

# Гибридные системы для дожигания трансурановых отходов атомных энергетических установок: состояние исследований и перспективы

Д.В. Юров, В.В. Приходько

*Обсуждаются особенности подкритичных гибридных систем (ГС) в рамках задачи дожигания трансурановых отходов U–Pu-ядерного топливного цикла. Рассмотрены преимущества ГС перед традиционными атомными реакторами, проведено сравнение схем замыкания ядерного топливного цикла с помощью ГС и реакторов на быстрых нейтронах. Подробно обсуждаются достоинства и недостатки двух типов ГС с существенно различными источниками нейтронов (ИН). К первому типу относятся ГС с источником нейтронов на основе ядерного расщепления; ко второму — гибриды с термоядерным ИН на основе установок для магнитного удержания плазмы. Проведён сравнительный анализ достоинств и недостатков ГС и сделана оценка их востребованности для задачи замыкания U–Pu-ядерного топливного цикла.*

PACS numbers: 28.41.–i, 28.65.+a, 29.25.Dz, 52.55.Fa, 52.55.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411f.1237

## Содержание

1. Введение (1237).
  2. Влияние младших актинидов на нейтронную кинетику реактора (1238).
  3. Сценарии замыкания U–Pu-ядерного топливного цикла (1239).
  4. Гибридные системы с источником нейтронов на основе ядерного расщепления (1241).
  5. Подкритичные гибридные системы с термоядерным источником нейтронов (1243).  
5.1. Гибридные системы с источником нейтронов на основе токамака. 5.2. Системы с термоядерным источником нейтронов на основе открытой ловушки.
  6. Конкуреноспособность гибридных систем (1246).
  7. Заключение (1247).
- Список литературы (1248).

## 1. Введение

На сегодняшний день атомная энергетика, хотя она и вносит весомый вклад в мировое производство электроэнергии, обладает рядом существенных недостатков. В первую очередь, это низкая эффективность использования топливного сырья. В современных тепловых атомных электро-

станциях только 5 % обогащённого урана в том или ином виде подвергается делению, а в пересчёте на природный уран — около 1 %. При современных объёмах потребления урана его запасов в разведанных месторождениях хватит примерно на 50 лет<sup>1</sup> [1]. Во-вторых, отходы, предназначенные для долговременного захоронения, обладают большим периодом высокой радиотоксичности. При этом наибольший вклад в активность на временном промежутке 10<sup>3</sup>–10<sup>5</sup> лет вносят долгоживущие трансурановые элементы, накапливающиеся в результате облучения топлива. К ним относятся плутоний и младшие актиниды (МА), среди последних основными являются нептуний, америций и кюрий. Период высокой радиотоксичности около 10<sup>5</sup> лет вызывает трудности, связанные с надёжностью изоляции отходов от окружающей среды на столь долгий период.

Перечисленные недостатки можно устранить с помощью замыкания ядерного топливного цикла (ЯТЦ) и активного использования бродерных реакторов, т.е. вовлечения в ЯТЦ ныне практически неиспользуемых трансурановых элементов. При этом плутоний может эффективно нарабатываться в бродерных реакторах на быстрых нейтронах (РБН) и в дальнейшем использоваться в качестве топлива.

В то же время обогащение топлива младшими актинидами приводит к снижению эффективной доли запаздывающих нейтронов и нежелательным эффектам реактивности. Поэтому дожигание МА с помощью традиционных реакторов может вызвать затруднения.

Для решения описанной проблемы возможно также, наряду с использованием реакторов четвёртого поколения, в той или иной степени предлагающих её решение, применение так называемых гибридных систем (ГС). Ядерная сборка ГС, в отличие от традиционных атомных установок, является подкритичной. Для поддержания цепной реакции в ГС вводится внешний источник нейтро-

Д.В. Юров, В.В. Приходько. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация;  
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, ул. Большая Тульская 52, 115191 Москва, Российская Федерация;  
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация  
E-mail: D.V.Yurov@inp.nsk.su; V.V.Prikhodko@inp.nsk.su

Статья поступила 18 декабря 2013 г.,  
после доработки 12 августа 2014 г.

<sup>1</sup> Речь идёт о ресурсах со стоимостью добычи менее 80 \$ на 1 кг U<sub>3</sub>O<sub>8</sub>. Если ориентироваться на стоимость менее 130 \$ на 1 кг, то оценка времени истощения запасов увеличивается до 83 лет.

нов (ИН) той или иной конструкции. В настоящее время наибольший интерес проявляется к проектам ГС с источниками нейтронов на основе ядерного расщепления тяжёлых атомов высокоэнергичным протонным пучком. В то же время в последнее десятилетие всё большую популярность приобретают проекты ГС с термоядерным ИН, в идеале способным обеспечить существенно более высокую мощность производства нейтронов и большую эффективность генерации в расчёте на 1 Вт затраченной мощности электросети.

В принципе ГС могут использоваться для решения следующих задач современной ядерной энергетики:

- дожигание долгоживущих трансурановых элементов отработавшего ядерного топлива;
- трансмутация радиоактивных продуктов деления;
- наработка топливных изотопов для U–Pu- и U–Th-ЯТЦ.

Разумеется, с этими задачами может сочетаться также получение электроэнергии.

В данной статье рассматриваются проекты ГС, ориентированных на замыкание U–Pu-ЯТЦ, т.е. на решение первой из перечисленных выше задач. В разделе 2 рассмотрено влияние младших актинидов на поведение активной зоны реактора, которое и является причиной интереса к ГС для дожигания трансурановых отходов ЯТЦ. Раздел 3 содержит характеристику сценариев замыкания U–Pu-ЯТЦ с использованием ГС. Рассмотрению особенностей современных ГС с электроядерными ИН посвящён раздел 4, а с термоядерными ИН — раздел 5. В разделе 6 рассмотрены вопросы конкурентоспособности ГС. В заключении (раздел 7) сделаны общие выводы о современном состоянии исследований и перспективах ГС для дожигания трансурановых элементов.

## 2. Влияние младших актинидов на нейтронную кинетику реактора

Использование топлива с большой концентрацией младших актинидов в традиционных реакторах вызывает трудности, связанные с деградацией параметров активной зоны, влияющих на безопасность и управляемость реактора. Мы ограничимся качественным рассмотрением эффектов, к которым приводит добавка МА в ядерное топливо. Основными негативными эффектами являются [2, 3]:

- снижение эффективной доли запаздывающих нейтронов;
- положительная добавка реактивности при ужесточении нейтронного спектра;
- ослабление доплеровской обратной связи при изменении температуры топлива.

Период реактора  $\tau = P/(dP/dt)$  (где  $P$  — тепловая мощность) при нормальном функционировании определяется долей запаздывающих нейтронов и вкладом, вносимым ими в последующие деления. Вообще говоря, эмиссионные энергетические спектры мгновенных и запаздывающих нейтронов различны (максимум эмиссии запаздывающих нейтронов приходится на значение энергии  $E_{\text{delayed}} \approx 0,5$  МэВ, в то время как максимум эмиссии для мгновенных нейтронов — на значение энергии  $E_{\text{prompt}} \approx 1,5–2$  МэВ). Поэтому вероятность утечки за пределы активной зоны и сечения взаимодействия запаздывающих нейтронов с веществом также будут отличаться от аналогичных параметров для мгновенных нейтронов. Это различие отражается на эффективной доле запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{eff}}$ , учитывающей ценность запаздывающих нейтронов относительно мгновенных.

Ряд младших актинидов (например,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$ ) обладает малым сечением деления в области энергий

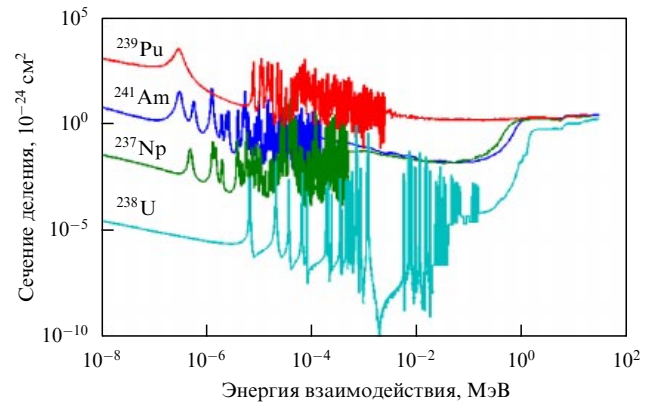


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Сечения деления  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{237}\text{Np}$  в зависимости от энергии взаимодействия с нейтроном. Для сравнения приведены сечения деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . (По данным из [4].)

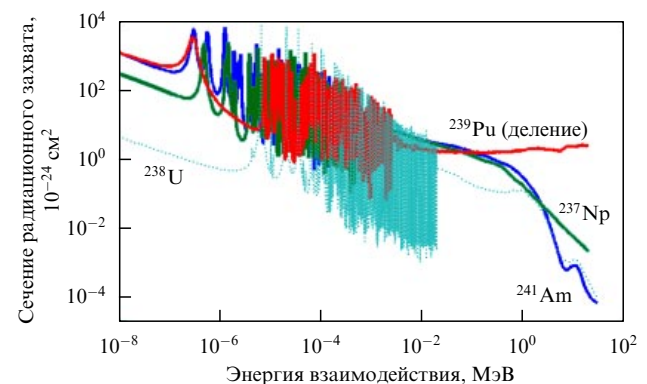


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Сечения радиационного захвата нейтрона для  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{237}\text{Np}$  в зависимости от энергии взаимодействия. Для сравнения приведены сечение захвата для  $^{238}\text{U}$  и сечение деления для  $^{239}\text{Pu}$ . (По данным из [4].)

взаимодействия менее 0,1 МэВ и относительно большим сечением радиационного захвата нейтрона (рис. 1, 2). Это приводит к эффективному поглощению запаздывающих нейтронов в реакциях с МА и меньшему вкладу запаздывающих нейтронов в реакции деления, т.е. к снижению  $\beta_{\text{eff}}$ . При этом значение сечения деления в высокоэнергетической области остаётся высоким и вклад мгновенных нейтронов в реакции деления не снижается.

Формой сечения деления основных МА определяется также положительная добавка реактивности  $\Delta\rho$  при ужесточении энергетического спектра нейтронов, сопутствующего понижению плотности теплоносителя<sup>2</sup> с выраженными замедляющими свойствами (например, натрия<sup>3</sup>). Как можно увидеть из рис. 1, в области энергий нейтронов  $10^{-1}–10^0$  МэВ происходит резкое возрастание сечения деления МА. В результате снижения плотности теплоносителя спектр нейтронов смещается в область больших энергий, что приводит к повышению интенсивности реакций деления и вносит положительный вклад в реактивность,  $\Delta\rho > 0$ .

Наконец, ослабление доплеровской обратной связи при изменении температуры топлива объясняется большим сечением радиационного захвата ряда МА в диапа-

<sup>2</sup> В принципе как понижение плотности можно интерпретировать кипение теплоносителя или его потерю из активной зоны.

<sup>3</sup> Хотя натрий используется в реакторах на быстрых нейтронах, его замедляющих свойств достаточно для проявления обсуждаемого эффекта.

**Таблица 1.** Влияние состава топлива реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем и оксидным топливом на параметры реакторной сборки\* [5]

Состав топлива	$\beta_{\text{eff}}/\beta$ ( $10^{-3}\%/10^{-3}\%$ )	$T_{\text{fuel}}(\partial\rho/\partial T_{\text{fuel}})$ , $10^{-3}\%$	$\Delta k/\Delta T_{\text{Na}}$ , $10^{-3}\% \text{ K}^{-1}$
( $U_{0,8}, Pu_{0,2}$ ) $O_2$	342/399	-810	+1,07
( $U_{0,5}, Pu_{0,2}, Am_{0,3}$ ) $O_2$	204/307	-20	+1,79
( $Pu_{0,2}, Zr_{0,8}$ ) $O_2$	206/221	-420	+0,72
( $Pu_{0,2}, Am_{0,3}, Zr_{0,5}$ ) $O_2$	143/213	-20	+2,02

\* В расчёте использовалась модель бесконечной регулярной решётки твэлов с гексагональной структурной ячейкой.  $\Delta T_{\text{Na}} = 900 \text{ K} - 700 \text{ K}$ .

зоне энергий взаимодействия 10–100 кэВ по сравнению с сечением захвата нейтрона на  $^{238}\text{U}$ . Возрастание температуры приводит к уширению резонансов сечений взаимодействия нейтронов с материалами активной зоны вследствие эффекта Доплера (особенное значение эффект Доплера имеет для низкоэнергетических резонансов). Наиболее быстро этот эффект проявляется при изменении температуры топлива. В традиционных реакторах условие  $\partial\rho/\partial T_{\text{fuel}} < 0$  обеспечивается благодаря низкоэнергетическим резонансам сечения захвата на  $^{238}\text{U}$ . Эффективное поглощение нейтронов младшими актинидами в области энергий 10–100 кэВ приводит к тому, что меньшая доля замедляющихся нейтронов достигает низких энергий и, таким образом, эффект реактивности ослабляется.

Пример влияния добавки МА в топливо на параметры РБН с жидкометаллическим теплоносителем и оксидным топливом приведён в табл. 1.

Все вышеперечисленные эффекты негативным образом отражаются на кинетике реакторов с повышенным содержанием МА в топливе. Тем не менее их влияние можно уменьшить следующими способами:

- обогащением топлива  $^{235}\text{U}$  для повышения значения  $\beta_{\text{eff}}$ ;
- использованием теплоносителей с малым макроскопическим сечением взаимодействия с нейтронами (свинец<sup>4</sup>, газовые теплоносители He,  $\text{CO}_2$ );
- оптимизацией реакторной сборки с целью усиления эффектов реактивности, обусловленных утечкой нейтронов из активной зоны реактора;
- размещением МА в иррадиационных мишенях отдельно от основного топлива.

В целом, с точки зрения нейтронной кинетики задача дожига МА решается с помощью традиционных реакторов, и к настоящему моменту разработано множество проектов критических дожигателей. Предполагаемая скорость дожига младших актинидов сильно разнится от проекта к проекту: начиная от  $\approx 3 \text{ кг}$  на 1 ТВт тепловой (т) мощности в 1 час ( $\text{кг} (\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$ ) [6] и до  $\approx 10 \text{ кг}$  ( $\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$  согласно специфичной концепции [7]. Для сравнения, производство младших актинидов стандартным тепловым реактором с водой под давлением при глубине выгорания топлива 60 ГВт сут  $\text{г}^{-1}$  составляет от  $\approx 1,2 \text{ кг}$  ( $\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$  (при использовании  $\text{UO}_2$ -топлива) до  $4,1 \text{ кг}$  ( $\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$  (при использовании топлива из смешанных оксидов (Mixed Oxides, MOX)) [8].

В рамках задачи замыкания ЯТЦ гибридные системы обладают одним существенным отличием от традиционных реакторов. Несомненным достоинством ГС является

то, что при достаточно больших мощности и коэффициенте полезного действия (к.п.д.) источника нейтронов значение коэффициента размножения нейтронов может быть найдено из требований безопасности системы. Тогда максимально допустимую добавку реактивности в ГС можно определить как

$$\Delta\rho_{\text{max}} \approx \frac{1 - k_{\text{sub}}}{k_{\text{sub}}} + \beta_{\text{eff}} \gg \beta_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где  $k_{\text{sub}}$  — коэффициент размножения нейтронов в подкритичной сборке. Соотношение (1) означает, что управляемость подкритичной сборки в случае  $(1 - k_{\text{sub}})/k_{\text{sub}} \gg \beta_{\text{eff}}$  слабо зависит от доли запаздывающих нейтронов. Так, выбрав  $k_{\text{sub}} = 0,95$ , получим  $\Delta\rho_{\text{max}} \approx 0,053$ , что более чем на порядок превышает любое значение  $\beta_{\text{eff}}$  из табл. 1.

Из вышесказанного следует, что в ГС возможно использование ядерного топлива, малоприспособленного для традиционных реакторов по соображениям безопасности. Идеальным с точки зрения дожига МА случаем является использование топлива с инертной матрицей и высоким содержанием МА, в котором  $^{238}\text{U}$  заменяется стабильными элементами; в качестве примера можно привести композитное топливо вида CERCER (CERAmic-CERAmic)  $(\text{Pu}, \text{MA})\text{O}_2 + \text{MgO}$  или CERMET (CERAmic-METal)  $(\text{Pu}, \text{MA})\text{O}_2 + \text{Mo}$  [9]. В этом случае можно добиться скорости дожига МА, близкой к предельно достижимой величине<sup>5</sup>  $\approx 45 \text{ кг}$  ( $\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$ . Например, в системе EFIT (European Facility for Industrial-scale Transmutation) (см. раздел 4 и работы [10, 11]) предполагаемая скорость дожига МА составляет  $42 \text{ кг}$  ( $\text{ТВт}^{(т)} \text{ч})^{-1}$ .

### 3. Сценарии замыкания

#### U–Pu-ядерного топливного цикла

С начала 2000-х годов был проведён ряд скрупулёзных исследований возможных сценариев замыкания ЯТЦ с использованием существующих или проектируемых реакторных установок. В частности, было проведено сравнение ряда сценариев полного замыкания U–Pu-ЯТЦ с использованием специализированных дожигателей, легководных реакторов с MOX-топливом и реакторов на быстрых нейтронах [12, 13]. Полное замыкание подразумевает использование в цикле как изотопов урана и плутония, так и младших актинидов, что приведёт к снижению необходимого времени выдержки отработавшего топлива в долговременных хранилищах до  $\sim 500$  лет (в случае определения характерного времени выдержки временем снижения радиологической токсичности отходов в хранилище до уровня токсичности сырья, необходимого для производства 1 т природного урана). Следует отметить, что даже в сценариях полного замыкания существенное снижение необходимого времени выдержки может быть достигнуто только при условии высокой степени очистки продуктов деления, направляемых в долговременные хранилища, от примесей трансурановых элементов в процессе разделения изотопов [14]. В целом, можно сделать два основных вывода из результатов упомянутых выше исследований:

1. ГС-дожигатели для замыкания ЯТЦ будут востребованы в случае малой доли РБН в парке реакторов.

2. Использование подкритичного дожигателя МА потребует развития методов пирометаллургической обработки топлива, так как существующие методы переработки топлива (в частности, так называемый пьюрекс-процесс (пьюрекс — от англ. Plutonium-Uranium Recovery

<sup>4</sup> Природная смесь изотопов свинца обладает большим сечением неупругого взаимодействия с нейтронами при энергиях  $> 0,5 \text{ МэВ}$ . Использование свинцового теплоносителя, обогащённого  $^{208}\text{Pb}$ , обеспечивает меньшее влияние его плотности на распределение нейтронов по энергиям (см. работу [2]).

<sup>5</sup> Предполагая, что все деления происходят в младших актинидах, атомная масса  $M_A \approx 240 \text{ г моль}^{-1}$ , при делении одного ядра выделяется энергия  $E \approx 200 \text{ МэВ}$ , можно получить указанную оценку.

Таблица 2. Параметры различных схем замкнутых ЯТЦ. Для сравнения приведены характеристики открытого топливного цикла [13]

Номер схемы	Топливный цикл	Состав парка реакторов	Относительная стоимость электроэнергии при стоимости природного урана 50 \$ за 1 кг	Относительный расход природного урана	Объём высокоактивных отходов для захоронения в геологических формациях: актиниды/продукты деления, кг (ТВТ <sup>(э)</sup> ч) <sup>-1**</sup>
1	Открытый топливный цикл	100 % тепловых реакторов с UO <sub>2</sub> -топливом	1	1	1920/130
2	Замкнутый цикл с дожиганием плутония и МА в РБН	63,2 % тепловых реакторов с UO <sub>2</sub> -топливом, 36,8 % РБН-дожигателей	1,09	0,63	1,68/118
3	Замкнутый цикл с использованием ГС для дожигания МА	66 % тепловых реакторов с UO <sub>2</sub> -топливом, 9,8 % тепловых реакторов с МОХ-топливом, 19 % РБН с МОХ-топливом, 5,2 % ЭЛЯУ-дожигателей* МА	1,11	0,65	1,85/118
4	Замкнутый цикл с использованием ГС для дожигания трансуранических элементов	75,1 % тепловых реакторов с UO <sub>2</sub> -топливом, 9,4 % тепловых реакторов с МОХ-топливом, 15,5 % ЭЛЯУ-дожигателей трансуранических элементов	1,2	0,76	2,0/122
5	Замкнутый цикл с воспроизводством топлива в РБН	100 % РБН	1,2	0,004	0,76/86

\* ЭЛЯУ — электроядерная установка (см. раздел 4).  
\*\* Индекс (э) у ТВТ указывает на электрическую мощность.

by EXtraction, PUREX — регенерация урана и плутония посредством экстракции)) малопригодны для работы с топливом высокой тепловой и нейтронной активности.

В таблице 2 представлены параметры ряда схем замыкания ЯТЦ по данным работы [13]. Все схемы приводятся для условий установившихся мощностей выработки электроэнергии и массовых расходов топлива. Как видно из табл. 2, наилучшей с точки зрения эффективности использования природных ресурсов и в то же время производящей наименьший объём высокоактивных отходов является схема с воспроизводством топлива в РБН<sup>6</sup> (схема 5). Однако схема 5 требует постепенного замещения тепловых реакторов быстрыми. Для экстенсивного использования топлива с плутонием в качестве основного делящегося элемента необходимо его расширенное воспроизводство, поэтому переход к такой схеме ЯТЦ потребует определённого времени. Кроме того, ЯТЦ с экстенсивным использованием тепловых реакторов в условиях текущих цен топливного сырья являются более дешёвыми, при этом технология тепловых реакторов давно достигла стадии коммерческого использования<sup>7</sup>. Поэтому схему замкнутого ЯТЦ с воспроизводством топлива в РБН пока можно рассматривать как цель на долгосрочную перспективу.

Схемы замыкания ЯТЦ 2–4, хотя они и не приводят к существенному снижению потребления топливного сырья, позволяют существенно сократить объём высокоактивных отходов. Эти схемы ориентированы на дожигание плутония, что нельзя назвать эффективным использованием

ресурсов, учитывая возможность расширенного воспроизводства плутония; тем не менее в краткосрочной перспективе схемы 2–4 представляют интерес, поскольку их реализация потребует меньшего времени, а стоимость в случае схем 2 и 3 ниже, чем в случае схемы 5. Наиболее полно реализовать преимущества ГС-дожигателей можно в схеме 3, так как в ней предполагается использование изотопов урана и плутония в критичных реакторах с топливом на основе оксида урана (Uranium Oxide, UOX) и МОХ-топливом, а на гибриде переносится дожигание только младших актинидов (рис. 3), что позволяет максимизировать скорость их выгорания. Схему 4 можно рассматривать как способ замыкания ЯТЦ в условиях исключения из рассмотрения традиционных РБН. Как видно из табл. 2, стоимость электроэнергии, расход сырья и объём высокоактивных отходов для схем 2 и 3 практически одинаковы, при этом доля РБН в парке реакторов в случае схемы 3 ниже.

Таким образом, можно сделать вывод, что потребность в ГС-дожигателях трансуранических элементов будет тем ниже, чем больше будет доля РБН в парке реакторов.

Недостатком схемы 3 является необходимость развития пирометаллургической технологии экстракции изотопов ядерного топлива, альтернативной применяемым в настоящее время водным экстракционным технологиям [12, 13]. Это связано с высокой радиационной активностью топлива для ГС-дожигателей младших актинидов и радиолизом органических соединений, используемых в пьюрекс-процессе (например, трибутилфосфата), под воздействием  $\alpha$ -частиц<sup>8</sup>. Кроме того, стандартный пьюрекс-процесс регенерации не предполагает разделения младших актинидов и лантанидов, ряд которых имеет очень

<sup>6</sup> Для схем 2–4 облучённый обогащённый уран рассматривается в перспективе как топливное сырьё для РБН, а не как отход, подлежащий захоронению в геологических формациях.

<sup>7</sup> Следует отметить, что в рамках задачи замыкания ЯТЦ можно также рассматривать схему с расширенным воспроизводством топлива в РБН, включающую в себя использование тепловых реакторов. Однако для такой схемы необходимо, чтобы РБН с коэффициентом воспроизводства  $> 1$  составляли большую часть реакторного парка.

<sup>8</sup> Для сравнения можно привести характерные значения остаточного тепловыделения отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) после этапа промежуточного хранения. В случае теплового реактора с UOX-топливом тепловыделение за счёт  $\alpha$ -активности составляет 0,5 Вт кг<sup>-1</sup> актинидов, в то время как для ГС-дожигателя МА оно повышается до 435 Вт кг<sup>-1</sup> [12].



Рис. 3. Пример схемы замыкания ЯТЦ с дожиганием МА в гибридной системе.

большое сечение радиационного захвата нейтронов (в частности, Sm, Gd, Eu). Напротив, пирометаллургическая технология экстракции основывается на электролизе солей, и в ней не предполагается использования органических соединений, поэтому она является менее чувствительной к высокой активности отработавшего топлива ГС-дожигателя МА.

#### 4. Гибридные системы с источником нейтронов на основе ядерного расщепления

Наиболее исследованными на данный момент являются гибридные системы с источником нейтронов на основе ядерного расщепления (мы будем употреблять устоявшуюся аббревиатуру ЭЛЯУ — электроядерная установка). Основными компонентами ЭЛЯУ являются протонный ускоритель, нейтронно-производящая мишень и подкритичная ядерная сборка. Системы охлаждения и генерации электроэнергии не имеют принципиальных отличий от аналогичных систем РБН и тепловых реакторов.

Генерация нейтронов в ядерной мишени происходит в результате реакции ядерного расщепления. В ЭЛЯУ данный процесс инициируется протонами высоких энергий,  $E_p > 200$  МэВ. При этом количество вторичных нейтронов в реакции ядерного расщепления зависит как от материала и геометрии мишени, так и от энергии налетающего пучка. Согласно работе [15] феноменологическая формула, описывающая эффективность генерации нейтронов протонным пучком  $Y$  (определяемая как количество нейтронов на один протон) для мишени из неделящихся тяжёлых эле-

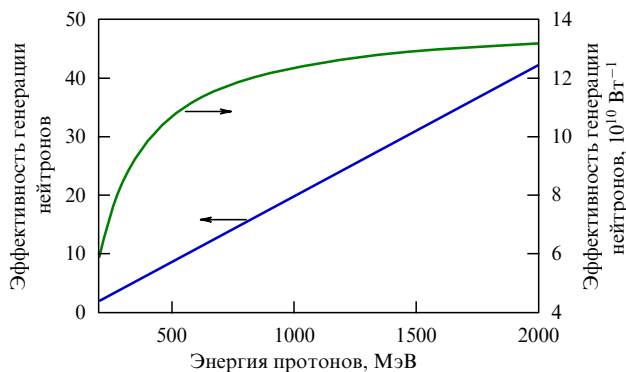


Рис. 4. Зависимость эффективности производства нейтронов протонным ускорителем в свинцовой мишени. Зависимость приведена в расчёте на один протон и 1 Вт мощности пучка ускорителя.

ментов (например, свинца или вольфрама), имеет вид

$$Y = (W - 120)(A + 20) \times 10^{-4}, \tag{2}$$

где  $W$  — энергия налетающего протона [МэВ],  $A$  — относительная атомная масса мишенного ядра. Как видно из (2), при увеличении энергии протонов пучка эффективность генерации нейтронов в расчёте на 1 Вт мощности пучка асимптотически приближается к значению  $(A + 20) \times 10^9 / 1,6$  (рис. 4). По этой причине увеличение энергии протонов до уровня более чем  $\approx 1$  ГэВ в рамках задачи генерации нейтронов не имеет смысла.

Энергетический спектр нейтронов источника является быстрым, с максимумом в области энергий 1–2 МэВ и ненулевым нейтронным потоком в энергетической области вплоть до значения энергии налетающих протонов. Сгенерированные нейтроны далее попадают в подкритичную ядерную сборку, где происходят реакции с топливом.

Требования к ускорителю ЭЛЯУ, вообще говоря, сводятся к обеспечению необходимых значений тока и энергии протонов, а также стабильности протонного пучка. Например, проект-демонстрация технологий ЭЛЯУ MYRRHA (Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications) в Центре ядерных исследований Бельгии (SCK/CEN) [16] предполагает использование пучка протонов с током 4 мА и энергией 600 МэВ для ГС с тепловой мощностью 50–100 МВт при максимально допустимой частоте длительных (более 3 с) прерываний пучка менее 0,1 прерываний в 1 сут [17]. Для сравнения, действующий линейный ускоритель SNS (Spallation Neutron Source) Окриджской национальной лаборатории (Oak Ridge National Laboratory, ORNL) в США производит протонный пучок с энергией 1 ГэВ и средней мощностью 1,4 МВт [18]. При этом частота длительных срывов пучка в SNS на два-три порядка выше максимально допустимой для проекта MYRRHA [19]. Система EFIT (см. раздел 4) потребует разработки ускорителя, производящего пучок с током 20 мА, энергией 800 МэВ при частоте длительных прерываний пучка менее трёх прерываний в год [10]. Жёсткие требования к стабильности пучка объясняются термоциклированием в элементах конструкции ЭЛЯУ, возникающим при прерываниях пучка или колебаниях его мощности и приводящим к снижению срока службы элементов системы. Кроме того, длительные срывы пучка могут привести к необходимости остановки работы реактора и процедуре его перезапуска. Последнее соображение особенно важно в случае использования ЭЛЯУ для производства электроэнергии.

Требования к мощности протонного пучка определяются необходимой тепловой мощностью реактора и коэффициентом размножения нейтронов подкритичной

ядерной сборки. Оценить ток протонного пучка можно, если известны тепловая мощность подкритичной сборки  $P_{th}$ , коэффициент размножения нейтронов<sup>9</sup>  $k_{sub}^{acc}$ , среднее количество эмитируемых нейтронов на один акт деления  $\bar{\nu}_{fis}$  и энергия деления  $E_{fis}$ :

$$I_{beam} = P_{th} \frac{(1 - k_{sub}^{acc}) \bar{\nu}_{fis}}{k_{sub}^{acc}} \frac{e}{Y(E_p, A) E_{fis}}, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $Y(E_p, A)$  — эффективность нейтронной генерации, вычисленная по формуле (2). В формуле (3)  $k_{sub}^{acc}/[(1 - k_{sub}^{acc}) \bar{\nu}_{fis}]$  — количество актов деления, инициированных одним нейтроном источника. Выбрав характерные значения  $P_{th} = 1$  ГВт,  $k_{sub}^{acc} = 0,97$ ,  $E_{fis} \approx 200$  МэВ,  $\bar{\nu}_{fis} \approx 2,5$ ,  $E_p = 1$  ГэВ,  $Y \approx 20$ , получим ток протонного пучка  $I = 19$  мА и соответствующую мощность пучка ускорителя 19 МВт.

В рамках задачи создания источника нейтронов для ЭЛЯУ рассматривается генерация непрерывного протонного пучка с помощью циклотронов или линейных ускорителей (ЛУ). И та и другая технологии продемонстрировали возможность создания установок с мощностью и энергией пучка, близкими к требуемым для проектов-демонстраций. Примером мощного циклотрона является протонный ускоритель PSI (Paul Scherrer Institute) в Швейцарии, среди мощных ЛУ можно выделить ускоритель LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) в Лос-Аламосской национальной лаборатории (Los Alamos National Laboratory, LANL) в США и SNS (рис. 5). Тем не менее в большинстве долгосрочных проектов ЭЛЯУ предполагается использование ЛУ. Это связано с большими значениями тока пучка, которых можно добиться с помощью ЛУ. Для линейных ускорителей с непрерывной генерацией пучка протонов предполагается достичь токов

порядка 100 мА при конечной энергии частиц 1 ГэВ, в то время как для циклотронов с такой же конечной энергией предполагаемый предельный ток пучка примерно в 10 раз меньше [20, 21]. Для установок-демонстраторов технологий ЭЛЯУ мощность пучка, обеспечиваемая циклотронами, достаточна, однако для установки с тепловой мощностью  $\sim 500$ – $1000$  МВт будет необходим ЛУ.

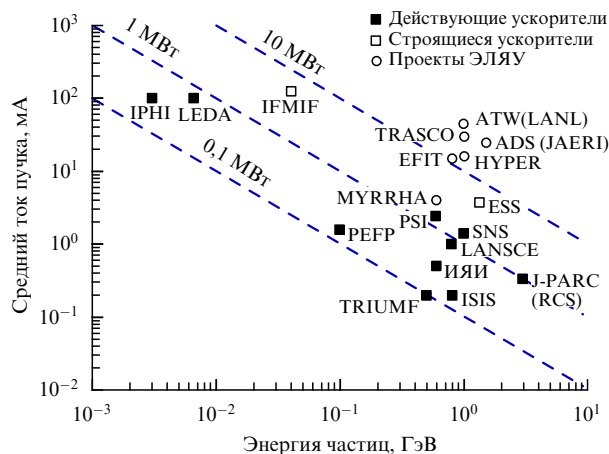
Для оценки к.п.д. генерации в ЛУ непрерывного протонного пучка с энергией протонов  $\sim 1$  ГэВ можно воспользоваться формулой, приведённой в работе [20]:

$$P_{grid} = 1,9P_{beam} + P_{aux}, \quad (4)$$

где  $P_{grid}$  — мощность, потребляемая ускорителем "от розетки",  $P_{beam}$  — мощность протонного пучка,  $P_{aux} \approx 27$  МВт — затраты мощности, не зависящие от тока пучка. В коэффициент пропорциональности между мощностью пучка и потребляемой мощностью электросети входит эффективность преобразования переменного/постоянного тока в блоках питания (0,97), эффективность генерации высокочастотного излучения клистронами (0,67), также предполагается 10% потерь излучения в волноводе и дополнительно 10% потерь в качестве поправки для неучтённых факторов. В разделе 6 формула (4) потребует нам для оценки эффективности генерации нейтронов различными источниками ГС.

Сегодня электроядерные установки являются наиболее исследованным классом гибридных систем. Причём речь идёт не только о теоретических исследованиях, но и об экспериментальных программах. В таблице 3 перечислены установки, сопряжённые с изучением физики и техники ЭЛЯУ ввиду либо направления исследований, либо характеристик установок.

В качестве примера ЭЛЯУ мы рассмотрим проект *Европейской установки для промышленной трансмутации*



**Рис. 5.** Средний ток и энергия пучка в строящихся и действующих ускорителях, а также параметры протонного пучка, необходимые для различных проектов ЭЛЯУ. IPHI — Injector of Protons for High-Intensity beams, LEDA — Low-Energy Demonstration Accelerator, IFMIF — International Fusion Materials Irradiation Facility, TRASCO — от итал. TRAsmutazione SCOrie, ATW — Accelerator Transmutation of Waste, ADS (JAERI) — Accelerator Driven System (Japan Atomic Energy Research Institute), HYPHER — HYbrid Power Extraction Reactor, ESS — European Spallation Source, PEFP — Proton Engineering Frontier Project, ИЯИ — Институт ядерных исследований РАН, J-PARC (RCS) — Japan Proton Accelerator Research Complex (Rapid Cycling Synchrotron), TRIUMF — TRI-University Meson Facility. (По данным работ [10, 16, 22–33].)

**Таблица 3.** Экспериментальные программы изучения физики ЭЛЯУ\*

Название эксперимента	Организация, страна	Назначение
MEGAPIE	PSI, Швейцария	Отработка технологии жидкометаллической (Pb-Bi) нейтронопроизводящей мишени
SNS	ORNL, США	Импульсный источник нейтронов с ЛУ и ртутной нейтронопроизводящей мишенью для исследований с помощью нейтронного рассеяния
LEDA	LANL, США	Ускоритель протонов с генерацией непрерывного пучка (6,7 МэВ, 100 мА), предназначенный для демонстрации и исследования генерации и первого этапа ускорения пучка в сильноточном ЛУ
"Ялина"	ОИЭЯИ, Белоруссия	Исследование характеристик подкритичной ядерной сборки с внешним ИН, валидация численных моделей, отработка методов диагностики и управления подкритичной сборкой
Venus-1	CIAE, Китай	
GUINEVERE	SCK/CEN, Бельгия	
MUSE-4	CEA Cadarache, Франция	

\* MEGAPIE — MEGAWatt Pilot Experiment, ОИЭЯИ — Объединённый институт энергетических и ядерных исследований "Сосны", CIAE — China Institute of Atomic Energy, GUINEVERE — Generator of Uninterrupted Intense Neutrons at the lead VENUS Reactor, MUSE-4 — от фр. MUltiplication par Source Externe, CEA — от фр. Commissariat à l'Énergie Atomique.

<sup>9</sup> Коэффициент размножения нейтронов  $k_{sub}^{acc}$ , вообще говоря, должен учитывать отличие энергетического спектра нейтронов источника от энергетического спектра нейтронов деления подкритичной сборки.

(European Facility for Industrial-scale Transmutation, EFIT), разработанный как реактор-дожигатель младших актинидов в рамках программы исследований EUROTRANS (EUROpean Research Programme for the TRANsmutation of High Level Nuclear Waste in an Accelerator Driven System). Систему EFIT можно назвать промышленно-экспериментальным реактором-дожигателем. В некотором смысле роль EFIT для ГС на основе реакций ядерного расщепления аналогична роли БН-600 для реакторов на быстрых нейтронах. В соответствии с программой EUROTRANS было подготовлено два существенно различных варианта системы, описанных в работах [10, 11]. Различие вариантов заключается в типах используемых протонных мишеней и теплоносителей подкритичной ядерной ЭЛЯУ. В качестве основного варианта рассматривается система со свинцовыми теплоносителем и нейтронопроизводящей мишенью (для удобства далее будем обозначать её как Pb-EFIT). Альтернативным вариантом является система с газовым (He) теплоносителем и твёрдой вольфрамовой мишенью протонного пучка — He-EFIT.

Проектная тепловая мощность описываемой системы составляет 400 МВт. Источник нейтронов использует протонный ускоритель с током пучка 15–20 мА и энергией протонов 800 МэВ.

Обе системы рассчитаны на схему замыкания ЯТЦ с максимизацией скорости дожигаания младших актинидов в ЭЛЯУ (см. рис. 3). При этом все актиниды отработавшего топлива EFIT в процессе регенерации выделяются совместно. С одной стороны, это приводит к тому, что равновесное содержание изотопов плутония в топливе  $Pu/(Pu + MA) \approx 40\%$ . С другой стороны, такой подход благоприятен с точки зрения политики нераспространения ядерного оружия. Скорость дожигаания МА в системе EFIT составляет  $42 \text{ кг} (\text{TВт}^{(ч)})^{-1}$ . В случае загрузки активной зоны EFIT только младшими актинидами можно было бы добиться большой скорости уничтожения МА, однако это потребовало бы постоянного извлечения плутония из отработавшего топлива системы.

В Pb-EFIT используется жидкометаллическая свинцовая мишень с прямым соединением пучкового тракта. Поддержание температурного режима мишени обеспечивается сканированием поверхности мишени протонным пучком перпендикулярно направлению движения свинца и максимально быстрой прокачкой металла через зону ядерного расщепления (скорость прокачки свинца ограничивается величиной  $2 \text{ м с}^{-1}$ , в противном случае срок службы мишени будет снижен из-за коррозионных процессов). В результате максимальная и минимальная температуры мишени составляют  $520^\circ\text{C}$  и  $420^\circ\text{C}$  соответственно.

Протонная мишень системы He-EFIT не имеет ничего общего со своим аналогом в Pb-EFIT. Для генерации нейтронов в He-EFIT используется набор расположенных перпендикулярно направлению распространения пучка твёрдых вольфрамовых стержней, охлаждаемых гелием. Конструкция мишени предполагает использование стального входного окна для физического разделения пучкового тракта и мишенной зоны. Окно охлаждается с помощью независимого контура охлаждения. Контур охлаждения бланкета и мишени также разделены, давление газа в них составляет  $70 \times 10^5$  и  $14 \times 10^5$  Па соответственно. Максимальная плотность выделяемой на мишени мощности составляет  $3 \times 10^5 \text{ Вт л}^{-1}$ .

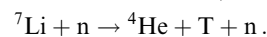
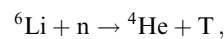
## 5. Подкритичные гибридные системы с термоядерным источником нейтронов

Другим вариантом ГС является система с термоядерным источником нейтронов. Получение нейтронов в источнике происходит в результате реакций ядерного синтеза в

высокотемпературной плазме. Проекты источников нейтронов для ГС, как правило, рассчитаны на дейтерий-тритиевую (D–T) реакцию синтеза, поскольку, хотя в проектах на основе D–D-реакции и исчезает проблема наработки трития, интенсивность реакций при тех же параметрах источника уменьшается примерно на два порядка. Следует отметить, что большинство проектов рассматривает магнитное удержание плазмы в стационарных условиях. Мы остановимся именно на таких проектах, хотя в принципе возможны и другие подходы, например, на основе инерциального удержания плазмы и импульсной генерации нейтронов (проект LIFE — Laser Inertial Fusion-Fission Energy [34]). Предлагаемые проекты были широко освещены на международных конференциях и совещаниях [35, 36]. При этом разнообразие систем очень велико, так как практически каждая из них имеет собственную конфигурацию источника нейтронов. Большинство проектов основывается на токамаках, в качестве альтернативы рассматриваются стеллараторы и открытые ловушки.

Для ГС с термоядерным источником нейтронов можно выделить ряд особенностей. Во-первых, в случае генерации нейтронов с помощью D–T-реакции синтеза требуется воспроизводство трития в системе. Во-вторых, в случае магнитного удержания плазмы в источнике существенной проблемой является магнитогидродинамическое (МГД) сопротивление при течении расплава солей или жидкометаллического теплоносителя в магнитном поле. Для таких систем необходимо также использование материалов с относительной магнитной проницаемостью  $\mu \approx 1$ .

При рассмотрении воспроизводства трития в ГС необходимо учитывать различные потери при наработке и рециркуляции трития в системе, распад ядер и возможность ввода в эксплуатацию других ГС с термоядерным источником нейтронов. По этой причине коэффициент размножения трития должен достигать величины 1,05–1,2 атомов в расчёте на одну реакцию синтеза [37]. Практически все способы наработки трития для гибридных или термоядерных реакторов предполагают использование нейтронных реакций с изотопами лития:



Следует отметить, что реакция с  ${}^6\text{Li}$  имеет большое сечение в области энергий взаимодействия менее 1 МэВ, а реакция с  ${}^7\text{Li}$  носит пороговый характер ( $E_{\text{interaction}} > 3,84 \text{ МэВ}$ ). Литий может использоваться для наработки трития в составе свинцово-литиевой эвтектики, расплавов солей FLiBe или FLiNaBe либо в виде литиевой керамики ( $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ ,  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ ,  $\text{Li}_2\text{O}$ ). Последний способ предусматривается в проекте Международного экспериментального термоядерного реактора (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER).

Также особенностью ГС с термоядерным источником нейтронов является МГД-сопротивление, которое возникает при течении проводящего материала (например, жидкометаллического теплоносителя подкритичной сборки) поперёк линий магнитного поля. Для проекта SABR (Sodium Advanced Burner Reactor) (см. раздел 5.1), использующего натриевый теплоноситель, расчётная величина МГД-сопротивления составляла 68 МПа, что привело бы к необходимости приложения дополнительной мощности прокачки 0,85 ГВт, сравнимой с электрической мощностью установки. В рассматриваемом конкретном случае данную проблему предлагалось решить с помощью покрытия поверхностей твэлов и тепловыделяющих сборочных слоев диэлектрика  $\text{LiNbO}_3$  при сопутствующем снижении МГД-сопротивления до  $2,5 \times 10^{-6} \text{ Па}$  [38]. Отметим, что проблемы высокого МГД-сопротивления не

возникает при использовании теплоносителя с низкой проводимостью, например гелия или  $\text{CO}_2$ , а также в случае течения теплоносителя преимущественно вдоль линий магнитного поля.

С другой стороны, некоторые проблемы ЭЛЯУ, вероятно, проявятся и в случае ГС с термоядерным источником нейтронов, в частности проблема стабильности нейтронной генерации. В настоящее время все термоядерные экспериментальные установки работают в режиме одиночных импульсов, хотя длительности импульсов крупных токамаков и превышают время выхода параметров плазмы на стационар. Поэтому вопрос о частоте и длительности срывов плазмы и соответствующем срыве нейтронной генерации в ГС остаётся открытым. С вопросом стабильности нейтронной генерации связаны также низкочастотные колебания плазмы, которые могут привести к модуляции нейтронного потока и соответствующим колебаниям энерговыделения в подкритичной сборке. Основываясь на требованиях к источникам нейтронов ЭЛЯУ (см. раздел 4), можно предположить, что опасность представляют колебания с частотой менее 10 Гц.

По аналогии с формулой (3) можно ввести взаимосвязь между мощностью термоядерных реакций в источнике нейтронов  $P_{\text{fus}}$  и тепловой мощностью подкритичной ядерной сборки  $P_{\text{th}}$ :

$$P_{\text{fus}} = P_{\text{th}} \frac{(1 - k_{\text{sub}}^{\text{fus}}) \bar{\nu}_{\text{fis}} E_{\text{fus}}}{k_{\text{sub}}^{\text{fus}} E_{\text{fis}}}, \quad (5)$$

где  $E_{\text{fus}}$  — энергия, выделяющаяся в термоядерной реакции,  $k_{\text{sub}}^{\text{fus}}$  — коэффициент размножения нейтронов в ГС с термоядерным источником нейтронов. Воспользовавшись значениями параметров, приведёнными в разделе 4 для оценки тока протонного пучка по формуле (3), и предполагая, что в источнике нейтронов используется D–T-реакция синтеза ( $E_{\text{fus}} = 17,6$  МэВ), получим оценку мощности термоядерных реакций  $P_{\text{fus}} \approx 7$  МВт, необходимой для достижения мощности 1 ГВт подкритичной системы с  $k_{\text{sub}}^{\text{fus}} = 0,97$ .

Необходимо сделать важное замечание, касающееся коэффициента размножения нейтронов в ГС с термоядерным источником нейтронов и ЭЛЯУ. Даже при абсолютно идентичных подкритичных сборках и пространственной форме нейтронного потока источника  $k_{\text{sub}}^{\text{acc}} \neq k_{\text{sub}}^{\text{fus}}$ . Также будут различаться и значения  $\bar{\nu}_{\text{fis}}$ . Это связано с различными энергетическими спектрами источников нейтронов и, как следствие, различными усреднёнными сечениями взаимодействия нейтронов источника с веществом. В работе [39] было проведено сравнение свойств подкритичной системы с Pb–Bi-теплоносителем для различных источников нейтронов, которое проводилось при идентичных параметрах сборки. Источники нейтронов различались энергетическим спектром эмитируемых нейтронов. В одном случае использовался ускорительный источник, в другом — источник на основе D–T-синтеза. Отношение коэффициентов размножения составило  $2(k_{\text{sub}}^{\text{fus}} - k_{\text{sub}}^{\text{acc}})/(k_{\text{sub}}^{\text{fus}} + k_{\text{sub}}^{\text{acc}}) \approx 0,028$  при  $k_{\text{sub}}^{\text{fus}} = 0,972$ ,  $k_{\text{sub}}^{\text{acc}} = 0,945$ . В данном случае сильное расхождение коэффициентов размножения объяснялось разницей в сечениях пороговых реакций ( $n, 2n$ ) в свинце и висмуте.

### 5.1. Гибридные системы с источником нейтронов на основе токамака

В настоящее время токамаки рассматриваются как основа для создания реакторов термоядерного синтеза для производства электроэнергии. На одном из крупнейших токамаков JET (Joint European Torus) в переходных режимах (менее 1 с) достигнута мощность термоядерных реакций 16 МВт, а в квазистационарных условиях (дли-

тельность импульса 5 с) — около 4 МВт с "плазменным" к.п.д. термоядерных реакций  $Q_{\text{plasma}} = P_{\text{fus}}/P_{\text{in}} = 0,62$  и 0,18 соответственно, где  $P_{\text{in}}$  — мощность, вкладываемая в плазму<sup>10</sup> [40]. Исследования, необходимые для завершения физической базы данных для реактора на основе токамака, будут выполнены на ITER [42], строительство которого ведётся в настоящее время. Основной целью проекта ITER является демонстрация квазистационарного режима удержания плазмы в импульсе длительностью более 2000 с при  $Q_{\text{plasma}} \approx 5$ , а также достижение  $Q_{\text{plasma}} \geq 10$  в режиме с относительно коротким импульсом длительностью более 400 с, при полной мощности термоядерных реакций<sup>11</sup> 500 МВт [43]. С точки зрения полученных мощности термоядерных реакций и величин  $Q_{\text{plasma}}$  токамаки являются бесспорными лидерами, поэтому к токамакам проявляется наибольший интерес как к кандидатам на роль ИН для ГС-дожигателя.

Существенным недостатком токамаков являются высокие тепловые и нейтронные нагрузки на первую стенку и дивертор. Согласно работе [44] феноменологический предел нагрузки на первую стенку токамака составляет 0,2 МВт  $\text{м}^{-2}$ . При превышении этого предела в экспериментах TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) происходил срыв параметров плазмы [45]. Следует учитывать, что пиковые нагрузки на стенку токамака могут быть существенно выше. В частности, при развитии неустойчивостей границы плазмы (Edge Localized Mode, ELM) и срывах плазменного шнура пиковая мощность может достигать 10 ГВт с характерными временами неустойчивостей 0,5–5 мс. Это приведёт к быстрому износу первой стенки источника гибридной системы. В качестве решения данной проблемы предлагается введение литиевых примесей на плазменную периферию, которые обеспечат поглощение энергии и дальнейшее её переизлучение, что поможет ослабить ударную нагрузку [46].

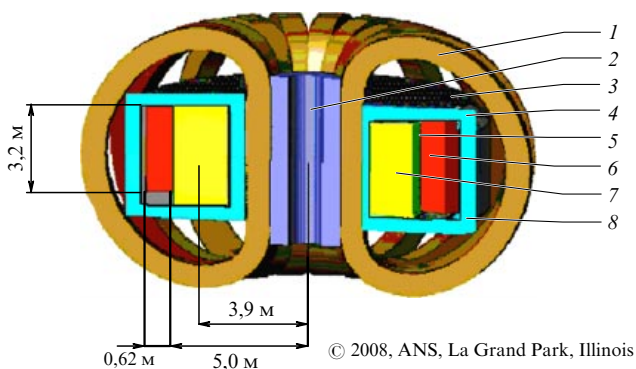
Наиболее проработанным на сегодняшний день проектом ГС-дожигателя с источником нейтронов на основе "классического" токамака является SABR (Subcritical Advanced Burner Reactor) [38]. В SABR предполагается использование подкритичной сборки с жидкотеплоносительским (натриевым) теплоносителем и топливом из смеси МА и плутония. Источник нейтронов представляет собой токамак с параметрами, близкими к параметрам ITER. На рисунке 6 приведена принципиальная схема установки SABR. Кольцо плазмы располагается внутри камеры с прямоугольным сечением (высота 3,8 м, минимальный и максимальный радиусы 2,8 и 5,0 м). Кольцевая активная зона опоясывает плазму снаружи (минимальный радиус 5,0 м, толщина 0,6 м, высота 3,2 м). Плазма и активная зона окружены литиевым бланкетом, отражателем и нейтронной защитой, которые помещены внутрь сверхпроводящих магнитных катушек. Сравнение характеристик источника нейтронов SABR и ITER представлено в табл. 4.

Проект SABR рассчитан на совместное дожигание плутония и младших актинидов отработавшего топлива тепловых реакторов. Подкритичная сборка использует металлическое топливо со следующими весовыми доля-

<sup>10</sup> Отметим, что приведённый "плазменный" к.п.д. отличается от "инженерного" к.п.д., определяемого как  $Q_{\text{eng}} = P_{\text{fus}}/P_{\text{grid}}$ , где  $P_{\text{grid}}$  — мощность электросети, необходимая для питания магнитной системы, системы нагрева плазмы и т.д. В случае токамака JET большая часть электроэнергии расходуется на питание магнитной системы (до 700 МВт) [41] и  $Q_{\text{eng}}$  не превышает нескольких процентов даже для короткоимпульсных экспериментов.

<sup>11</sup> В ITER предполагается использование сверхпроводящих магнитов, что существенно снизит энергопотребление системы, поэтому предполагаемый инженерный к.п.д. термоядерных реакций  $Q_{\text{eng}} > 1$ .





**Рис. 6.** Принципиальная схема SABR [38]: 1 — катушки тороидального поля, 2 — центральный соленоид, 3 — вакуумная камера, 4 — литиевый бланкет и нейтронный экран, 5 — первая стенка, 6 — активная зона, 7 — плазма, 8 — отражатель и нейтронная защита. Рисунок публикуется с любезного разрешения авторов [38] и American Nuclear Society, La Grand Park, Illinois.

**Таблица 4.** Параметры источника нейтронов SABR [38] и ITER [43]

Параметр	SABR	ITER
Большой радиус, м	3,5	6,2
Магнитное поле, Тл	5,9	5,3
Ток в плазме, МА	8–10	15
Мощность реакции синтеза, МВт	до 500	500
$Q_{\text{plasma}}$	3,2	$\geq 10$
Средняя нейтронная нагрузка на стенку, МВт м <sup>-2</sup>	1	0,57

ми элементов: Zr — 40 %, Am — 10 %, Np — 10 %, Pu — 40 %. В качестве основного конструкционного материала активной зоны предлагается использовать дисперсно-упрочнённую оксидами сталь МА957. Глубина выгорания топлива, как и время облучения, ограничивается радиационной стойкостью оболочек твэлов и при выбранном в проекте предельном уровне повреждений 200 сна должна составить около 250 ГВт сут т<sup>-1</sup>.

Необходимо также упомянуть о проектах ИН на основе сферических токамаков, особенностью которых является малое аспектное отношение  $R/a$ , где  $R$  — радиус от оси системы до центра плазменного сгустка,  $a$  — радиус плазмы. Важной особенностью сферических токамаков является возможность достижения высокого относительного давления плазмы  $\beta$  (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). С инженерной точки зрения увеличение  $\beta$  позволяет уменьшать магнитное поле, необходимое для удержания плазмы с заданными параметрами. Устойчивость плазмы определяется параметром Тройона, или нормализованным параметром  $\beta$ :  $\beta_N = \beta/[I/(aB)]$ , где  $I$  — ток в плазме,  $B$  — тороидальное поле. Для классических токамаков параметр Тройона ограничивается величиной  $\beta_N \approx 3-5$ , а давление плазмы  $\beta < 10\%$ . Однако в экспериментальном сферическом токамаке NSTX (National Spherical Torus eXperiment) (США)  $\beta$  достигает 40 %. Проекты ИН на основе сферических токамаков рассмотрены, например, в [47, 48], их характерные параметры представлены в табл. 5. Компактность ИН усложняет размещение нейтронной защиты сверхпроводящих магнитов. Поэтому оба проекта ориентированы на использование медных обмоток магнитов. Проект ТИН-СТ ориентирован на малые размеры и низкое

**Таблица 5.** Сравнение параметров проектов SABR, CFNS и ТИН-СТ

Параметр	SABR [38]	CFNS* [47]	ТИН-СТ** [48]
Большой радиус, м	3,75	1,35	0,47
Аспектное отношение	3,4	1,8	1,74
Магнитное поле в центре плазменного сгустка, Тл	5,9	2,9	1,35
Мощность реакции синтеза, МВт	до 500	100	1–7,5***
$Q_{\text{plasma}}$	3	2	0,07–0,5***
$\beta$ , %	$\approx 3$	15–18	$\approx 60$
$\beta_N$	2,5	2–3	1,7–4,9

\* Compact Fusion Neutron Source.  
 \*\* Термоядерный источник нейтронов (ТИН) на основе сферического токамака (СТ).  
 \*\*\* Пучково-плазменный режим [48].

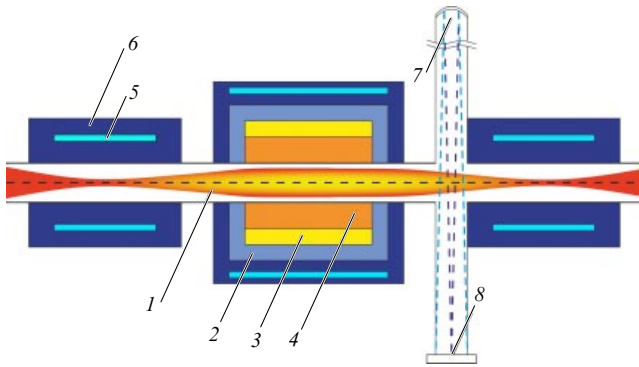
энергопотребление: суммарное потребление не выше 50 МВт, мощность нагрева плазмы не более 15 МВт.

Отметим, что для ГС с ИН на основе токамаков характерны достаточно большие нецелевые потери термоядерных нейтронов. Например, в активной зоне проекта SABR используется только 39 % термоядерных нейтронов. Большая часть оставшихся нейтронов идёт на разработку трития в литиевом бланкете. Повышение коэффициента использования D–T-нейтронов в принципе позволило бы получить сравнимые нейтронные потоки в активной зоне гибрида при меньшей мощности термоядерных реакций в ИН. В случае SABR при 100%-ном использовании D–T-нейтронов можно было бы снизить полную мощность термоядерных реакций в 2,5 раза.

**5.2. Системы с термоядерным источником нейтронов на основе открытой ловушки**

В ряде проектов гибридных систем в качестве ИН используют открытые ловушки [39, 49–53]. Все рассматриваемые проекты гибридов с ИН на основе открытых ловушек предполагают генерацию термоядерных нейтронов на высокоэнергетичных (быстрых) ионах, создаваемых либо нагревными атомарными пучками, либо вводом сверхвысокочастотного излучения на частоте циклотронного вращения ионов (ионно-циклотронный резонансный (ИЦР) нагрев). Основная задача "тёплой" фоновой плазмы состоит в МГД-стабилизации быстрых ионов.

Принципиальная схема ГС с источником нейтронов на основе открытой ловушки представлена на рис. 7. В зависимости от особенностей ИН возможны два варианта размещения подкритичной сборки относительно источника нейтронов. Первый соответствует случаю, в котором нейтронная эмиссия слабо изменяется внутри центральной части установки и начинает резко убывать только на её краях — вблизи пробочных катушек. В этом случае ядерная сборка располагается по всей длине ловушки, как, например, предложено в работе [50]. Второй вариант соответствует случаю инжекции высокоэнергетичных пучков, которые захватываются плазмой и тормозятся без существенного углового рассеяния [39]. В этом случае с двух сторон от центра установки появляются "области останова", в которых основная часть быстрых ионов отражается от нарастающего магнитного поля. В этих областях плотность быстрых ионов и скорость термоядерных реакций максимальны, поэтому подкритичные сборки выгодно размещать вокруг областей останова. Однако и в том и в другом случае потребуются организация защиты нагревных инжекторов или антенн от термоядер-



**Рис. 7.** Принципиальная схема осесимметричной ГС с источником нейтронов на основе открытой ловушки: 1 — плазма, 2 — отражатель, 3 — литиевый blanket, 4 — активная зона, 5 — магнитные катушки, 6 — нейтронная защита, 7 — атомарный инжектор, 8 — приёмник пучка.

ных нейтронов.

Гибриды на основе открытых ловушек имеют следующие преимущества перед системами на основе токамаков.

- Конструкция открытых ловушек предполагает более удобное расположение цилиндрической подкритичной сборки вокруг рабочей камеры ловушки.

- Эффективность использования термоядерных нейтронов в активной зоне может достигать 90–95 %.

- В открытых ловушках отсутствуют срывы и тепловая перегрузка первой стенки источника.

- В источнике на основе открытых ловушек можно реализовать режим удержания плазмы со значением  $\beta \lesssim 1$ .

С физической точки зрения основной недостаток открытых ловушек состоит в больших продольных потерях тёплой плазмы. По этой причине времена удержания и температура плазмы в современных открытых ловушках намного меньше, чем в токамаках, а к.п.д. термоядерных реакций не превышает  $Q_{\text{plasma}} \sim 10^{-2}$ . Однако в случае ловушки с газодинамическим удержанием существует простой способ улучшить продольное удержание. При увеличении длины установки количество частиц в ловушке возрастает пропорционально её длине, а мощность продольных потерь ограничивается газодинамическими величинами. Таким образом, в длинных открытых ловушках могут быть получены большие времена удержания: величина  $Q_{\text{plasma}} \sim 1$  может быть достигнута при длине установки около 1 км. Следует отметить, что в последние 30 лет не было реализовано ни одного проекта по строительству ловушек открытого типа в связи с демонстрацией токамаками параметров плазмы, более близких к таковым при зажигании, в конце 1980-х годов.

Параметры ИН на основе открытых ловушек представлены в табл. 6. Проект ИН на основе газодинамической ловушки (ГДЛ) рассматривался в [51, 52]. ИН представляет собой аксиально-симметричную установку, в которой плазма нагревается атомарными пучками. Длина устройства сравнительно невелика, поэтому параметр  $Q_{\text{plasma}}$  далёк от единицы. Критическим параметром для такой системы является температура электронов, которая определяет время жизни быстрых ионов. Существенным также является вопрос МГД-стабилизации плазмы. В предлагаемых проектах используется метод "вихревого удержания" [54], который является достаточно простым в реализации и не требует больших энергетических затрат. В качестве альтернативы могут рассматриваться основанные на работе [55] классические методы, которые состоят в оптимизации продольного профиля давления и кривизны силовых линий. Следует отметить, что физические прин-

**Таблица 6.** Параметры ИН на основе открытых ловушек

Параметр \ Ловушки	ИН-ГДЛ [52]	ИН-ГДЛ [51]	SFLM [50]
Длина области удержания, м	16	16	25
Радиус плазмы в центре, см	10	10	40
Магнитное поле в центральном сечении, Тл	1	1	1,25–2
Пробочное отношение	15	15	4
Мощность реакции синтеза, МВт	6	15	$\approx 10$
$Q_{\text{plasma}}$	$\approx 0,1$	0,3	$> 0,15$
Электронная температура, кэВ	0,5	3	$> 0,5$

ципы ИН на основе ГДЛ исследованы достаточно подробно, а параметры проектируемого ИН не очень далеки от величин, достигнутых экспериментально [56].

В проекте открытой ловушки с прямыми силовыми линиями (Straight Field Line Mirror concept, SFLM) [50] проблема МГД-стабилизации решена принципиально другим способом. Авторы SFLM предлагают отказаться от аксиальной симметрии — используется квадрупольное магнитное поле, которое обеспечивает удержание плазмы в конфигурации с минимумом  $|B|$  на оси системы. При таком подходе наличие тёплой плазмы требуется только для захвата пучков (если они используются) и, возможно, для стабилизации относительно кинетических неустойчивостей. Нагрев ионов возможен двумя способами, которые могут быть применены одновременно: с помощью ИЦР-нагрева и инжекции атомарных пучков. Дополнительно ИЦР-нагрев может использоваться для улучшения удержания быстрых ионов [57], это обстоятельство может оказаться важным, так как пробочное отношение (т.е. отношение магнитного поля в пробке к полю в центральном сечении) невелико. Отметим, что проект SFLM требует более подробного обоснования; особенно это касается схемы ИЦР-нагрева и его влияния на удержание плазмы.

## 6. Конкурентоспособность гибридных систем

Конкурентоспособность гибридных систем, вообще говоря, определяется не стоимостью отдельно взятого реактора, а стоимостью генерации электричества в схеме замыкания цикла при выполнении условия полной переработки трансурановых элементов. Как отмечено в разделе 3, схемы замыкания ЯТЦ с дожиганием плутония (см. схемы замыкания ЯТЦ 2–4 в табл. 2) обеспечивают приблизительно равную стоимость электроэнергии и в случае использования ГС, и без них (за исключением схемы с дожиганием всех трансурановых элементов в ГС). Поэтому следует признать, что традиционные РБН вполне способны выполнить задачу дожигания трансурановых элементов без использования подкритичных гибридных систем. Причём готовность технологий, связанных с РБН, достигла ступени, недоступной пока для технологий с использованием ЭЛЯУ или тем более гибридов на основе термоядерного синтеза. В целом можно сказать, что дальнейшие перспективы развития гибридных систем во многом будут определяться скоростью крупномасштабного внедрения РБН и выводом из эксплуатации тепловых реакторов.

Что касается сравнения стоимости установок, относящихся к различным классам ГС, то проводить такое сравнение сейчас рано ввиду относительной незрелости

технологий ГС. Однако можно сравнить величины производства нейтронов источника в расчёте на 1 Вт затрачиваемой мощности электросети для ускорительных и термоядерных источников нейтронов, которые, как будет видно из дальнейшего изложения, существенно различаются. При этом, конечно, надо принимать во внимание, что данный параметр является далеко не единственным и тщательное сравнение ЭЛЯУ и гибридных систем с термоядерным источником нейтронов представляет собой тему отдельного исследования.

Пользуясь формулами (2), (4), можно вычислить эффективность генерации нейтронов ускорительным источником:

$$S_{\text{acc}} = \frac{Y(E_p, A) P_{\text{beam}}}{P_{\text{grid}} E_p}, \quad (6)$$

где  $S_{\text{acc}}$  — эффективность генерации нейтронов ускорительным источником в расчёте на 1 Вт мощности электросети,  $Y(E_p, A)$  — эффективность генерации нейтронов мишенью согласно формуле (2),  $P_{\text{beam}}$  — мощность протонного пучка,  $P_{\text{grid}}$  — мощность, забираемая источником нейтронов от электросети. Так, для источника нейтронов системы Рb-EFIT [10]  $S \sim 3 \times 10^{10}$  нейтронов на 1 Вт.

В случае ГС с термоядерным ИН генерация нейтронов, которая полностью определяется эффективностью термоядерных реакций в источнике, может быть выражена как

$$S_{\text{fus}} = \frac{P_{\text{fus}}}{P_{\text{grid}} E_{\text{fus}}}, \quad (7)$$

где  $E_{\text{fus}}$  — энергия термоядерной реакции,  $P_{\text{fus}}$  — мощность термоядерных реакций в источнике. В случае использования ИН с D–T-реакцией синтеза можно получить оценку  $S_{\text{fus}} \approx 3,55 \times 10^{11} P_{\text{fus}}/P_{\text{grid}}$ .

Сравнение эффективности производства нейтронов с помощью ускорительного и термоядерного источника нейтронов приведено на рис. 8. Как видно из формул (6), (7) и рис. 8, уже при относительно небольших  $Q_{\text{eng}} \approx 0,1–0,2$ , однозначно доступных установкам уровня ITER, D–T-источник нейтронов является более эффективным производителем нейтронов.

Для удобства читателя в табл. 7 приведена сводка основных параметров ГС, рассмотренных в данной статье. Как видно из табл. 7, термоядерные ИН превосходят ускорительные ИН по эффективности генерации нейтронов, и в принципе они способны обеспечить больший

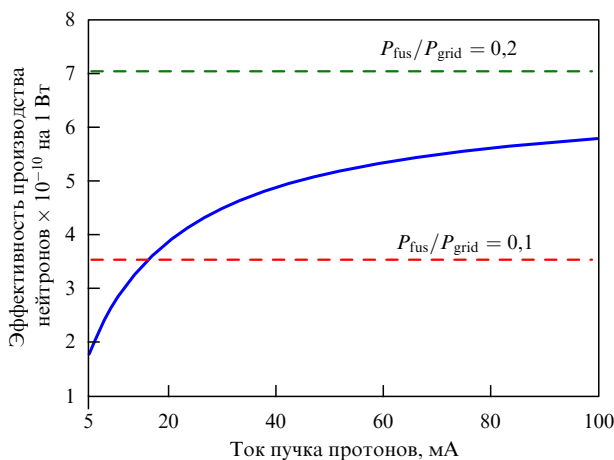


Рис. 8. Эффективность производства нейтронов в расчёте на 1 Вт входной мощности ускорительным источником нейтронов с энергией протонов 1 ГэВ в зависимости от тока пучка. Штриховыми прямыми отмечены эффективности производства нейтронов для D–T-термоядерного источника нейтронов с  $P_{\text{fus}}/P_{\text{grid}} = 0,1$  и  $0,2$ .

Таблица 7. Основные параметры SABR, Рb-EFIT, He-EFIT

Установка Характеристика	SABR [38]	Рb-EFIT [10]	He-EFIT [11]
Тип нейтронного источника	Термоядерный ИН, $Q_{\text{plasma}} = 3,2$	800 МэВ, пучок 14 мА, жидкоталлическая мишень (Рb)	800 МэВ, пучок 15 мА, твёрдая W-мишень
$k_{\text{eff}}$	0,82–0,89	0,97	0,97
$\Delta k_{\text{eff}}$ за время облучения топлива, $10^{-3}\%$	7000	600	$\approx 400$
Проектная тепловая мощность, ГВт	3	0,4	0,4
Эффективность генерации нейтронов, $\text{Вт}^{-1}$	$\approx 3,5 \times 10^{11} *$	$2,8 \times 10^{10} *$	$2,6 \times 10^{10} *$
Мощность источника в нейтронах	$1,8 \times 10^{19} - 1,8 \times 10^{20}$	$3,1 \times 10^{17} *$	$3,1 \times 10^{17} *$
МА/(МА + Pu) от традиционных реакторов, %	33,3	100	100
Глубина выгорания, ГВт сут $\text{т}^{-1}$	250	78	$\approx 120*$
Геометрический коэффициент использования нейтронов источника, %	39	***	$\approx 75$

\* Оценка авторов настоящей статьи.

\*\* Данные найти не удалось.

нейтронный поток. Следовательно, термоядерные источники нейтронов смогут обеспечить необходимую нейтронную генерацию в системах с большой мощностью и одновременно с малым коэффициентом размножения нейтронов  $k_{\text{eff}}$ .

## 7. Заключение

На основе приведённых в статье результатов можно сделать несколько важных выводов о состоянии и перспективах развития ГС-дожигателей трансураниевых элементов отработавшего ядерного топлива.

Сама по себе задача дожигания трансураниевых элементов может быть решена без использования ГС, с опорой только на быстрые реакторы, хотя это возможно лишь при достаточно высокой доле РБН в парке реакторов. Дожигание всех трансураниевых элементов в ГС имеет смысл только в случае полного отказа от технологии критичных РБН. В краткосрочной перспективе может быть востребовано дожигание в ГС младших актинидов. С одной стороны, этот вариант позволяет реализовать конкурентное преимущество ГС-дожигателей, заключающееся в возможности достижения практически предельной скорости дожигания МА. С другой стороны, это позволяет замкнуть ЯТЦ без экстенсивного использования РБН. В долгосрочной перспективе необходимость в ГС-дожигателях будет уменьшаться по мере увеличения доли РБН в реакторном парке.

Гибридные системы, решая проблемы безопасности реактора при переработке младших актинидов, свойственные РБН, создают ряд проблем, специфичных только для своего класса. Ни одна из технологий источников нейтронов для ГС-дожигателей на сегодняшний день не продемонстрировала всей совокупности необходимых параметров. Ускорительным источникам нейтронов предстоит продемонстрировать достижение необходимых мощно-

сти и стабильности пучка. Но при этом проекты ЭЛЯУ обладают всё же лучшей проработанностью по сравнению с ГС-дожигателями на основе термоядерного ИН: выполнен ряд экспериментальных программ и идёт речь о создании установок-демонстраторов технологии. Современные термоядерные установки работают в режиме одиночных импульсов и пока обладают крайне низким инженерным к.п.д. термоядерных реакций. Однако в идеале они способны обеспечить большую эффективность генерации нейтронов и большой нейтронный поток, чем ИН на основе ядерного расщепления.

**Благодарности.** Работа финансово поддержана Министерством образования и науки РФ (RFMEFI61914X0003).

### Список литературы

1. Апсэ В А и др. *Физико-технические основы современной атомной энергетики. Перспективы и экологические аспекты* (Долгопрудный: Интеллект, 2014)
2. Шмелев А Н и др. *Атомная энергия* **73** 450 (1992); Shmelev A N et al. *Atom. Energy* **73** 963 (1992)
3. Wallenius J *Nucl. Eng. Technol.* **44** 199 (2012)
4. IAEA, Evaluated Nuclear Data File, <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
5. Wallenius J, Eriksson M *Nucl. Technol.* **152** 367 (2005)
6. Hoffman E A, Yang W S, Hill R N "Preliminary core design studies for the Advanced Burner Reactor over a wide range of conversion ratios", ANL Report ANL-AFCI-177 (Argonne, Ill.: Argonne National Laboratory, 2006); [http://www.ipd.anl.gov/anl\\_pubs/2008/05/61507.pdf](http://www.ipd.anl.gov/anl_pubs/2008/05/61507.pdf)
7. Messaoudi N, Tommasi J *Nucl. Technol.* **137** 84 (2002)
8. Ando Y, Nishihara K, Takano H *J. Nucl. Sci. Technol.* **37** 924 (2000)
9. "Status of minor actinide fuel development", IAEA Nuclear Energy Series technical report NF-T-4.6 (Vienna: IAEA, 2009); [http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1415\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1415_web.pdf)
10. Mansani L et al. *Nucl. Technol.* **180** 241 (2012)
11. Pignatelli J F et al. *Nucl. Technol.* **180** 264 (2012)
12. "Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in advanced nuclear fuel cycle. A comparative study", OECD/NEA Report (Paris: OECD Publ., 2002); <https://www.oecd-neo.org/ndd/reports/2002/nea3109-ads.pdf>
13. "Advanced nuclear fuel cycles and radioactive waste management", OECD/NEA Report 5990 (Paris: OECD Publ., 2006); <https://www.oecd-neo.org/ndd/pubs/2006/5990-advanced-nfc-rwm.pdf>
14. Salvatores M, Palmiotti G *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66** 144 (2011)
15. Полозов С М, Фертман А Д *Атомная энергия* **113** (3) 155 (2012); Polozov S M, Fertman A D *Atom. Energy* **113** 192 (2013)
16. MYRRHA: Multi-purpose hybrid research reactor for high-tech applications, <http://myrrha.skcken.be/en>
17. Vandeplassche D et al., in *Proc. IPAC 2011 Conf., San Sebastian, Spain, September 2011*, p. 2718; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2011/papers/weps090.pdf>
18. "SNS Parameters List", SNS 100000000-PL0001-R13, (ORNL, 2005); [http://neutrons.ornl.gov/media/pubs/pdf/sns\\_parameters\\_list\\_june05.pdf](http://neutrons.ornl.gov/media/pubs/pdf/sns_parameters_list_june05.pdf)
19. Vandeplassche D, Romão L M, in *Proc. IPAC 2012 Conf., New Orleans, USA, May 2012* (2012) 6; [http://ipnwww.in2p3.fr/MAX/images/stories/downloads/SCK-CEN\\_IPAC12.pdf](http://ipnwww.in2p3.fr/MAX/images/stories/downloads/SCK-CEN_IPAC12.pdf)
20. "Accelerator and spallation target technologies for ADS applications (A status report)", OECD/NEA Report 5421 (Paris: OECD Publ., 2005); <https://www.oecd-neo.org/science/docs/pubs/nea5421-accelerator.pdf>
21. Капчинский И М *УФН* **132** 639 (1980); Kapchinskii I M *Sov. Phys. Usp.* **23** 835 (1980)
22. Wangler T P, "Reliable-Linac Design for accelerator-driven subcritical reactor systems", LANL Report LA-UR-02-6684 (Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 2002); <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00937251.pdf>
23. Kravchuk L V, in *Proc. of the XXI Russian Particle Accelerators Conf., RuPAC, 2008, Zvenigorod, Russia*, p. 137
24. Pottin B et al., in *Proc. of LINAC 2012, Tel-Aviv, Israel*, p. 921
25. Wei J et al., in *Proc. HB 2006*, p. 39
26. Tsujimoto K et al. *J. Nucl. Sci. Technol.* **41** 21 (2004)
27. Suzuki H, in *Proc. of APAC 2004, Gyeongju, Korea*, p. 499
28. Callaway N T et al., in *Proc. of the 1997 Particle Accelerator Conf. Vol. 1* (New York: IEEE, 1998) p. 1165
29. Vernon S H, in *Proc. of the 2001 Particle Accelerator Conf. Vol. 5* (New York: IEEE, 2001) p. 3296
30. Kwon H J et al., in *Proc. of LINAC 2012, Tel-Aviv, Israel* p. 422
31. Grillenberger J et al., in *Proc. of Cyclotrons, 2013, Vancouver, BC, Canada*, p. 37
32. Park W S et al. *Nucl. Eng. Design* **199** 155 (2000)
33. Dutto G, в сб. *Труды XIII Международ. конф. по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск, 7–11 августа 1986 Т. 1* (Отв. ред. А Н Скринский) (Новосибирск: Наука, 1987) с. 270
34. Moses E I et al. *Fusion Sci. Technol.* **56** 547 (2008)
35. *Third Fusion-Fission Hybrids Workshop, East-West Science Center of the Univ. of Maryland, USA, 2009*
36. *Workshop on Fusion for Neutrons and Sub-Critical Nuclear Fission, Villa Monastero, Italy, 2011*
37. Abdou M A "Tritium breeding in fusion reactors", ANL/FPP/TM-165 (1982); in *Nuclear Data for Science and Technology. Proc. of the Intern. Conf., 6–10 September 1982* (Ed. K H Böckhoff) (Brussels: ECSC, EEC, 1983) p. 293
38. Stacey W M et al. *Nucl. Technol.* **162** 53 (2008)
39. Noack K et al. *Ann. Nucl. Energy* **35** 1216 (2008)
40. Jacquinet J and the JET team *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A13 (1999)
41. <http://www.efda.org/jet>
42. <http://www.iter.org/>
43. Aymar R, Barabaschi P, Shimomura Y *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 519 (2002)
44. Mirnov S *AIP Conf. Proc.* **1442** 15 (2012)
45. Johnson D W et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** A69 (1995)
46. Mansfield D K et al. *Phys. Plasmas* **3** 1892 (1996)
47. Kotschenreuther M et al. *Fusion Eng. Design* **84** 83 (2009)
48. Кутеев Б В и др. *Физика плазмы* **36** 307 (2010); Kuteev B V et al. *Plasma Phys. Rep.* **36** 281 (2010)
49. Moir R W et al. "Axisymmetric magnetic mirror fusion-fission hybrid", Report LLNL-TR-484071 (2011); *Fusion Sci. Technol.* **61** 206 (2012)
50. Agren O et al. *AIP Conf. Proc.* **1442** 173 (2012)
51. Anikeev A V, Dagan R, Fischer U *Fusion Sci. Technol.* **59** (1T) 162 (2011)
52. Yurov D V et al. *Fusion Eng. Design* **87** 1684 (2012)
53. Noack K et al. *Ann. Nucl. Energy* **38** 578 (2011)
54. Beklemishev A D et al. *Fusion Sci. Technol.* **57** 351 (2010)
55. Rosenbluth M N, Longmire C L *Ann. Physics* **1** 120 (1957)
56. Ivanov A A, Prikhodko V V *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 063001 (2013)
57. Agren O, Savenko N *Phys. Plasmas* **12** 022506 (2005)

### Hybrid systems for transuranic waste transmutation in nuclear power reactors: state-of-the art and future prospects

D.V. Yurov, V.V. Prikhod'ko

G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,

prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation;

Nuclear Safety Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Bol'shaya Tul'skaya 52, 115191 Moscow, Russian Federation;

Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

E-mail: D.V.Yurov@inp.nsk.su; V.V.Prikhodko@inp.nsk.su

The features of subcritical hybrid systems (HSs) are discussed in the context of burning up transuranic wastes from the U–Pu fuel cycle. The advantages of HSs over conventional atomic reactors are considered, and fuel cycle closure alternatives using HSs and fast neutron reactors are comparatively evaluated. The advantages and disadvantages of two HS types with neutron sources (NSs) of a widely different nature — nuclear spallation in a heavy target by protons and nuclear fusion in magnetically confined plasma — are discussed in detail. The strengths and weaknesses of HSs are examined, and demand for them for closing the U–Pu fuel cycle is assessed.

PACS numbers: **28.41. –i**, **28.65. +a**, 29.25.Dz, 52.55.Fa, 52.55.Jd

Bibliography — 57 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (11) 1237–1248 (2014)

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411f.1237

Received 18 December 2013, revised 12 August 2014

*Physics – Uspekhi* **57** (11) (2014)