdot \{ \exp[-\sigma^{(1)}\Phi(t-t_0)] - \exp[-\sigma^{(2)}\Phi(t-t_0)] \} . \end{aligned}$$

В данном случае момент времени t_0 удобно выбрать из условия, чтобы $G_2(t_0) = G_2^{eq}$, тогда для t_0 получается оценка:

$$t_0 = \left(1 + \frac{Y_1}{Y_2} \right) \cdot T_{(2)} ,$$

где $T_{(2)}$ – среднее время жизни нуклида 2 в нейтронном поле. К моменту времени t_0 нуклид 1 будет накоплен в количестве

$$G_1(t_0) = \frac{\sigma^{(1)}}{\sigma^{(2)}} \cdot \left(1 + \frac{Y_1}{Y_2} \right) \cdot G_1^{eq} < G_1^{eq} ,$$

так как $\sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$. Тогда с началом трансмутационного процесса накапливаемое количество нуклида 1 от значения $G_1(t_0) < G_1^{eq}$ будет асимптотически приближаться к G_1^{eq} (рис. VII.9,a). В то же время количество долгоживущего нуклида 2 от равновесного количества $G_2(t_0) = G_2^{eq}$ будет сначала понижаться, так как его пополнение из нуклида 1 еще не соответствует равновесному уровню. Затем количество нуклида 2 начнет возрастать, асимптотически

стремясь вновь к своему равновесному значению G_2^{eq} (рис. VII.9,a).

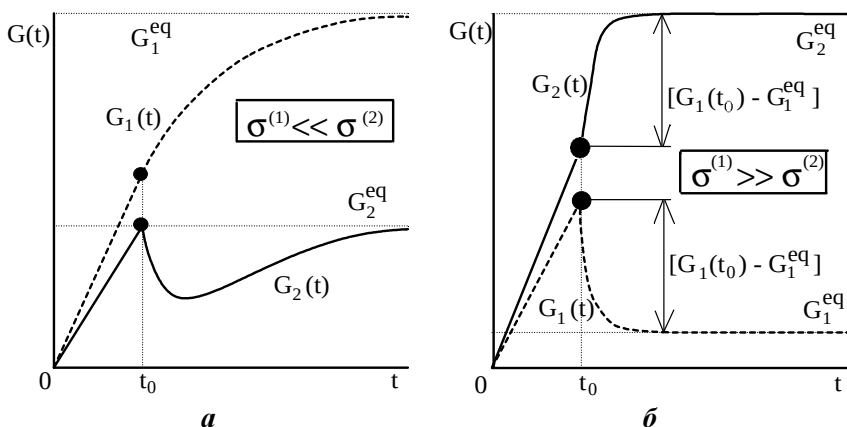


Рис. VII.9. Выход на равновесный режим трансмутируемых нуклидов в момент времени t_0 , при различных соотношениях между сечениями:
 $a - \sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$; $b - \sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$

Следует отметить одно важное обстоятельство. Выбранный момент времени

$$t_0 = \left(1 + \frac{Y_1}{Y_2}\right) \cdot T_{(2)}$$

не зависит от $T_{(1)}$ — среднего времени жизни нуклида 1, чье $\sigma^{(1)} \ll \sigma^{(2)}$. Иными словами, момент начала прекращения накопления долгоживущего нуклида 2 в системе реакторов не определяется малостью сечения нуклида 1, поэтому такой момент начала трансмутационного процесса может оказаться не столь отдаленным.

Случай $\sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$. Решение уравнений кинетики для нуклидов 1 и 2 в этом случае удобно записать в виде

$$G_1(t) = G_1^{eq} + \{ G_1(t_0) - G_1^{eq} \} \cdot \exp[-\sigma^{(1)}\Phi(t-t_0)],$$

$$G_2(t) = G_2^{eq} - \{ G_2^{eq} - G_2(t_0) \} \cdot \exp[-\sigma^{(2)}\Phi(t-t_0)] +$$

$$+ \frac{\sigma^{(1)} \{ G_1(t_0) - G_1^{eq} \}}{\sigma^{(1)} - \sigma^{(2)}} \cdot \{ \exp[-\sigma^{(2)}\Phi(t-t_0)] - \exp[-\sigma^{(1)}\Phi(t-t_0)] \}.$$

Хотя радионуклид 2 характеризуется относительно малым сечением $\sigma^{(2)}$, однако приближение к равновесному его количеству G_2^{eq} с началом трансмутации ускоряется благодаря эффективному переходу нуклида 1 в нуклид 2 (поскольку $\sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$). Поэтому момент времени t_0 для начала трансмутационного процесса может быть выбран из условия

$$G_2^{eq} = G_2(t_0) + \{ G_1(t_0) - G_1^{eq} \}.$$

Тогда для t_0 получается следующая оценка:

$$t_0 = T_{(2)} + \frac{Y_1}{Y_1 + Y_2} \cdot T_{(1)} = \left(1 + \frac{Y_1}{Y_1 + Y_2} \cdot \frac{T_{(1)}}{T_{(2)}} \right) \cdot T_{(2)}.$$

Так как $\sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$, то $T_{(2)} \gg T_{(1)}$ и t_0 по величине будет слегка превышать $T_{(2)}$.

С началом трансмутационного процесса нуклид 1, которого было накоплено к моменту времени t_0 больше его равновесного количества ($G_1(t_0) > G_1^{eq}$), будет относительно быстро переходить в нуклид 2 ($\sigma^{(1)} \gg \sigma^{(2)}$), уменьшаясь в количестве и асимптотически стремясь к своему равновесному значению G_1^{eq} (см. рис. VII.9,б). Радионуклид 2, количество которого к моменту времени t_0 было

меньше равновесного ($G_2(t_0) < G_2^{eq}$), будет быстро пополняться за счет перехода из нуклида 1, стремясь к G_2^{eq} (см. рис. VII.9,б).

В данном случае время начала трансмутации будет определяться главным образом средним временем жизни самого радионуклида 2 в нейтронном поле, а присутствие стабильного изотопа 1 приведет лишь к незначительному его увеличению.

Изложенное выше относилось к модельной трехзвенной цепочке изотопных переходов. Реальные цепочки могут включать и больше звеньев. Однако с началом трансмутации нуклиды с большими нейтронными сечениями будут претерпевать быстрые переходы. Вследствие этого, а также при соответствующем выборе начала трансмутационного процесса можно добиться того, чтобы количество долгоживущего радионуклида приблизилось к равновесному значению. При этом будет достигнута одна из важных целей трансмутации – прекращение накопления долгоживущих радионуклидов – продуктов деления в функционирующей ядерной энергетической системе.

При рециклировании долгоживущего радионуклида в трансмутационном цикле без изотопного разделения равновесная нагрузка этого радионуклида будет выше, чем в случае с предварительным изотопным разделением. В результате потери радионуклида при рециклировании увеличатся, что необходимо учитывать при разработке технологии трансмутационного цикла.

В заключение заметим, что переходный процесс трансмутации может потребовать переменной по времени интенсивности генерации нейтронов на его обеспечение, что следует иметь в виду при планировании ввода в строй трансмутационных установок и организации самого процесса трансмутации. Кроме того, необходимо учитывать, что мощность ядерной энергетической системы может заметно изменяться в пределах рассматриваемого временного диапазона.

Основные критерии оценки эффективности обезвреживания долгоживущих радиоактивных отходов. Процесс обезвреживания (трансмутации) долгоживущих РАО включает в себя несколько стадий. Сюда относятся собственно облучение радионуклидов в нейтронном поле, а также внешние технологические операции с очисткой облученного материала и с его регенерацией. Процесс

трансмутации может быть однократным (одноцикловым), когда облученный материал с “выжженным” долгоживущим радионуклидом после выгрузки отправляется на захоронение. Этот процесс может также быть многократным (многоцикловым), когда облученный материал подвергается очистке от накопившихся стабильных (и короткоживущих) дочерних продуктов трансмутации основного долгоживущего нуклида, пополняется новой порцией этого нуклида и затем подвергается следующему циклу облучения. Такой многостадийный процесс трудно характеризовать единым количественным критерием. Поэтому целесообразно выделить несколько наиболее важных и информативных показателей. К ним относятся: среднее время жизни трансмутируемого радионуклида в нейтронном поле, неизбежные потери радионуклидов в технологическом цикле трансмутации, генерация избыточных нейтронов для трансмутации, безопасность трансмутационного цикла для окружающей среды.

Поясним, почему выбраны именно эти показатели в качестве приоритетных.

Среднее время жизни трансмутируемого радионуклида в нейтронном поле. Этот показатель даёт представление о том, в какой степени может быть сокращено время жизни трансмутируемого радионуклида в нейтронном поле по сравнению с естественным радиоактивным распадом. Однако гораздо важнее, что этот показатель определяет время достижения основной цели трансмутации – достижение равновесного режима, т.е. время накопления равновесной загрузки трансмутируемого нуклида. Важность этого показателя связана также с тем, что только при достижении равновесной трансмутации (когда трансмутируется ровно столько, сколько образуется радионуклидов в системе) ядерная энерготехнология приобретает новое качество – “чистой” энерготехнологии, в которой **производство** полезной энергии не будет сопровождаться **накоплением** опасных долгоживущих радионуклидов.

Поскольку трансмутируемые радионуклиды появляются только в результате функционирования ядерной энергетики, остается ждать, пока она “накопит” их в достаточном количестве. Если равновесная загрузка окажется большой, то, с одной стороны, может потребоваться длительное время на ее накопление, а с другой, эту

большую равновесную загрузку трудно будет разместить в трансмутационной установке, особенно учитывая, что таких установок желательно иметь малое количество по отношению к энергетическим реакторам. И если окажется, что для накопления равновесной загрузки потребуется несколько столетий, то роль такого процесса долгое время будет невелика. Поэтому целесообразность такой трансмутации вызывает сомнение.

Неизбежные потери радионуклидов в технологическом цикле трансмутации. Реальный технологический процесс трансмутации будет сопровождаться неизбежными потерями радиоактивных материалов. С этой точки зрения важно обеспечить “глубокую” трансмутацию в каждом цикле и сократить потоки радиоактивных материалов во внешних операциях трансмутационного цикла. В конечном счете это и определит, в какой мере трансмутационный процесс уменьшает количество долгоживущих радионуклидов.

Генерация избыточных нейтронов для трансмутации. Трансмутационный процесс должен быть обеспечен достаточным количеством избыточных нейтронов. Источник избыточных нейтронов, включенный в систему ядерной энергетики, может существенным образом влиять на конфигурацию многокомпонентной ядерной системы и, следовательно, на эффективность и конкурентоспособность производства полезной энергии. В настоящее время наряду с быстрыми реакторами анализируется потенциал электро-ядерных и термоядерных установок как источников нейтронов для обеспечения трансмутационного процесса [VII.13–VII.15].

Безопасность трансмутационного цикла для окружающей среды. Требования по безопасности трансмутационного цикла должны быть более жесткими, чем требования по воздействию на окружающую среду, налагаемые на энергетические ядерные реакторы. Воздействие ядерных источников энергии на окружающую среду обычно сопоставляют с воздействием энергоисточников на органическом топливе (например, угольных электростанций). В случае реализации трансмутационного цикла его безопасность не должна быть ниже безопасности, которую можно обеспечить для окружающей среды и человека при захоронении РАО. Этот весьма существенный фактор может сузить выбор концепций трансмутационных установок и соответствующих технологий.

§ VII.3. Генерация нейтронов для обеспечения трансмутации долгоживущих продуктов деления

VII.3.1. Критические системы (ядерные реакторы)

Критическая система характеризуется нейтронным балансом самоподдерживающейся цепной реакции деления. Применительно к ядерным реакторам на урановом топливе этот баланс может быть записан в следующем виде (в расчете на одно деление в основном делящемся материале):

$$\nu_f^{235} - 1 - \alpha_{235} + \Delta_f^{238} - \Delta^n - L - \Delta_c^{238} = 0,$$

где ν_f^{235} – число нейтронов, появляющееся при делении ^{235}U ;

$\alpha_{235} = \sigma_c^{235} / \sigma_f^{235}$; Δ_f^{238} – дополнительное размножение нейтронов за счет деления ^{238}U ;

Δ^n – доля нейтронов, потерянных при поглощении в конструкционных материалах, теплоносителе, в накапливающихся продуктах деления и в органах управления;

L – доля нейтронов, теряемых при утечке;

Δ_c^{238} – доля нейтронов, поглощенных в ^{238}U (воспроизводство вторичного делящегося материала).

Пример такого баланса нейтронов для теплового реактора и для быстрого реактора приведен в табл. VII.8.

Таблица VII.8

Баланс нейтронов для теплового реактора с урановым топливом
и для быстрого реактора с уран-плутониевым топливом

Тип реактора	$\nu_f^{235} - 1$	$-\alpha_{235}$	$+\Delta_f^{238}$	$-\Delta^n$	$-\Delta_c^{238}$	$= 0$
Реактор на тепловых нейтронах (U-топливо)	$2.46 - 1$	-0.55	$+0.04$	-0.45	-0.5	0
Реактор на быстрых нейтронах (U-Pu топливо)	$2.87 - 1^{*)}$	-0.2	$+0.10$	-0.27	-1.5	0

* Здесь имеется в виду $\nu_f^{239} - 1$.

Из таблицы видно, что высвободить нейтроны для трансмутации можно только в результате перераспределения нейтронного баланса цепной реакции. Например, можно уменьшить расход нейтронов на захват ^{238}U , если уменьшить количество ^{238}U , используемого в реакторах, а за счет этого ввести трансмутируемые долгоживущие продукты деления.

Однако в тепловых реакторах доля нейтронов, поглощаемых в ^{238}U , $\Delta_c^{238} \cong 0.5$, т.е. на одно сгоревшее ядро ^{235}U , не воспроизводит даже одного ядра вторичного делящегося материала ^{239}Pu . При переключении части нейтронов на трансмутацию увеличится расход ^{235}U , повысится необходимый запас реактивности на выгорание, может ухудшиться безопасность в связи с уменьшением отрицательной обратной связи, связанной с эффектом Доплера.

Реакторы на быстрых нейтронах характеризуются более богатым нейтронным балансом, о чем можно судить по величине $\Delta_c^{238} = 1.5$ – расходу нейтронов на воспроизводство вторичного делящегося материала. Превышение над единицей означает, что воспроизводится плутония заметно больше, чем расходуется в реакторе (реактор-бридер).

Если в перспективе ядерная энергетика будет в основном базироваться на быстрых реакторах, то наработка вторичного топлива потребуется только на восполнение прогорающего первичного топлива, а также на обеспечение развития ядерной энергосистемы. Тогда в быстрых реакторах часть урана в экранах можно будет заменить на трансмутируемые долгоживущие радионуклиды, т.е. такой реактор можно рассматривать как источник нейтронов для трансмутации. Трансмутационный потенциал такого быстрого реактора (при условии самообеспечения топливом) мог бы составить ~ 0.5 нейтрона в расчете на одно деление.

Если сопоставить минимальные потребности в нейтронах на трансмутацию основных долгоживущих продуктов деления (0.35–0.4 нейтр./дел.) с количеством избыточных нейтронов (~ 0.5), генерируемых в расчете на одно деление, то, казалось бы, можно сделать вывод о неплохом трансмутационном потенциале быстрого реактора. Действительно, избыточных нейтронов в быстром реакторе может оказаться достаточно для трансмутации основных дол-

гоживущих радионуклидов – продуктов деления, однако, как уже было показано, трансмутационный потенциал не может характеризоваться только количеством генерируемых избыточных нейтронов. Для эффективной трансмутации требуется еще и достаточно высокая плотность нейтронного потока, чтобы наступление равновесной трансмутации не пришлось ждать в течение столетий (или даже тысячелетий) функционирования такой ядерной системы.

В экране быстрого реактора плотность потока нейтронов невысока, и, даже с учетом смягчения спектра нейтронов время жизни ядер радионуклидов в таком нейтронном поле оказываются неприемлемо долгими. Поэтому быстрые реакторы, по-видимому, могут рассматриваться как установки для трансмутирования только ^{99}Tc , ^{129}I (без изотопного отделения от стабильного ^{127}I) и ^{107}Pd после его предварительного изотопного выделения.

Для эффективной трансмутации остальных долгоживущих радионуклидов требуются более высокие плотности потока нейтронов. А поскольку уровень нейтронного потока в экране быстрого реактора связан с уровнем потока нейтронов в активной зоне, то увеличение плотности нейтронного потока повлечет за собой необходимость увеличения плотности энерговыделения в активной зоне, что имеет ограничения по теплогидравлике, работоспособности твэлов и безопасности.

VII.3.2. Системы с внешним источником нейтронов – ЭЛЯУ

В настоящее время известны два принципа генерации нереакторных нейтронов в больших количествах: реакции глубокого расщепления тяжелых ядер под действием ускоренных заряженных частиц (электроядерный метод) и термоядерный синтез тяжелых изотопов водорода в установках с магнитным или инерционным удержанием плазмы.

Электроядерный метод генерации нейтронов. Метод основан на взаимодействии ускоренных заряженных частиц с ядрами мишени из вещества с большой атомной массой [VII.23]. Взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами носит

каскадный характер, когда первичная частица выбивает из ядер мишени множество вторичных частиц с достаточно большой энергией, чтобы, в свою очередь, выбивать следующие частицы. Таким образом, при поглощении в мишени пучка ускоренных частиц в ней возбуждаются реакции глубокого расщепления с последующим каскадно-испарительным размножением нейтронов, включая реакции (n, xn) . При этом в делящихся мишенях происходит также деление ядер нуклонами с энергиями от нескольких МэВ до сотен и тысяч МэВ.

Внутриядерный и межъядерный каскад. Первичная ускоренная заряженная частица (p , d , He, ионы легких элементов), взаимодействуя с нуклонами ядра, передает им часть своей энергии, и в результате внутриядерных взаимодействий (внутриядерного каскада) рождается множество вторичных частиц (p , d , α , t , n , π , μ). Из этого множества частиц (рис. VII.10) те, которые заряжены, будут терять свою энергию на ионизацию и в процессе замедления взаимодействовать с ядрами до тех пор, пока их энергии достаточны, чтобы преодолеть кулоновский барьер (межъядерный каскад).

Нейтроны же, естественно, будут распространяться, сталкиваясь с ядрами и участвуя в неупругих реакциях, в том числе в реакциях (n, xn) . В итоге заряженные частицы со все меньшей энергией уже не будут способны порождать внутриядерный каскад, а будут только тормозиться в материале мишени до остановки. Таким образом, все заряженные частицы затормозятся, и останется только поток рожденных нейтронов, которые также участвовали во внутриядерном и межъядерном каскаде. В результате неупругих взаимодействий частиц с ядрами возникают возбужденные “горячие” ядра. Возбуждение этих ядер может сниматься путем испарения частиц из горячего ядра (преимущественно нейтронов), за счет высокоэнергетического деления, сопровождаемого эмиссией дополнительных нейтронов, а также путем γ -излучения.

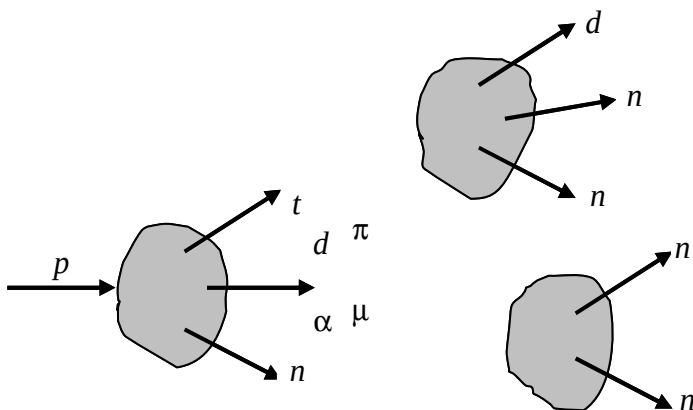


Рис. VII.10. Размножение частиц
в каскадно-испарительном процессе ядерных взаимодействий

В качестве мишени используют преимущественно материал с большой атомной массой (Pb, Bi, W, U, Th и др.), а также, что является исключением, легкий элемент Be (порог реакции $(n,2n)$ на ${}^9\text{Be}$ невелик и составляет 1.67 МэВ). Энергия связи нейтронов в ядрах с большой атомной массой ниже, чем в ядрах со средней атомной массой, поэтому и выход нейтронов оказывается выше.

Генерация нейтронов в мишени, нейтронный баланс ЭЛЯУ. Нейтронный выход (среднее число испускаемых из мишени нейтронов в расчете на одну бомбардирующую частицу) пропорционален величине кинетической энергии бомбардирующей частицы в момент первого неупругого столкновения с ядрами мишени. Поэтому максимальный нейтронный выход на единицу затраченной энергии достигается в том случае, когда минимальна доля начальной энергии частицы δ , затрачиваемая на ионизацию среды до первого неупругого соударения с ядрами мишени

$$\delta = \frac{1}{E_0} \int_0^{\lambda_{in}} \left(-\frac{dE}{dx} \right) \cdot dx,$$

где E_0 – начальная энергия частицы;

$-dE/dx$ – потеря энергии частицы на единицу пути;

λ_{in} – средняя длина пробега до первого неупругого соударения с ядром вещества мишени.

График зависимости доли начальной энергии δ , теряемой на ионизацию, от начальной энергии частицы приведен на рис. VII.11.

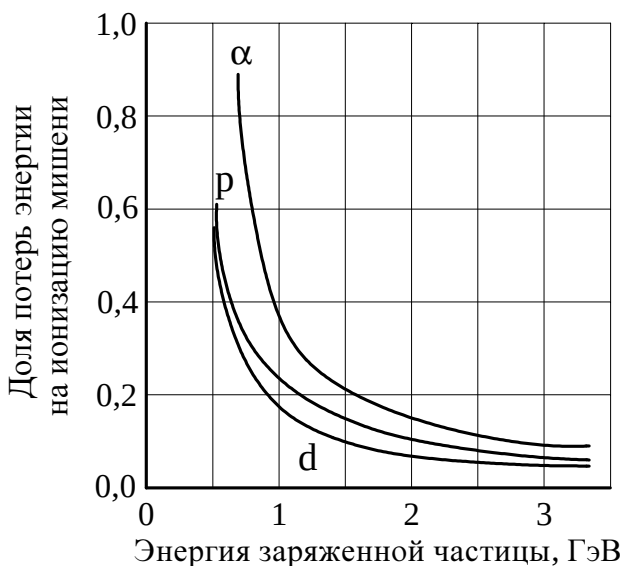


Рис. VII.11. Зависимость доли δ кинетической энергии, теряемой ускоренной заряженной частицей на ионизацию мишени до первого неупругого столкновения, от начальной энергии E_0 (в расчете на единицу заряда)

Из рис. VII.11 видно, что с увеличением энергии E_0 величина δ уменьшается и выходит на плато в области $E_0 = 1,5\text{--}3$ ГэВ (для протонов и дейтронов). При дальнейшем увеличении E_0 начнется логарифмический рост $(-dE/dx)$ и будет увеличиваться доля энергии, уносимая электронно-фотонной компонентой каскада, которая в генерации нейтронов не участвует. Эти факторы играют важную роль при выборе энергии ускоряемых частиц.

Величина выхода нейтронов в результате каскадного процесса зависит также от материала мишени и ее размеров. На рис. VII.12 приведен график зависимости среднего числа нейтронов, рождающихся в расчете на один протон, от начальной энергии E_0 для мишени из тяжелого вещества (Sn, Pb, U, Th) и для легкой мишени из бериллия.

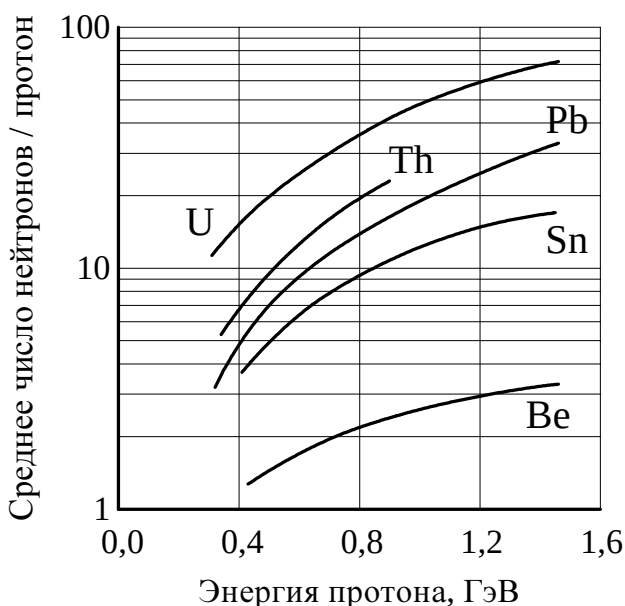


Рис. VII.12. Нейтронные выходы из цилиндрических мишеней диаметром 10 см и длиной 60 см (длина Th-мишени – 30 см, длина Be-мишени – 90 см) в зависимости от начальной энергии протона E_0

Можно видеть, что наибольшим выходом нейтронов из неделящихся материалов характеризуется Pb. Выход нейтронов из Th и U заметно выше (за счет высокоэнергетического деления, а также деления надпороговыми нейтронами). Эти данные о выходах нейтронов получены экспериментальным путем, однако их следует расценивать как несколько заниженные, так как размеры использованных мишеней были меньше той области, где развивается каскад-

ный процесс и завершается размножение нейтронов через $(n, \chi n)$ -реакции. Поэтому, увеличивая размеры мишени, можно обеспечить условия практически полного протекания этих реакций. На рис. VII.13 для цилиндрической Pb-мишени, бесконечной по высоте, показаны зависимость выхода жесткой нейтронной компоненты, а также величина полной утечки нейтронов от радиуса мишени.

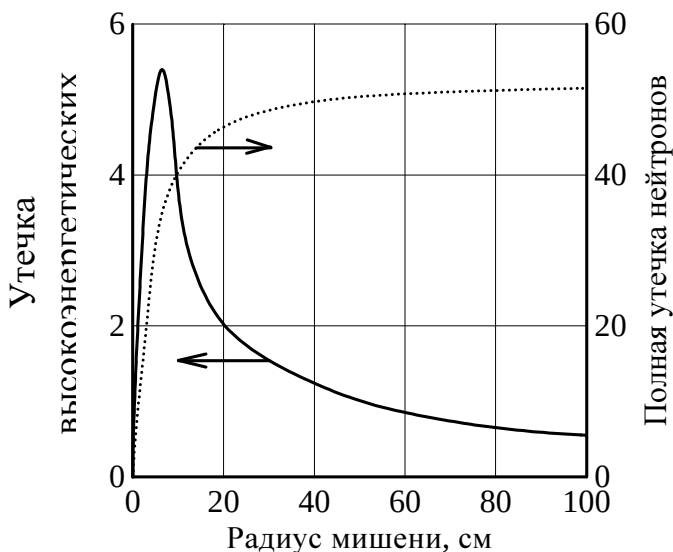


Рис. VII.13. Утечка нейтронов с поверхности бесконечной по высоте цилиндрической Pb-мишени в зависимости от ее радиуса (в расчете на один протон с энергией $E_p = 1.6$ ГэВ)

Видно, что выход подпороговых нейтронов достигает насыщения при радиусе 40–50 см и составляет около 45–50 нейтронов на протон.

Если вокруг такой мишени разместить бланкет с долгоживущими радионуклидами, то расход нейтронов на трансмутацию S_{sp}^{TP} может быть определен так:

$$S_{sp}^{TP} = S_{sp} - \Delta_c^{TH, KM, ZAM} - L - \Delta_{TP},$$

где S_{sp} – скорость генерации нейтронов в мишени;

$\Delta_c^{тн, км, зам}$ – скорость захвата нейтронов в теплоносителе, конструкционных материалах и замедлителе;

L – утечка нейтронов из системы;

$\Delta_{тр}$ – скорость захвата нейтронов при трансмутации долгоживущих радионуклидов, которые возникают в связи с функционированием самой ЭЛЯУ (радионуклиды – продукты взаимодействия пучка ускоренных заряженных частиц с веществом мишени, радионуклиды – продукты деления, энергия которых используется для питания ускорителя).

Скорость генерации нейтронов в результате каскадного процесса в мишени, бомбардируемой пучком ускоренных частиц (для определенности пусть это будут протоны), связана с током пучка ускорителя I_p следующим образом:

$$S_{sp} = C_n \cdot I_p,$$

где C_n – выход нейтронов из мишени в расчете на один бомбардирующий протон.

Скорость захвата нейтронов в бланкете определяется как

$$\Delta_c = (\sigma_c \cdot \Phi) \cdot G.$$

Так же определяется и скорость трансмутации радионуклидов через (n, γ) -реакцию.

Затраты энергии на генерацию нейтронов в мишени ЭЛЯУ. Поскольку использование электроядерного метода для генерации нейтронов рассматривается для нужд ядерной энергетической системы, будем исходить из того, что питание ускорителя осуществляется от атомного источника энергии. Это может быть либо энергия отдельной АЭС, либо энергия деления, вырабатываемая в подкритическом бланкете рассматриваемой ЭЛЯУ. Удобно при этом относить выход нейтронов из мишени на энергию одного деления, используемую для питания ускорителя, независимо от

того, где это деление произошло. Тогда в расчете на это деление количество нейтронов, генерируемых в мишени ЭЛЯУ, бомбардируемой ускоренными протонами, можно оценить по формуле

$$S_{sp} = C_n \cdot i_p = C_n \cdot \eta_{ac} \cdot \eta_{th} \cdot \frac{E_f}{E_p},$$

где i_p – удельная величина тока пучка ускорителя в расчете на энергию одного деления, используемую для его питания;

η_{ac} – КПД ускорителя, т.е. эффективность преобразования подводимой к ускорителю электроэнергии в энергию пучка заряженных частиц;

η_{th} – КПД преобразования энергии деления в электрическую энергию;

E_f – энергия деления (200 МэВ); E_p – энергия ускоренного протона.

Если принять, что $C_n = 50$ (свинцовая мишень), $\eta_{ac} = 50 \%$, $\eta_{th} = 30 \%$, $E_p = 1.6$ ГэВ, то получим, что $S_{sp} = 0.9$ нейтр./дел.

В дальнейшем будем предполагать, что за счет безвозвратной утечки нейтронов и паразитного поглощения в конструкционных материалах, теплоносителе и замедлителе теряется около 10 % генерируемых нейтронов. Что касается расхода нейтронов на обезвреживание радионуклидов – продуктов каскадного процесса в мишени, то этот вопрос в настоящее время только начинает изучаться, и поэтому в наших оценках данная статья расхода нейтронов не учитывается. Таким образом, будем предполагать, что количество нейтронов, генерируемых в ЭЛЯУ для нужд трансмутации, составляет $S_{sp}^{тр} = 0.8$ нейтр./дел. Это – дополнительные нейтроны

по отношению к нейтронному балансу ядерной энергетической системы, которые могут использоваться для трансмутации долгоживущих РАО энергетических реакторов. Для того чтобы оценить вклад дополнительных нейтронов, необходимо учесть, что не все они могут использоваться для трансмутации долгоживущих радионуклидов от коммерческих реакторов, так как при их получении использовалась энергия деления (для питания ускорителя) с сопутствующим появлением радионуклидов-продуктов деления. Если на трансмутацию долгоживущих радионуклидов – продуктов деления

требуется $\eta_{\text{тр}}$ нейтронов в расчете на одно деление, то количество делений в системе, используемых для коммерческих целей, может быть найдено из баланса между генерацией и расходом нейтронов

$$\eta_{\text{тр}} \cdot N_f^{\text{ком}} = (S_{\text{сп}}^{\text{тр}} - \eta_{\text{тр}}) \cdot N_f^{\text{эляу}},$$

где $N_f^{\text{ком}}$ – количество делений для коммерческих целей;

$N_f^{\text{эляу}}$ – количество делений для питания ускорителя.

Соотношение числа делений $N_f^{\text{эляу}} / N_f^{\text{ком}}$ (т.е. соотношение мощностей в ядерной системе) в зависимости от требуемого расхода нейтронов на трансмутацию от одного деления приведено в табл. VII.9.

Таблица VII.9

Соотношение числа делений для поддержки ЭЛЯУ и для коммерческих целей

$\eta_{\text{тр}}$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$N_f^{\text{эляу}} / N_f^{\text{ком}}$	0.14	0.33	0.6	1.0	1.7

Из этой таблицы можно сделать важный вывод: при расходе нейтронов на трансмутацию долгоживущих радионуклидов $\eta_{\text{тр}} = 0.2\text{--}0.5$ существенная доля делений в ядерной системе, а значит, и существенная часть производимой энергии будет расходоваться не на коммерческие цели, а на обеспечение обезвреживания долгоживущих РАО. Такое перераспределение в расходе энергии, вырабатываемой ядерной системой, не может не отразиться существенным образом на экономической эффективности ядерной энерготехнологии. В рассматриваемом балансе нейтронов для обеспечения трансмутационного процесса необходимо еще обеспечить достаточно высокую плотность потока нейтронов, чтобы трансмутация была эффективной.

ЭЛЯУ со слабоподкритическим бланкетом. В настоящее время основное внимание исследователей обращено на ЭЛЯУ со слабоподкритическим бланкетом, окружающим мишень. В бланкете таких ЭЛЯУ предполагается помещать МА и, возможно, некоторое количество плутония для сжигания в концентрированном виде в более безопасных условиях ($K_{эф} < 1$), чем можно осуществлять в ядерных реакторах. В этой связи отметим два обстоятельства.

Во-первых, использование слабоподкритического бланкета с хорошим размножением нейтронов позволяет снизить ток пучка ускорителя, т.е. ослабить требования к ускорительной части ЭЛЯУ.

Во-вторых, при сжигании МА будут высвобождаться нейтроны, которые можно использовать на цели трансмутации долгоживущих продуктов деления. Для этого вокруг слабоподкритического бланкета планируется размещать сборки с трансмутируемыми радионуклидами и замедляющий нейтроны материал для формирования предпочтительного спектра нейтронов и повышения сечения трансмутации.

Трудности создания нейтронного потока повышенной интенсивности для обеспечения эффективной трансмутации в ЭЛЯУ со слабоподкритическим бланкетом будут того же порядка, что и в критических реакторах.

В то же время использование бланкетов ЭЛЯУ, не содержащих делящихся материалов или с небольшим их содержанием, открывает принципиальную возможность формирования высокой плотности потока нейтронов, хотя и требует применения сильноточных ускорителей.

VII.3.3. Системы с внешним источником нейтронов – термоядерный источник нейтронов (ТИН)

Управляемый термоядерный синтез как источник нейтронов для трансмутации. Управляемый термоядерный синтез (УТС) тяжелых изотопов водорода (П.1, П.2) традиционно рассматривается как источник энергии с практически неисчерпаемой топливной базой. Исследования в области УТС, проводимые уже почти полвека, в настоящее время находятся на том рубеже, когда приближается момент получения интенсивной управляемой термоядерной реакции. Важная роль в этом принадлежит междуна-

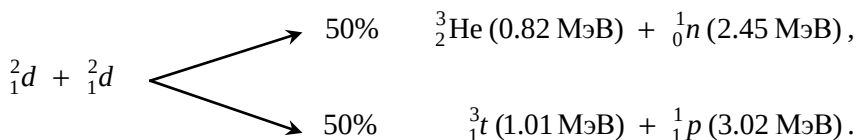
родному реактору-токамаку ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), рабочий проект которого был завершён в 1998 году. Однако вследствие чрезмерно высокой стоимости сооружения он был пересмотрен (1999–2001 гг.) и термоядерная мощность была уменьшена втрое (до 500 МВт). В соответствии с этим вариантом проекта начато строительство ITER в Кадараше (Франция).

На этой установке планируется продемонстрировать зажигание плазмы и получение термоядерной реакции в (dt) -смеси изотопов водорода с положительным энергетическим выходом. Эта реакция синтеза протекает в соответствии с уравнением



т.е. сопровождается появлением быстрого нейтрона, уносящего в бланкет около 80 % выделяющейся энергии. Предполагается, что в реакторе-токамаке ITER будут достигнуты параметры плазмы, обеспечивающие ее устойчивое горение с положительным балансом по энергии. Для восполнения трития, выгорающего в плазме, требуется расходовать нейтроны на его наработку в бланкете, содержащим литий.

Наряду с (dt) -реакцией, в перспективе рассматривается также и (dd) -реакция синтеза, которая протекает по двум каналам с приблизительно одинаковой вероятностью:



Здесь в среднем на две (dd) -реакции появляется один нейтрон и ядро трития, которое может вступить в (dt) -реакцию с генерацией еще одного нейтрона. Однако для зажигания (dd) -реакции требуется более высокая температура плазмы. В то же время в этом случае не требуется расходовать нейтроны на наработку трития.

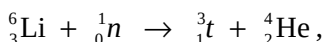
Важным преимуществом термоядерного источника нейтронов является относительно малая величина энергии, выделяющейся в

расчете на один нейтрон. Так, для (dt) -синтеза энергетический выход на одну реакцию, а значит, и на один термоядерный нейтрон составляет 17.6 МэВ, а для (dd) -реакции – 3.5 МэВ в среднем в расчете на один нейтрон [VII.24, VII.25]. Для сравнения: в ядерных реакторах генерации одного избыточного нейтрона сопутствует выделение более сотни МэВ энергии.

Если речь идёт о технологической установке, основная цель которой – безопасное обезвреживание долгоживущих радионуклидов, то желательно, чтобы бланкет был энергетически ненапряженным, а уровень температур умеренный. Эти условия сильно отличаются от условий генерации энергии в активных зонах энергетических реакторов: достаточно высокая энергонапряженность (эффективное использование топлива) и высокие температуры (высокий коэффициент полезного действия). Поэтому ответ на вопрос о целесообразности совмещения в одной установке трансмутации и выработки полезной энергии не является простым и однозначным. Попутная генерация энергии в этом случае может оказаться отнюдь не благом, а тяжелым бременем. В каждом отдельном случае требуется учитывать особенности этих технологий.

Для корректной оценки величины энергии, приходящейся на нейтрон, используемый в трансмутационном процессе, необходимо учитывать потребность в воспроизводстве трития для (dt) -реакции, а для (dd) -реакции – сопутствующие (dt) - и $(d^3\text{He})$ -реакции.

(dt) -синтез: оценка генерации нейтронов для трансмутации. Осуществление термоядерной (dt) -реакции предполагает, что восполнение сгорающего дейтерия (${}^2_1d$) не составляет проблемы, так как его запасы на нашей планете практически неисчерпаемы (0.014 % в природной воде), а для воспроизводства радиоактивного трития – ${}^3_1t$ ($T_{1/2} = 12.3$ года) предполагается использовать главным образом реакцию



(сечение этой реакции составляет 940 барн при $E_n = 0.025$ эВ).

Поскольку в (dt)-реакции появляется один нейтрон, а на восполнение сгорающего трития требуется тоже один нейтрон (на самом деле, несколько больше, чем один, если учитывать потери трития в бланкете вследствие его распада и при выделении), то, учитывая неизбежные потери нейтронов в бланкете за счет паразитного поглощения и утечки, для самообеспечения необходимо предусмотреть дополнительное размножение получаемых термоядерных нейтронов. Энергия термоядерных нейтронов достаточно высока (14.1 МэВ), что выше порога ($n,2n$)-реакции. Поэтому такие нейтроны могут быть эффективно размножены. Для этого рассматривается использование Pb, Be и других материалов, способных размножать нейтроны. В табл. VII.10 приведен выход нейтронов S_{dt} с учетом их размножения в различных материалах в расчете на один первичный термоядерный нейтрон.

Таблица VII.10

Выход нейтронов за счет ($n,2n$)-реакции в различных материалах в расчете на один первичный термоядерный нейтрон ($E_n = 14.1$ МэВ)

Материал размножителя	Pb	Mo	Sn	Be	V	Ti	Fe
S_{dt} – выход нейтронов на один термоядерный нейтрон	1.84	1.84	1.79	1.78	1.57	1.38	1.29

Из этого числа нейтронов необходимо как минимум один нейтрон израсходовать на воспроизводство сгорающего трития. Принято считать, что с учетом потерь и радиоактивного распада требуется воспроизводить 1.06 ядра трития в расчете на одну (dt)-реакцию. Тогда величина выхода нейтронов с учетом размножения и за вычетом 1.06 нейтрона на воспроизводство трития может служить верхней оценкой потенциала (dt)-реакции по генерации нейтронов для трансмутации.

В реальности, конечно, необходимо будет учитывать потери нейтронов в бланкете и утечку из него. Строго говоря, необходимо также учитывать, что некоторое количество нейтронов придется расходовать на трансмутацию долгоживущих радионуклидов, которые появятся в результате активации материала бланкета. Соот-

ветствующим подбором материалов этот расход нейтронов может быть сделан относительно небольшим и в нашем рассмотрении учитываться не будет.

Принципиальная схема blankets ТЯУ для трансмутации долгоживущих радионуклидов приведена на рис. VII.14.

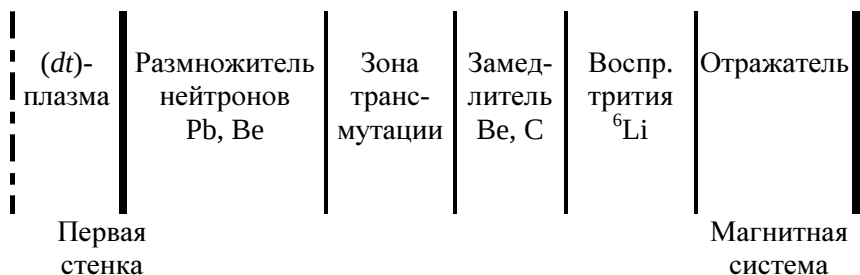
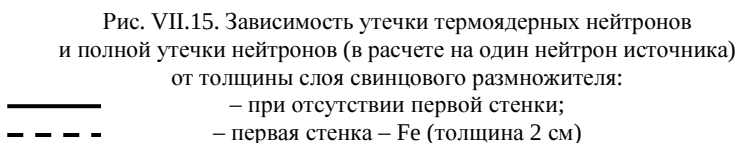


Рис. VII.14. Принципиальная схема blankets ТЯУ на основе (dt)-реакции синтеза для трансмутации долгоживущих радионуклидов

На рисунке видно, что первая стенка – это стенка камеры, внутри которой осуществляется термоядерная реакция. За первой стенкой располагается размножитель термоядерных нейтронов, которые используются в следующей зоне для трансмутации загруженных долгоживущих радионуклидов. Эта зона может содержать также замедлитель для формирования смягченного спектра нейтронов, во многих случаях предпочтительного с точки зрения повышения эффективности трансмутации. Далее располагаются зоны, где обеспечивается дальнейшее замедление нейтронов и воспроизводство трития. Снаружи располагается магнитная система, обеспечивающая удержание плазмы.

Толщина зоны размножителя выбирается таким образом, чтобы существенная часть термоядерных нейтронов провзаимодействовала с ядрами размножителя. Иными словами, чтобы утечка термоядерных нейтронов за зоной размножителя была небольшой, а полная утечка нейтронов из размножителя достигла насыщения (рис. VII.15).


$$S_{dt}^{tr} = S_{dt} - \Delta_c^{TH, KM, 3AM} - L - \Delta_{третий},$$

где $\Delta_c^{\text{тн,км,зам}}$ – паразитное поглощение в теплоносителе, конструкционных материалах и замедлителе;

L – потери нейтронов на утечку из системы;

$\Delta_{\text{тритий}}$ – расход нейтронов на воспроизводство трития (~1.06).

Оценки показывают, что для термоядерной установки типа ITER при толщине первой стенки 2 см (нержавеющая сталь) и использовании свинца (толщина 25 см) в качестве размножителя число размноженных нейтронов (на одну (dt) -реакцию) составит 1.50. Примем, что паразитное поглощение в теплоносителе, конструкционных материалах и замедлителе составляет 0.15. Тогда с учетом расхода нейтронов на воспроизводство трития $\Delta_{\text{тритий}} = 1.06$, на нужды трансмутации может быть использовано $S_{dt}^{\text{тр}} \approx 0.3$ нейтрона на одну (dt) -реакцию. Полная энергия (около 22 МэВ), которая выделяется вblankете, складывается из энергии, образующейся в результате (dt) -реакции синтеза, расхода энергии на эндотермическую $(n,2n)$ -реакцию размножения нейтронов и энергии, связанной с захватом нейтронов вblankете.

Оценим, сколько нужно (dt) -реакций по отношению к числу делений в ядерных реакторах для того, чтобы трансмутировать появляющиеся долгоживущие продукты деления. Это можно определить из балансного соотношения между генерацией нейтронов и их расходом на трансмутацию:

$$S_{dt}^{\text{тр}} \cdot N_{dt} = \eta_{\text{тр}} \cdot N_f^{\text{ком}},$$

где N_{dt} – число (dt) -реакций;

$N_f^{\text{ком}}$ – число делений, энергия которых используется для коммерческих целей;

$\eta_{\text{тр}}$ – расход нейтронов на трансмутацию долгоживущих радионуклидов, появляющихся при одном делении в ядерном реакторе.

Соотношение между термоядерной энергией и энергией деления может быть оценено, если известно соотношение между числом реакций синтеза и числом реакций деления

$$\frac{W_{dt}}{W_f^{KOM}} = \frac{E_{dt} \cdot N_{dt}}{E_f \cdot N_f^{KOM}} = \frac{E_{dt}}{E_f} \cdot \frac{\eta_{тр}}{S_{dt}^{тр}} = \frac{E_{dt}}{E_f} \cdot \frac{\eta_{тр}}{0.3}.$$

В табл. VII.11 приведены эти соотношения при различном расходе нейтронов на трансмутацию долгоживущих продуктов деления.

Таблица VII.11

Соотношение между числом реакций синтеза и числом реакций деления, а также между термоядерной энергией и энергией деления в зависимости от расхода нейтронов на трансмутацию

$\eta_{тр}$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
N_{dt} / N_f^{KOM}	0.33	0.66	0.99	1.32	1.65	3.30
$W_{dt} / W_f^{KOM}, \%$	3.6	7.2	10.8	14.4	18.0	36.0

Доля термоядерных мощностей, которые необходимо ввести в ядерную энергосистему, относительно невелика. Если, например, на трансмутацию долгоживущих продуктов от одного деления потребуется $\eta_{тр} = 0.5$ нейтр./дел., то доля термоядерных мощностей составит около 15 % мощности всей системы. Если же для этой цели использовать ЭЛЯУ, то доля мощностей, связанная с ЭЛЯУ (обеспечение энергией ускорителей), составит более 60 % (см. табл. VII.11).

Трансмутация радионуклидов – продуктов деления термоядерными нейтронами с использованием $(n,2n)$ -реакции. Энергия термоядерных нейтронов, рождающихся в (dt) -реакции синтеза $E_n = 14.1$ МэВ, что заметно выше порога $(n,2n)$ -реакций на ядрах продуктов деления (8–10 МэВ). Поэтому в принципе они могут использоваться для трансмутации по этому каналу. Такая трансмутация привлекательна тем, что происходит без расхода нейтронов, а наоборот, с их размножением. Однако для того чтобы трансмутация была эффективной, необходима достаточно высокая плотность потока термоядерных нейтронов. Как уже

рассматривалось выше, нужно, чтобы время жизни трансмутируемого нуклида в нейтронном поле составляло по крайней мере несколько десятилетий, не более. Оценим требуемую для этого плотность потока термоядерных нейтронов. Предположим, что сечение $(n,2n)$ -реакции для трансмутируемого нуклида составляет ~ 1 барн, и потребуем, чтобы среднее время жизни долгоживущего радионуклида в нейтронном поле было ~ 50 лет. Тогда плотность потока нейтронов, найденная из соотношения

$$l \cong \frac{1}{\sigma \cdot \Phi},$$

составит $\Phi \cong 6.4 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Такая плотность потока термоядерных нейтронов будет соответствовать нейтронной нагрузке на первую стенку термоядерного реактора ~ 14.5 МВт/ м^2 . В настоящее время в качестве приемлемой по стойкости материала первой стенки рассматривается нейтронная нагрузка ~ 1 МВт/ м^2 (и несколько меньше), а в качестве перспективной ~ 2.5 МВт/ м^2 (ITER, проект 1998 г.) Поэтому если даже ориентироваться на величину перспективной нагрузки, то и тогда среднее время жизни долгоживущего радионуклида, трансмутируемого в нейтронном поле с помощью $(n,2n)$ -реакции, составит около 300 лет. Так что, на настоящем уровне развития термоядерной технологии трансмутация с помощью $(n,2n)$ -реакции вряд ли может расцениваться как эффективная.

Что же касается трансмутации долгоживущих нуклидов – продуктов деления с помощью (n,γ) -реакции, то исследования показывают, что в бланкете ТЯУ можно создать условия для быстрой трансмутации. В табл. VII.12 в качестве примера приведены средние времена жизни некоторых продуктов деления в нейтронном поле в области бланкета, прилегающей к плазменной камере при нейтронной нагрузке 1 МВт/ м^2 .

Из приведенных данных о l_i можно заключить, что в использованной идеализированной модели бланкета средние времена жизни радионуклидов весьма коротки. Значит, при учете реальной конст-рукции и при перенесении зоны трансмутации в среднюю часть бланкета есть основания надеяться, что время жизни долгоживущих радионуклидов останется в пределах нескольких десятилетий.

Таблица VII.12

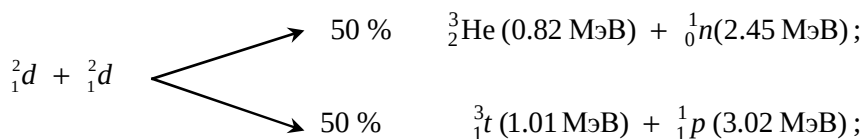
Среднее время жизни долгоживущих радионуклидов в нейтронном поле blankets, заполненного замедлителем (радионуклид помещен в 10-сантиметровую область, прилегающую к плазменной камере)

Материал blankets	l_i – среднее время жизни радионуклида в нейтронном поле, год			
	^{99}Tc	^{129}I	^{135}Cs	^{93}Zr
Бериллий	0.86	0.72	1.7	6.4
Графит	2.60	2.30	5.7	19.0

(dd)-синтез: оценка генерации нейтронов для трансмутации.

Разработка технологии термоядерного синтеза на основе (dt)-реакции находится на этапе, когда с сооружением международного термоядерного реактора ITER будет получено зажигание плазмы и устойчивое ее горение с положительным балансом по энергии.

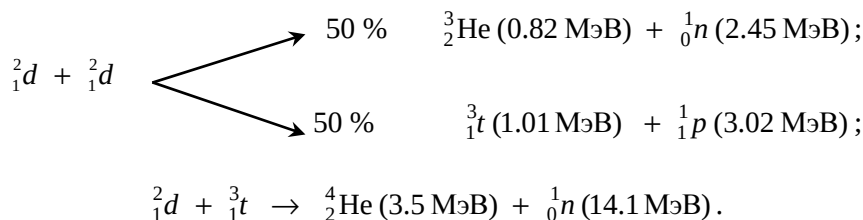
Для зажигания плазмы на основе (dd)-реакции требуются более высокие параметры, которые на современном этапе пока не могут быть реализованы в стационарном режиме. При горении (dd)-плазмы происходят следующие термоядерные реакции:



Если (dd) -плазму очищать только от “золы” (${}^4_2\text{He}$ и легкий водород – протий), то реализуются все реакции синтеза и тогда его называют полностью катализированным (dd) -синтезом. Если в процессе очистки плазмы отделять ${}^3_2\text{He}$ и “золу”, то реализуются первые две реакции, и тогда его называют частично катализированным (dd) -синтезом. Поскольку важно обеспечить производство нейтронов, необходимо создать условия для протекания реакций, в которых происходит генерация нейтронов. В то же время последняя реакция $(d, {}^3\text{He})$ является “безнейтронной”, и поэтому ее целесообразно исключать.

Что касается сжигания ${}^3_2\text{He}$, то так называемый безнейтронный синтез на основе $(d, {}^3\text{He})$ -реакции можно будет реализовать в отдельных установках, и он рассматривается как весьма перспективный во всей проблеме УТС. Дело в том, что синтез на основе $(d, {}^3\text{He})$ -реакции будет сопровождаться малой активацией оборудования термоядерной установки, и в этом заключаются его привлекательность и принципиальное отличие от (dt) - и (dd) -синтеза. Хотя собственно $(d, {}^3\text{He})$ -реакция и является безнейтронной, в $(d, {}^3\text{He})$ -плазме будет протекать также и (dd) -реакция с выходом нейтронов. Тем не менее, выход нейтронной компоненты (пропорциональный квадрату концентрации дейтерия) может быть сделан достаточно малым.

Оценка генерации нейтронов в частично катализированном (dd) -синтезе. Как уже отмечалось, в частично катализированном (dd) -синтезе протекают следующие термоядерные реакции:



В расчете на одну (dd)-реакцию в среднем будет генерироваться 0.5 нейтрона с $E_n = 2.45$ МэВ и 0.5 нейтрона с $E_n = 14.1$ МэВ за счет сгорания образующегося трития. Жесткая компонента этого нейтронного источника может быть размножена при размещении свинца или бериллия за первой стенкой. В (dt)-синтезе коэффициент размножения нейтронов может составить 1.50. Учитывая, что мягкая компонента нейтронного источника носит “подпороговый” характер ($E_n = 2.45$ МэВ) и при прохождении первой стенки и размножителя несколько ослабится (примерно на 10 %), то выход нейтронов в расчете на одну частично катализированную (dd)-реакцию (с учетом генерации нейтронов в сопровождающей (dt)-реакции) составит

$$S_{dd} = 0.5 \cdot 1.5 + 0.5 \cdot 0.9 = 1.20.$$

Хотя это меньше, чем выход нейтронов в (dt)-реакции с учетом размножения, необходимости тратить нейтроны на воспроизводство трития здесь нет. Поэтому, если принять, что паразитное поглощение в теплоносителе, конструкционных материалах и замедлителе составляет 0.25, то на нужды трансмутации может быть использовано $S_{dd}^{\text{тп}} = 0.95$ нейтрона в расчете на одну частично катализированную (dd)-реакцию. Эта величина в 3 раза больше, чем соответствующая генерация нейтронов для трансмутации с помощью (dt)-реакции синтеза [VII.14, VII.15].

Использование термоядерного синтеза с уменьшенной долей трития в плазме ((ddt)-синтез). Известно, что (dd)- и ($d, {}^3\text{He}$)-синтез рассматриваются как следующий этап после освоения (dt)-синтеза, так как зажигание (dd)- и ($d, {}^3\text{He}$)-плазмы требует поддержания значительно более высоких параметров плазмы и магнитного поля. Поэтому можно полагать, что после зажигания (dt)-плазмы потребуется определенное время для развития технологии, обеспечивающей повышение параметров плазмы. Однако (dd)-синтез в качестве источника нейтронов для целей трансмутации правильнее было бы рассматривать только как “предельный” вариант.

Действительно, путь от (dt)-синтеза (с равнокомпонентной плазмой) к (dd)-синтезу лежит через зажигание плазмы с умень-

шенным содержанием трития (будем обозначать этот вариант как (ddt) -синтез). Температура зажигания и другие параметры плазмы в этом случае будут более умеренными, чем для (dd) -синтеза. Конечно, при этом будет требоваться определенная подпитка тритием (с коэффициентом воспроизводства по тритию меньшим единицы), а значит, и с соответствующим уменьшенным расходом нейтронов для его воспроизводства. Такое воспроизводство трития естественным образом может осуществляться, если в бланкете использовать нейтроны, утекающие из зоны трансмутации в области бланкета с низкой плотностью потока нейтронов. Это неизбежно будет иметь место, поскольку трансмутируемые нуклиды, как правило, характеризуются относительно небольшими сечениями поглощения нейтронов и удерживать все нейтроны в зоне со слабым поглощением просто невозможно (при конечных и весьма ограниченных размерах).

Оценка энергетического баланса при использовании (ddt) -синтеза для нужд трансмутации. Для получения экзотермической (ddt) -реакции синтеза необходимо повысить параметры плазмы по сравнению с параметрами равнокомпонентной (dt) -плазмы. В ближайшем будущем вряд ли можно надеяться на осуществление такого процесса. Однако для получения источника нейтронов достижение условий зажигания плазмы не является обязательным. Нейтроны можно генерировать и в режиме с подводом энергии извне на ее нагрев.

Для рассмотрения энергетического баланса предположим, что энергия для нагрева плазмы берется частично за счет энергии синтеза, выделяющейся в плазме, а частично от атомного источника.

Как это принято исследователями и разработчиками технологии термоядерного синтеза, мерой, характеризующей соотношение между энергией, получаемой в результате реакции синтеза и затратами энергии на нагрев плазмы, является величина

$$Q = P_{fus}/P_h \quad (\text{VII.1})$$

где P_{fus} – энергия, получаемая в результате реакции синтеза в плазме;

P_h – энергия, расходуемая на нагрев плазмы.

Выразим величины этих энергий через число соответствующих ядерных реакций

$$P_{fus} = e_{fus} \cdot N_{ddt} ,$$

$$P_h = \eta_{th} \cdot [e_{fus} \cdot N_{ddt} + e_f \cdot N_f^{ytc}] \cdot \eta_h , \quad (VII.2)$$

где N_{ddt} – число реакций синтеза;

N_f^{ytc} – число реакций деления в реакторах, которые производят энергию для нагрева плазмы;

η_{th} – КПД преобразования тепловой энергии в электрическую;

η_h – эффективность использования подводимой энергии для нагрева плазмы.

Используя соотношение (VII.1) и выражение (VII.2), получим зависимость отношения поддерживающих делений N_f^{ytc} к числу реакций синтеза как функцию Q

$$\frac{N_f^{ytc}}{N_{ddt}} = \frac{e_{fus}}{e_f} \cdot \left[\frac{1}{Q \cdot \eta_{th} \cdot \eta_h} - 1 \right] .$$

Режим самоподдерживающейся реакции синтеза будет достигаться при $N_f^{ytc} / N_{ddt} = 0$, т.е. если

$$Q = \frac{1}{\eta_{th} \cdot \eta_h} .$$

При $\eta_{th} = 0.3$ и $\eta_h = 0.8$ это соответствует $Q \geq 4.15$. Для сравнения заметим, что в термоядерном реакторе ITER с (dt)-плазмой будет достигнуто $Q = 10$.

Если в ядерной системе будет присутствовать нейтронный источник на основе (ddt)-синтеза, то энергия, связанная с функциони-

рованием этого источника, может быть определена в соответствии с выражением

$$W_{ddt} \equiv \eta_{th} \cdot [e_{fus} \cdot N_{ddt} + e_f \cdot N_f^{ytc}], \quad (\text{VII.3})$$

а коммерческая энергия, вырабатываемая системой, по формуле

$$W_f^{\text{KOM}} \equiv \eta_{th} \cdot e_f \cdot N_f^{\text{KOM}}.$$

Тогда соотношение между ними (т.е. структура энергии, вырабатываемая системой) будет иметь вид

$$\frac{W_{ddt}}{W_f^{\text{KOM}}} = \frac{e_{fus}}{e_f} \cdot \frac{1}{\eta_{th} \cdot \eta_h} \bigg/ \frac{N_f^{\text{KOM}}}{N_{ddt}}.$$

Соотношение между числом делений в системе для коммерческих целей и числом реакций синтеза для генерации нейтронов можно получить из баланса между количеством нейтронов, генерируемых для трансмутации, и потребностью в нейтронах на обезвреживание долгоживущих продуктов деления. Запишем этот баланс в следующем виде:

$$\eta_{\text{тр}} \cdot N_f^{\text{KOM}} + \eta_{\text{тр}} \cdot N_f^{ytc} = N_{ddt} \cdot S_{ddt}^{\text{тр}}. \quad (\text{VII.4})$$

Здесь слева записано количество нейтронов, необходимое для обезвреживания радионуклидов от делений на коммерческие цели и от делений, поддерживающих (ddt) -реакцию. Справа – генерация нейтронов при (ddt) -синтезе для целей трансмутации, т.е. с учетом воспроизводства трития ($\Delta_{\text{тритий}} < 1$), паразитного поглощения и безвозвратной утечки нейтронов.

Решив уравнение (VII.4) относительно N_f^{KOM}/N_{ddt} и используя соотношение (VII.3), запишем выражение для структуры энер-

гии, вырабатываемой ядерной системой, с учетом обеспечения процесса трансмутации:

$$\frac{W_{ddt}}{W_f^{\text{КОМ}}} = \frac{e_{fus}}{e_f} \cdot \eta_{\text{тр}} \cdot \frac{1}{Q \cdot \eta_{th} \cdot \eta_h} \left/ \left\{ S_{ddt}^{\text{тр}} - \eta_{\text{тр}} \cdot \frac{e_{fus}}{e_f} \cdot \left[\frac{1}{Q \cdot \eta_{th} \cdot \eta_h} - 1 \right] \right\} \right.$$

Для получения численной оценки будем предполагать, что средняя энергия (*ddt*)-реакции синтеза с учетом эндотермической (*n,2n*)-реакции при размножении нейтронов в бланкете составляет 21 МэВ. В табл. VII.13 для иллюстрации приведено отношение $W_{ddt}/W_f^{\text{КОМ}}$ для “предельного” случая, когда термоядерный источник нейтронов основывается на частично катализированном (*dd*)-синтезе, т.е. при горении (*ddt*)-плазмы, где сжигаемый тритий образуется только в результате реакций внутри плазмы и при отсутствии его воспроизводства в бланкете.

Таблица VII.13

Соотношение между энергией, связанной с термоядерным источником нейтронов, и энергией на коммерческие цели

Q	$W_{ddt}/W_f^{\text{КОМ}}, \%$		
	$\eta_{\text{тр}} = 0.25$	$\eta_{\text{тр}} = 0.5$	$\eta_{\text{тр}} = 1.0$
1.0	11	25	61
4.15	2.5	5	10

Из таблицы видно, что структура вырабатываемой энергии чувствительна к величине *Q* и при *Q* = 1 она существенно хуже, чем для *Q* = 4.15. Оценки показывают, что использование частично катализированного (*dd*)-синтеза с *Q* = 4.15 (что соответствует самообеспечению энергией процесса синтеза) позволит примерно в 3 раза снизить долю энергии, связанную с термоядерным источником нейтронов по сравнению с (*dt*)-синтезом. Если же на трансмутацию

потребуется $\eta_{тр} = 1.0$ нейтр./дел., то доля термоядерной энергии в системе составит 10 %. Иными словами, даже в этом случае ядерная энергосистема будет базироваться в основном на реакции деления.

Возможность повышения скорости трансмутации долгоживущих продуктов деления при использовании (*ddt*)-синтеза. Важным ограничением на плотность потока термоядерных нейтронов является ограничение, связанное с работоспособностью первой стенки под действием термоядерных нейтронов.

Для первого термоядерного реактора ITER (согласно проекту 1998 г.) в качестве допустимой была определена нейтронная нагрузка на первую стенку в 1.0 МВт/м^2 , что соответствует току термоядерных нейтронов $4.4 \cdot 10^{13}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) с энергией $E_n = 14.1 \text{ МэВ}$ (заметим, что в проекте 2001 года, принятом к строительству, максимальная нейтронная нагрузка снижена до 0.78 МВт/м^2).

Если использовать (*ddt*)-синтез, то в термоядерном источнике нейтронов наряду с жесткой компонентой с $E_n = 14.1 \text{ МэВ}$ будут присутствовать нейтроны с $E_n = 2.45 \text{ МэВ}$, способность которых вызывать повреждения в структуре материала первой стенки заметно ниже, чем для жесткой компоненты. Это означает, что при реализации (*ddt*)-синтеза появится возможность иметь в бланкете более высокую плотность потока нейтронов для трансмутации, чем для (*dt*)-синтеза при одинаковой повреждающей дозе в материале первой стенки. Это, в свою очередь, позволит сделать трансмутацию более быстрой.

Таким образом, разработка (*ddt*)-синтеза для нужд трансмутации позволит уменьшить долю термоядерных мощностей в ядерной системе, а также повысить скорость трансмутации долгоживущих радионуклидов – продуктов деления.

Ядерная энерготехнология, базирующаяся на реакции деления тяжелых ядер (актиноидов), практически не потребляет кислорода и не производит газообразных соединений углерода, азота, серы, порождающих парниковый эффект. В этом смысле ее можно считать экологически чистой. Однако она порождает долгоживущие радиоактивные нуклиды, требующие надежной изоляции от окружающей среды в течение сотен тысяч и миллионов лет.

Как показывают исследования, ядерно-физический потенциал этой энерготехнологии весьма высок, и вполне обосновано ставить вопрос о разработке такой структуры топливного цикла ядерной энергетической системы, которая позволит с помощью нейтронной трансмутации обезвреживать наиболее опасные долгоживущие РАО.

Подводя итог рассмотрению путей обезвреживания долгоживущих РАО, можно сделать вывод о том, что нет принципиальных запретов на пути избавления ядерной энерготехнологии в будущем от могильников долгоживущих высокоактивных РАО.

Для достижения этой цели потребуется добиться определенного прогресса в электроядерной и термоядерной технологиях. При этом может быть обеспечена необходимая генерация дополнительных нейтронов, а разработка высокопоточных бланкетных систем позволит осуществлять трансмутацию достаточно быстро и эффективно. Необходимым компонентом в этом процессе, конечно, должна быть радиационно-химическая технология переработки трансмутируемых материалов.

Разработка элементов такой технологии с последующим использованием пилотных установок для демонстрации эффективной трансмутации долгоживущих радионуклидов продуктов деления позволила бы в практическом плане обосновать тезис о том, что широкое использование нынешним поколением людей ядерной энергетики, основанной на процессе деления тяжелых нуклидов, может не создавать проблем с радиоактивными отходами для последующих поколений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ VII

VII.1. Белая книга ядерной энергетики / Под ред. Е.О. Адамова. М.: ГУП НИКИЭТ, 1998.

VII.2. Адамов Е.О., Ганев И.Х., Лопаткин А.В., Муратов В.Г., Орлов В.В. Трансмутационный топливный цикл в крупномасштабной ядерной энергетике России. М.: ГУП НИКИЭТ, 1999.

VII.3. Адамов Е.О., Ганев И.Х., Лопаткин А.В. и др. Степень приближения к радиоактивной эквивалентности высокоактивных

отходов и природного урана в топливном цикле ядерной энергетики России // Атомная энергия. 1996. Т. 81. Вып. 6. С. 403–415.

VII.4. Адамов Е.О., Ганев И.Х. Экологически безупречная ядерная энергетика. М.: НИКИЭТ им.Н.А. Доллежала, 2007.

VII.5. CURE: “Clean Use of Reactor Energy”, WHP-EP-0268, Westinghouse Hanford Company, USA, May 1990.

VII.6. Adamov E.O., Ganev and I. Kh., Orlov V.V. Attainment of Radiation Equivalency in Nuclear Power Radioactive Product Management. – Nuclear Technology. Vol. 104. November 1993. Pp. 233–240.

VII.7. Salvatores M., Slessarev I. and Tchistiakov A. The Transmutation of Long-Lived Fission Products by Neutron Irradiation. – Nuclear Science & Engineering. 1998. Vol. 130. P. 309–319.

VII.8. Kobayashi K., Kawashima K., Ohasi M. et al. Applicability Evaluation to a MOX Fueled Fast Breeder Reactor for a SCNES. – Progress in Nuclear Energy. No. 34. Vol. 32. 1998. P. 681–688.

VII.9. Шмелев А., Апсэ В., Куликов Г. Физические основы обезвреживания долгоживущих радиоактивных отходов (трансмутация нейтронами): Учебное пособие. М.: МИФИ, 2002.

VII.10. Fujii-e Y., et al. An Approach to a Self-Consistent Nuclear Energy System. - Transactions of American Nuclear Society, Winter Meeting. 1992. Vol. 66. Chicago. P. 342.

VII.11. Fujii-e Y., et al. An Evaluation Function for a Self-Consistent Nuclear Energy System. – Transactions of American Nuclear Society, Winter Meeting. Vol. 69. 1993, San Francisco. P. 353.

VII.12. Parish T.A., Dawidson J.W. Reduction in the toxicity of fission product wastes through transmutation with deuterium-tritium fusion neutrons. - Nuclear Technology. 1980. Vol. 47, February. P. 324–342.

VII.13. Shmelev A., Artisyuk V., Suzuki M. et al. Multicomponent nuclear energy system: how to meet requirement of self-consistency. – Proceedings of the GENES-2 “Global Environment & Nuclear Energy Systems”, October 29 - November 1, 1996, Tsuruga, Japan. P. 659–663.

VII.14. Saito M., Shmelev A., Artisyuk V. et al. Contribution of external neutron sources in excess neutron generation for SNES. – Proceedings of the GENES-2 “Global Environment & Nuclear Energy Systems”, October 29 - November 1, 1996, Tsuruga, Japan. P. 697–705.

VII.15. Artisyuk V., Shmelev A., Suzuki M. et al. Potential of neutron excess generation by DD-fusion in SNES. – Proceedings of the

GENES-2 “Global Environment & Nuclear Energy Systems”, October 29 - November 1, 1996, Tsuruga, Japan. Pp. 721–728.

VII.16. Синев Н.М. Экономика ядерной энергетики. М.: Энергоатомиздат, 1987.

VII.17. Arie K., Suzuki M., Kawashima M. et al. Long-lived FPs burning based on the actinide recycled metal fuel core. – Proceedings of the GENES-2 “Global Environment & Nuclear Energy Systems”, October 29 - November 1, 1996, Tsuruga, Japan. P. 665–672.

VII.18. Шмелев А., Апсэ В., Куликов Г. Физические основы обезвреживания долгоживущих радиоактивных отходов. Потенциал инновационных технологий: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008.

VII.19. Saito M., Apse V., Artisyuk V., Shmelev A. Transmutation of Elemental Cesium. – Proceedings of the International Conference on Future Nuclear Systems – “GLOBAL’99”, August 30 - September 2, 1999, Snow King resort, Wyoming, USA.

VII.20. Saito M., Apse V., Shmelev A. et al. Transmutation of Elemental Cesium by a Fusion Neutron Source. – Neutron Technology. 2001. Vol. 133. № 2. P. 229–242.

VII.21. Апсэ В.А., Синцов А.Е., Шмелев А.Н. и др. Радиоактивные отходы: пути обезвреживания // Инженерная физика. 2001. № 3. С. 32–41.

VII.22. Saito M., Stankovskii A., Artisyuk V. et al. Radiological Hazard of Spallation Products in Accelerator-Driven System. – Nuclear Science & Engineering. 2002. Vol. 142. № 1. P. 22–36.

VII.23. Васильков Р.Г., Гольдманский В.И., Орлов В.В. Об электрическом бридинге // Успехи физических наук. 1983. Т. 139. Вып. 3. С. 435–464.

VII.24. Физические величины: Справочник/ Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991.

VII.25. Апсэ В.А. и Шмелев А.Н. Основы безопасного обращения с радиоактивными отходами: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2006.

Приложение. О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И СИНТЕЗА ЛЕГКИХ ЯДЕР

П.1. Физические особенности цепной реакции деления тяжелых ядер

Под действием нейтронов ядра урана (а также ядра других тяжелых элементов) претерпевают деление на два осколка ($FP1+FP2$) и при этом выделяется энергия в соответствии с формулой А. Эйнштейна:

$$\begin{aligned} E &= \Delta M \cdot c^2 = M_U \cdot c^2 - (M_{FP1} \cdot c^2 + M_{FP2} \cdot c^2 + 2.5 \cdot m_n \cdot c^2) \approx \\ &\approx 200 \text{ МэВ} \approx \frac{1}{4} \cdot m_n \cdot c^2 \quad (m_n - \text{масса нейтрона}). \end{aligned}$$

Это, в свою очередь, означает, что при делении всего 960 г ^{235}U ($2.4 \cdot 10^{24}$ ядер ^{235}U) выделится ≈ 20 кт ТНТ (тринитротолуол, тротил). Это и произошло, когда первая атомная бомба была сброшена на г. Хиросима, Япония, 6 августа 1945 года.

Здесь весьма уместно было бы напомнить о том, почему для тяжелых ядер с выделением энергии происходит реакция деления, а для легких ядер – реакция синтеза. Дело в том, что в обоих случаях происходит превращение массы в энергию (по А. Эйнштейну).

Важным параметром в этих реакциях является разница массы в расчете на один нуклон у исходных ядер и у продуктов реакции. На рис. П.1 приведен график массы в расчете на один нуклон в различных ядрах.

Можно видеть, что при реакции деления тяжелого ядра у продуктов этой реакции (середина таблицы Д.И. Менделеева) ядра характеризуются меньшей массой на один нуклон по сравнению с ураном. Поэтому при делении тяжелых ядер общая масса продуктов деления уменьшается по сравнению с исходным ядром. Что и сопровождается выделением энергии.

А для легких ядер (${}^2\text{D} + {}^3\text{T}$) масса продукта в расчете на один нуклон оказывается меньше при реакции синтеза (т.е. у ядра продукта реакции – ${}^4\text{He}$). В этом случае именно синтез сопровождается выделением энергии.

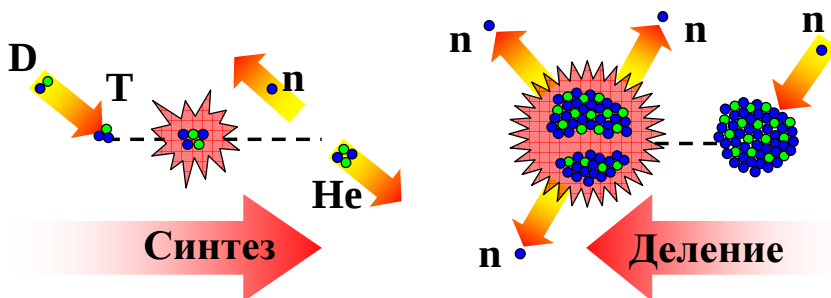
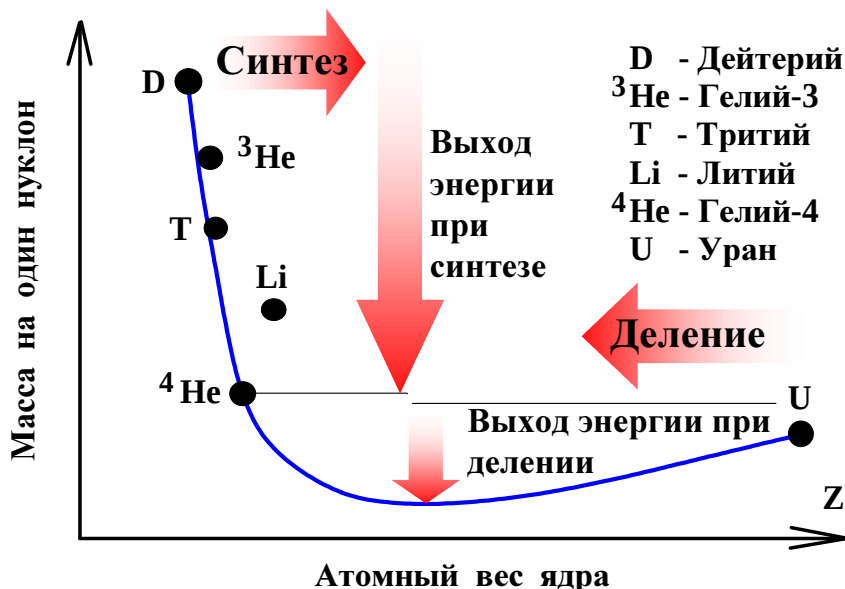


Рис. П.1.1. Зависимость массы в расчете на один нуклон от атомного веса ядра

Возвращаясь к вопросу об инициировании деления ядер урана-235 под действием нейтронов, нужно иметь в виду следующее. Для того чтобы около килограмма ядер урана-235 разделилось, требуется огромное количество нейтронов, которое может обеспечить, только сама реакция деления, которая должна носить цепной характер, да и еще быть самоподдерживающей. Действительно, первые нейтроны можно инициировать, используя внешний нейтронный источник (что именно так и осуществляется), а далее нейтроны должны появляться при делении ядер урана, чтобы продолжалась цепная реакция.

Одним из важнейших вопросов, который решали физики в конце 30-х годов прошлого столетия был вопрос о нейтронах: появляются ли они в процессе деления, т.е. может ли процесс деления ядер носить цепной характер и если да, то почему.

Почему же нейтроны должны высвобождаться при делении тяжелых ядер?

Ответ на этот вопрос весьма прост. При делении урана на два осколка нейтроны высвобождаются, потому что получающиеся ядра двух осколков FP1 и FP2 оказываются сильно “перегруженными” нейтронами. Это иллюстрируется табл. П.1, где приведено соотношение между нейтронами и протонами (N/P) в некоторых стабильных ядрах середины таблицы Д.И. Менделеева, а также у легкого ядра (в качестве примера указан кислород).

Таблица П.1

Соотношение между нейтронами и протонами в ядрах

Нуклид	$^{16}_8\text{O}$ (стабильн.)	...	$^{88}_{38}\text{Sr}$ (стабильн.)	...	$^{139}_{57}\text{La}$ (стабильн.)	...	$^{235}_{92}\text{U}$
N/P (нейтроны / протоны)	1.0	...	1.31	...	1.43	...	<u>1.55</u>

Видно, что для легкого ядра ^{16}O это соотношение равно единице. Для стабильных ядер середины таблицы Д.И. Менделеева вели-

чина $N / P = 1.3 - 1.4$, а в ядре ^{235}U соотношение между нейтронами и протонами N / P достигает величины 1.55. Иными словами, когда ядро урана-235 делится и получаются два осколка с атомным весом середины таблицы Д.И. Менделеева, то они по своему составу нуклонов оказываются действительно “перегруженными” нейтронами по сравнению со стабильными ядрами. В результате они “освобождаются” от этих нейтронов путем их испускания в процессе реакции деления. Так появляются мгновенные нейтроны деления – v_f (prompt fission neutrons).

Помимо этих мгновенных нейтронов появляется еще некоторое очень небольшое количество так называемых запаздывающих нейтронов (delayed neutrons), которые испускаются высоковозбужденными продуктами деления в процессе цепочки их радиоактивного распада (спустя доли секунды, секунды и даже десятков секунд после реакции деления). Хотя их доля и очень мала (менее одного процента), однако именно их появление в цепном процессе и позволяет сделать его реально управляемым.

Принято обозначать v_f – среднее число нейтронов, появляющихся при делении ядра ^{235}U . Тогда среднее число всех нейтронов, появляющихся при делении ^{235}U (деление тепловыми нейтронами) записывается следующим образом:

$$v_f(\text{total}) = v_f(\text{prompt}) + v_f(\text{delayed}) = 2.406 = 2.390 + v_f(\text{total}) \cdot \beta_{del},$$

где $\beta_{del} = 0.0065$ – доля запаздывающих нейтронов.

Нужно заметить, что приведенная величина числа нейтронов деления является усредненной по большому числу делений. Что же касается выхода нейтронов в каждом конкретном делении, то он может сильно отличаться от средней величины. В табл. П.2 приведены экспериментальные данные вероятности выхода нейтронов при делении ^{235}U и ^{239}Pu .

Таблица П.2

Вероятность появления нейтронов при делении тяжелых ядер ^{235}U и ^{239}Pu
под действием тепловых нейтронов

Вероятность	$^{235}\text{U} (n,f)$	$^{239}\text{Pu} (n,f)$
P (0)	0.033	0.011
P (1)	0.174	0.101
P (2)	0.335	0.275
P (3)	0.303	0.324
P (4)	0.123	0.199
P (5)	0.028	0.083
P (6)	0.003	0.008
ν_f	2.406	2.879

Можно видеть, что разброс в выходе нейтронов деления является достаточно большим (от деления, когда не появляется ни одного нейтрона, до появления шести нейтронов при одном делении). Видно также, что для более тяжелых ядер среднее число появляющихся нейтронов оказывается большим.

П.2. Реакции взаимодействия нейтронов с ядрами. Сечения реакции деления тяжелых ядер и реакций синтеза легких ядер

Реакции взаимодействия нейтронов с ядрами:

1. Рассеяние нейтронов ядрами /замедление нейтронов/;
 - Внешнее (упругое, потенциальное);
 - Внутреннее (упругое, неупругое) /через образование compound-ядра/;
2. Радиационный захват нейтронов ядрами – (n,γ) ;
3. Деление ядер нейтронами – (n,f) ;
4. Пороговые реакции – $(n,2n)$, $(n,3n)$, ... ;
5. Реакции с вылетом заряженных частиц – (n,α) , (n,p) , ...

Оценка скорости реакции взаимодействия нейтронов с ядрами. Скорость реакции взаимодействия нейтронов с ядрами оценивается по хорошо известной общей формуле [П.1–П.3]:

$$F = \langle \sigma \cdot V_{\text{отн}} \rangle \cdot n_{\text{яд}} \cdot n_{\text{н}} \quad (\text{П.1})$$

где $V_{\text{отн}}$ – относительная скорость движения нейтронов и ядер среды;

σ – микроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами среды, зависящее от $V_{\text{отн}}$;

$\langle \sigma \cdot V_{\text{отн}} \rangle$ – произведение эффективного сечения реакции сталкивающихся частиц на относительную скорость, усредненное по распределению их скоростей; $n_{\text{яд}}$ и $n_{\text{н}}$ – концентрации ядер (в плазме или в бланкете) и нейтронов.

При оценке скорости реакций взаимодействия нейтронов с материалами бланкета эта формула претерпевает видоизменение, учитывающее характерные условия, при которых протекают нейтронно-физические процессы в бланкете. Для пояснения этой особенности запишем общую формулу (П.1) в развернутом виде

$$\begin{aligned} F &= \langle \sigma \cdot V_{\text{отн}} \rangle \cdot n_{\text{яд}} \cdot n_{\text{н}} = \\ &= \left\langle \sigma \cdot \frac{V_{\text{отн}}}{V_{\text{н}}} \cdot n_{\text{яд}} \cdot \chi_{\text{яд}}(V_{\text{яд}}) \cdot n_{\text{н}} \cdot \chi_{\text{н}}(V_{\text{н}}) \cdot V_{\text{н}} \right\rangle = \\ &= \left\langle \left[\sigma \cdot \frac{V_{\text{отн}}}{V_{\text{н}}} \cdot \chi_{\text{яд}}(V_{\text{яд}}) \cdot n_{\text{яд}} \right] \cdot \left[n_{\text{н}} \cdot \chi_{\text{н}}(V_{\text{н}}) \cdot V_{\text{н}} \right] \right\rangle = \\ &= \langle \Sigma_{\text{яд}} \cdot \Phi_{\text{н}}(V_{\text{н}}) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь обозначено: $V_{\text{яд}}, V_{\text{н}}$ – скорости ядер (атомов) и нейтронов; $\chi_{\text{яд}}(V_{\text{яд}}), \chi_{\text{н}}(V_{\text{н}})$ – распределения атомов (ядер) среды и нейтронов по скорости движения, нормированные на единицу.

Выражения в квадратных скобках имеют следующий физический смысл:

$$\Sigma_{\text{яд}} \equiv \left[\sigma \cdot \frac{V_{\text{отн}}}{V_{\text{н}}} \cdot \chi_{\text{яд}}(V_{\text{яд}}) \cdot n_{\text{яд}} \right]$$

является макроскопическим сечением взаимодействия нейтронов при скорости V_n с материалом, ядра которого находятся в состоянии теплового движения со скоростью $V_{\text{яд}}$, а реакция имеет место при относительной скорости $V_{\text{отн}}$.

Выражение

$$\Phi_n(V_n) \equiv [n_n \cdot \chi_n(V_n) \cdot V_n] -$$

это глобальный поток нейтронов при скорости V_n .

Как уже отмечалось, видоизменение формулы для оценки скорости реакций нейтронов с ядрами бланкета связана с условиями взаимодействия. Дело в том, что атомы материалов, составляющих бланкет (или активную зону реактора), находятся в состоянии теплового движения (это – доли эВ энергии), а нейтроны (от десятка МэВ до эВ энергии) – в состоянии замедления и диффузии в среде. Поэтому при анализе переноса замедляющихся нейтронов можно не учитывать тепловое движение ядер среды (за исключением влияния эффекта Доплера, приводящего к изменению критичности реактора при изменении температуры материалов активной зоны).

Учитывать движение ядер среды необходимо для нейтронов, уже потерявших свою энергию в процессе замедления, для того, чтобы правильно оценивать их взаимодействие с материалами активной зоны в области эпитепловых и тепловых энергий (область термализации и диффузии тепловых нейтронов).

Иными словами, при оценке скорости реакций с нейтронами в бланкете для быстрых и замедляющихся нейтронов пользуются формулой

$$F \equiv \langle \Sigma_{\text{яд}}(V_n) \cdot \Phi_n(V_n) \rangle,$$

а для нейтронов эпитепловых и тепловых энергий следует пользоваться общей формулой (П.1).

Об энергетической зависимости сечений деления и синтеза.

На рис. П.2 Приведены сечения реакции деления ^{235}U нейтронами и основных реакций синтеза легких ядер в зависимости от энергии относительного движения.

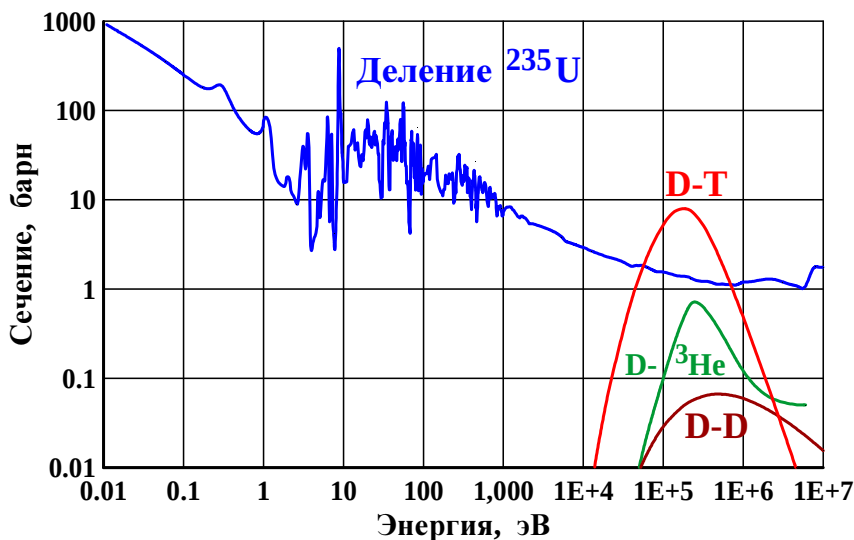


Рис. П.2. Сечения реакции деления ^{235}U нейтронами и основных реакций синтеза легких ядер в зависимости от энергии относительного движения

Можно видеть, что деление урана может происходить как быстрыми, так и медленными нейтронами (причем последними с существенно большей вероятностью).

Если учесть, что в реакции деления появляются нейтроны со средней энергией около 2 МэВ (быстрые нейтроны), а далее, сталкиваясь с ядрами материалов, составляющих активную зону реактора, они теряют свою энергию (претерпевают замедление), то реакция деления может происходить, даже если уран имеет нормальную температуру. Ведь при столкновении нейтрона с ядром кулоновского отталкивания не происходит и до ядра доберется не толь-

ко нейтрон, имеющий энергию, сопоставимую с энергией теплового движения, но и так называемый холодный нейтрон.

Что же касается реакции синтеза, то сечения имеют достаточно большую величину, если относительная энергия исходных ядер находится в кэВ-ном диапазоне. Для того чтобы эта относительная энергия была такой большой, материал должен иметь температуру на уровне сотен миллионов градусов.

Другие особенности энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с ядрами в реакциях с тяжелыми ядрами будут описываться по мере рассмотрения материала. Систематическое рассмотрение закономерностей сечений взаимодействия нейтронов с веществом рассмотрено, например, в пособии [П.2].

О Q -парамetre гибридного термоядерного реактора “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”. Эффективность генерации энергии в реакции синтеза в термоядерной установке принято характеризовать параметром Q , который равен отношению количества получаемой энергии синтеза P_{FUSION} к затратам энергии на нагревание плазмы $P_{EXTERNAL}$:

$$Q = P_{FUSION} / P_{EXTERNAL} .$$

Сразу же нужно заметить, что из самого определения параметра Q еще не следует, что при $Q > 1$ установку можно рассматривать как энергетический источник. Дело в том, что исходно для нагревания плазмы используется электрическая энергия. В то же время энергия, получаемая в результате реакции синтеза, может выделяться в виде тепла или электромагнитного излучения (так в реакции ($^2D + ^3T$) около 80 % энергии синтеза уносят нейтроны в виде кинетической энергии, которая вblankете идет на его нагревание). Превращение этой энергии в электрическую происходит с коэффициентом полезного действия, который меньше единицы (для современных АЭС он составляет 0.33–0.45). Кроме того, устройство для нагрева плазмы, например, инжектор быстрых атомов тоже имеет энергетический КПД меньше единицы. Поэтому для того, чтобы установку можно было рассматривать как энергопроизводящую, нужно, чтобы параметр $Q > 2.5$ –3.

Если же рассматривается гибридная установка “СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ”, то параметр Q определяется как отношение

$$Q = (P_{FUSION} + P_{FISSION}) / P_{EXTERNAL} ,$$

где $P_{FISSION}$ – тепловая энергия, связанная с реакцией деления тяжелых нуклидов в blankets.

Понятно, что общий положительный энергетический баланс в этом случае может быть достигнут при более скромных параметрах плазмы и без режима её зажигания.

Выводы

1. При оценках скорости реакций, протекающих в термоядерной плазме и реакций в активной зоне ядерного реактора деления, существуют различия, обусловленные условиями протекающих процессов в этих установках.

2. В плазме энергии частиц, вступающих в реакции, находятся, как правило, в кэВ-ном диапазоне. В ядерном реакторе атомы (и ядра) материалов находятся в тепловом движении (т.е. их энергия – сотые-десятые доли эВ), а нейтроны деления имеют энергию ~10 МэВ, а затем эти нейтроны замедляются. То есть для реактора хорошим приближением часто является предположение о “неподвижных” ядрах, участвующих в реакциях с нейтронами.

3. Указанное в п. 2 отличие существенным образом сказывается на методическом описании протекающих процессов в ядерных реакторах от процессов в термоядерных установках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ПРИЛОЖЕНИЮ

П.1. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.

П.2 Гуревич И.И., Протасов В.П. Нейтронная физика: Учебное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1997.

П.3. Гуревич М.И., Шкаровский Д.А. Расчет переноса нейтронов методом Монте-Карло по программе MCSU: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012.