

РЗ-2020-31

В. Л. Аксенов, М. В. Рзянин, Е. П. Шабалин

**ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РЕАКТОРЫ ОИЯИ:  
ВЗГЛЯД В БУДУЩЕЕ**

Направлено в журнал «ЭЧАЯ»

Исследовательские реакторы ОИЯИ: взгляд в будущее

Изложена концепция нового пульсирующего реактора ИБР-3 («Нептун»), по своим параметрам превосходящего существующие и сооружаемые импульсные источники для исследований на выведенных пучках. Кратко обсуждаются научная программа, реализация которой затруднена или невозможна на существующих источниках, а также инфраструктура обеспечения экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

JINR Research Reactors: A Look into the Future

The concept of a new pulsed reactor IBR-3 (“Neptun”) is presented, which in terms of its parameters is superior to the existing pulsed sources, as well as to those which are being constructed, for research on extracted beams. A scientific program, the implementation of which is difficult or impossible with existing sources, as well as the infrastructure for supporting experiments, is briefly discussed.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

## ВВЕДЕНИЕ

Первый исследовательский реактор в ОИЯИ начал работать 23 июня 1960 г. Это был новый тип ядерных исследовательских реакторов. По общепринятой сегодня терминологии — это импульсный реактор периодического действия (ИРПД) на быстрых нейтронах. Для краткости в Дубне реактор был назван импульсным быстрым реактором (ИБР). Автор идеи первого ИБР Д. И. Блохинцев называл этот реактор пульсирующим. Далее в статье используется и этот термин. Теория ИРПД на быстрых нейтронах и описание конструкции первых вариантов ИБР даны в монографии [1]. Последующее развитие описано в обзорах [2, 3].

Последний из серии ИБР, исследовательский ядерный реактор ИБР-2, созданный в ОИЯИ в 1982 г., прошел модернизацию и с 2012 г. продолжает успешно работать [4]. Этот источник нейтронов третьего поколения имеет самую высокую в мире плотность потока нейтронов в импульсе и в настоящее время является единственным в странах-участницах ОИЯИ источником нейтронов мирового класса для исследований на выведенных пучках [5]. История, современное состояние и научные достижения\* достаточно полно отражены в упомянутых и других обзорах. Поэтому мы сосредоточимся на возможном развитии.

Реакторная установка, комплекс технологического оборудования и здание выработают свой окончательный ресурс в зависимости от режима эксплуатации в 2032–2037 гг. В связи с этим возникает ряд вопросов. Прежде всего, нужен ли вообще новый источник, или шире: нужны ли будут нейтроны для физических исследований через 20–30 лет? Этот на первый взгляд нелепый вопрос не лишен оснований. Дело в том, что в последние два десятилетия большое развитие получили многие физические методы исследования структуры и свойств вещества. В комплементарной области это относится в первую очередь к рентгеновским лазерам на свободных электронах, которые открывают совершенно фантастические возможности. Поэтому необходимо сформулировать научные задачи, для решения которых нейтроны могут дать оригинальные возможности, причем через 20–30 лет. Этому вопросу был посвящен доклад одного из авторов на заседании Программно-консультативного комитета по физике конденсированных сред ОИЯИ в январе 2017 г. [6]. Анализ горизонтов нейтронных исследований показывает, что для решения поставленных задач необходим импульсный источник со средней плотностью потока тепловых нейтронов не меньше  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Далее будем рассматривать эту оценку как ближний рубеж для нового источника. В связи с этим отпадает

---

\*Работы по созданию реакторов в ОИЯИ и проводимые на них исследования отмечены Государственной премией СССР (1971 г.), премией Правительства РФ (1996 г.) и Государственной премией РФ (2000 г.).

вопрос о возможности использования проекта действующего реактора ИБР-2. В [7] показано, что предел возможностей реактора ИБР-2 ограничен значением средней плотности потока тепловых нейтронов  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Кроме того, особенности конструкции реактора ИБР-2 ограничивают по условиям безопасности срок эксплуатации на проектной мощности. Так, ИБР-2М уже с 2020 г. работает на пониженной мощности (см. п. 3.2).

Следующий волнующий общественность вопрос: нужен ли будет новый источник нейтронов в Европе через 20–30 лет? Этот вопрос активно обсуждается в ведущих европейских нейтронных центрах, причем в различных аспектах. Было отмечено, что время реализации крупных проектов увеличивается. Поэтому уже сегодня обсуждается новый источник, который придет на смену сооружаемому европейскому испарительному источнику (ESS — European Spallation Source). Предлагается источник типа ESS с двумя мишенями [8]. Продуктивная идея состоит в том, что длительность импульса протонного ускорителя должна совпадать с длительностью нейтронного импульса после замедлителя. В [9] предлагается развивать проект источника нейтронов на основе инерционного ядерного синтеза в надежде, что через 20–30 лет будут развиты необходимые технологии для получения нужных потоков медленных нейтронов. И, наконец, в Юлихе [10] в общей стратегии создания сети национальных источников малой и средней мощности дополнительно к суперисточникам типа ESS начинает реализовываться проект источника средней мощности на основе ядерной реакции срыва при столкновении дейтрона с бериллием.

Итак, необходимость в нейтронах сохраняется, и нужны новые источники. Другое дело, что высокопоточные источники нейтронов для исследований на выведенных пучках, как работающие в настоящее время, так и создаваемые, подошли к технологическому пределу в получении плотности потока на поверхности источника, что вызвано проблемой отвода энергии, выделяющейся при ядерных реакциях. Возможности оптимизации источников нейтронов постоянно обсуждаются, однако очевидно, что для выхода за существующие пределы нужны новые подходы.

В данной статье представлена концепция нового импульсного реактора периодического действия ИБР-3 («Нептун»), отдельные идеи которой были опубликованы недавно [11, 12]. В разд. 1 сформулированы некоторые задачи нейтронных исследований на выведенных пучках, решение которых затруднено или невозможно на существующих источниках. Сформулированы необходимые параметры источника для различных научных направлений. В разд. 2 дано описание нового реактора. Мы назвали его ИБР-3, поскольку он продолжает традиции реакторов ИБР и ИБР-2, в его конструкции использованы оправдавшие себя идеи конструкций реакторов такого типа и учтены выявленные в процессе эксплуатации (между прочим, с 1960 г.) недостатки. Показано, что ИБР-3 («Нептун») позволяет получить потоки тепловых нейтронов

на порядок выше достигнутых на ИБР-2. В разд. 3 рассмотрены кинетика и динамика ИБР-3 и некоторые аспекты его ядерной безопасности. В разд. 4 обсуждены вопросы оптимизации вывода нейтронов на экспериментальные станции. В заключении подведены итоги.

## 1. КАКИЕ НУЖНЫ ПОТОКИ НЕЙТРОНОВ?

**1.1. Эксперименты на выведенных пучках.** В современной науке выведенные пучки нейтронов используются для изучения фундаментальных взаимодействий и симметрий, структуры и свойств атомных ядер, но наиболее широко — в физике конденсированного состояния вещества, молекулярной биологии, структурной химии, материаловедении, в системах неразрушающего контроля объемных материалов и промышленных изделий.

Информативность исследований с нейтронами увеличивается с ростом интенсивности источников. Происходит это не только из-за сокращения времени проведения экспериментов, но и вследствие открывающихся новых возможностей, к которым можно отнести повышение точности измерений, изучение объектов малых размеров, сложных объектов и объектов с малыми сечениями рассеяния, проведение экспериментов с анализом поляризации нейтронов до и после рассеяния и др.

При исследованиях конденсированного состояния вещества необходимо учитывать несколько параметров импульсного источника, важных для организации экспериментов по рассеянию. В их число входят средний по времени поток нейтронов,  $\Phi_0$ , период повторения импульсов,  $T_0$ , и ширина импульса быстрых нейтронов,  $\Delta t_f$ . Средний поток нейтронов определяет светосилу спектрометра, период повторения — доступный на нем (без перекрытия) интервал длин волн, ширина импульса — во многом его разрешающую способность. Немаловажно то, как организуется процесс замедления нейтронов, т. е. какова ширина импульса медленных нейтронов,  $\Delta t_s$ , и как она зависит от энергии (длины волны). Наконец, в некоторых случаях необходимо учитывать, какова форма импульса медленных нейтронов, например, насколько затянута его задний фронт. Из этих параметров можно составить комбинации, помогающие оценить эффективность источника или сравнить однотипные спектрометры, действующие на различных импульсных источниках. Предполагая, что ширина импульса медленных нейтронов  $\Delta t_s$  слабо или совсем не зависит от длины волны  $\lambda$ , для импульсного потока нейтронов  $\Phi_p$  получаем соотношение

$$\Phi_p = \Phi_0(T_0/\Delta t_s). \quad (1)$$

Величину  $\Phi_p = c\Phi_0$ , где  $c = (T_0/\Delta t_s)$  — скважность (duty factor) источника, часто используют для качественного сравнения стационарных и импульсных источников, так как в первом приближении и для некоторых типов экспериментов именно  $\Phi_p$  определяет возможную светосилу спектрометра. Заметим,

что сравнение по параметру  $\Phi_p$  имеет базовый характер, так как в большинстве спектрометров далеко не весь период  $T_0$  используется для регистрации «полезных» нейтронов, а разрешение спектрометра может быть довольно сложным образом связано с шириной импульса. Итак, референтные параметры источника: поток тепловых нейтронов в импульсе  $\Phi_p$ , усредненный по времени поток тепловых нейтронов  $\Phi_0$ , длительность импульсов медленных нейтронов  $\Delta t_s$  и частота нейтронных импульсов  $\nu = 1/T_0$ .

Невозможно предсказать, какие научные задачи будут главными через 20–30 лет. Поэтому стратегия ведущих нейтронных центров состоит в постоянном развитии экспериментальных методов и приборов, готовых принять новые вызовы. Ниже мы попытаемся сформулировать некоторые темы для оценки необходимых в перспективе параметров источника, основываясь на тенденциях развития нейтронных исследований (подробнее см. [6]).

**1.2. Исследования конденсированного вещества.** В наши дни более 90 % выведенных пучков нейтронов используются для исследований конденсированного вещества по широкому кругу научных направлений: в физике твердого тела и мягкого вещества (сложные жидкости, некристаллические твердые тела, полимеры, коллоиды), в химии, молекулярной биологии, науках о материалах, инженерных науках. Постоянно появляются новые области. Например, в последние годы возрос интерес к исследованиям продуктов питания и культурного наследия. Исследование практически любого нового явления или нового материала, особенно в физике твердого тела, начинается с нейтронного структурного анализа. Это обусловлено уникальными свойствами нейтронов низких энергий: отсутствием электрического заряда (глубокое неразрушающее проникновение), зависимостью от изотопного состава (изотопное замещение водорода на дейтерий особенно перспективно в структурной биологии), наличием магнитного момента (идеальная микропроба для магнитных явлений) и, наконец, слабым взаимодействием с веществом (возможность использования теории линейной реакции).

Можно ожидать появления новых задач в следующих областях. Физика твердого тела: нанокристаллы, низкоразмерные системы, магнетизм и сверхпроводимость. Химия: кинетика *in situ* новых материалов. Физика Земли и окружающая среда: комплексные минералы при высоких температурах и давлении, геологические процессы. Инженерные науки: неразрушающий контроль инженерных конструкций. Эти области являются традиционными для нейтронных исследований, в которых используются в укрупненной классификации дифракция, рефлектометрия, малоугловое и неупругое рассеяние. Первые три метода успешно работают, начиная с  $\Phi_0 = 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При малоугловом рассеянии и рефлектометрии все большее применение находят холодные нейтроны ( $\lambda > 4 \text{ \AA}$ ), длительность импульса которых  $\Delta t \geq 200 \text{ мкс}$  (длинный импульс, long pulse (LP)). Напомним, что длительность импульса

определяет инструментальное разрешение: чем она меньше, тем выше разрешение. Разработанная в Дубне для реактора ИБР фурье-дифрактометрия высокого разрешения [5] позволяет получить практически предельно возможное разрешение. Для неупругого рассеяния необходимо иметь  $\Phi_0 \geq 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и короткий импульс (short pulse, SP). При замедлении нейтронов в импульсном источнике меньше 20 мкс получить невозможно. По этим причинам измерение дисперсионных кривых пока лучше получается на реакторах со стационарным потоком.

Отдельно надо обсудить исследования конденсированного вещества в «мягком» состоянии (полимеров, коллоидов, жидких кристаллов, наножидкостей) и биологию с нанобиотехнологиями. В последние годы (вообще-то уже десятилетия) фокус современных исследований все больше смещается в эти области. Наиболее сложными и соответственно наиболее интересными являются биологические объекты. Фактически возникающие здесь проблемы часто находятся на пределе и даже за пределами возможностей современных физических методов. Живые системы имеют ряд нехарактерных для классических твердых тел свойств. У них долгоживущие медленно релаксирующие структуры, далекие от термодинамического равновесия. Многие из происходящих в них процессов имеют необратимый характер. Часть черт живой материи присуща переходному от твердого состояния к живой материи мягкому веществу: кинетика, структурная иерархия, самоорганизация. Разумеется, в какой-то степени отмеченные свойства в ряде случаев появляются и в твердом состоянии. Поэтому, когда мы говорим о приоритете исследований биологических объектов, то имеем в виду изучение присущих им явлений, а не только предмета (в смысле образцов) изучения. Трудности изучения указанных явлений связаны еще и с тем, что они относятся к недостаточно разработанной сегодня неравновесной статистической механике, что, впрочем, только подчеркивает их востребованность. С учетом сказанного требования к нейтронному источнику повышаются: необходимо иметь  $\Phi_0 \geq 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\Phi_p > 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

**1.3. Физика атомного ядра.** Задачи, стоявшие перед этой областью исследований в начале XXI в. [13], во многом актуальны и сегодня [14]. Прецизионное определение свойств нейтрона, параметров его распада и нейтронных сечений, изучение процессов индуцированного нейтронами деления и процессов ядерных реакций с нейтронами являются важными и иногда уникальными источниками информации для решения проблем космологии, изучения свойств Вселенной на ранней стадии образования, свойств ядерной материи и фундаментальных взаимодействий. Ядерные нейтронные методы (например активационный анализ) получили широкое применение в экологических, биологических исследованиях и археологии. Широко известно применение этих методов при исследовании поверхности планет Солнечной системы. Боль-

шие перспективы имеет применение этих методов в ряде отраслей промышленности. Не исчерпало своего значения изучение сечений взаимодействия нейтронов с ядрами для нужд ядерной энергетики.

Многие задачи нейтронной ядерной физики требуют высокого разрешения и, соответственно, очень узкого импульса нейтронов:  $\Delta t \leq 1$  мкс. Однако имеется широкий круг задач и для источников с длинным импульсом. Отметим здесь весьма обширную и, на наш взгляд, очень перспективную область — исследование нейтронно-избыточных ядер. Если ядра с высоким отношением протоны/нейтроны сравнительно легко получаются на ускорителях, то нейтронно-избыточные ядра получать гораздо сложнее, имеются буквально несколько таких установок (например в ЦЕРН [15]). В то же время подобные исследования могут дать неоценимую информацию для моделей ядра, теории ядерных сил, теории деления. Особый интерес представляет изучение вблизи линии быстрых нейтронных захватов ( $r$ -process path), что важно для астрофизики и понимания свойств сверхтяжелых элементов.

Нейтронно-избыточные ядра, расположенные вдоль линии  $r$ -процессов, могут быть получены в процессах деления. Экзотические сильно избыточные нейтронами ядра могут быть получены на высокопоточных источниках с  $\Phi_0 \geq 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Перспективным представляется использование ловушек Пеннинга [16]. В качестве амбициозного проекта можно предложить создание наземной астрофизической лаборатории, состоящей из комплекса ловушек Пеннинга, на пучках ИБР-3 с целью изучения нуклидов с большим избытком нейтронов. Такая лаборатория может существенно развить аналогичный проект для реактора ПИК [17].

**1.4. Новая физика.** С открытия бозона Хиггса началась новая эра в физике, оно завершило построение Стандартной модели, и теперь научную общественность волнует, какая физика будет за пределами Стандартной модели. Эксперименты с нейтронами могут дать свой вклад в решение этой фундаментальной проблемы, в частности, в экспериментах по поиску нейтрон-антинейтронных ( $n\bar{n}$ ) осцилляций [18]. Для таких экспериментов нужны потоки нейтронов, ожидаемые для ИБР-3. Такие потоки необходимы и для других задач, таких как измерения сечения рассеяния нейтрона на нейтроне и регистрация стерильных нейтрино [19].

Особые перспективы, на наш взгляд, открывают исследования с ультрахолодными нейтронами (УХН), открытыми группой Ф.Л. Шапино в Дубне в 1968 г. До сих пор остается нерешенным вопрос об электрическом дипольном моменте нейтрона (проблема барионной асимметрии) [20, 19]. Новое направление в физике возникло недавно при исследованиях квантовых состояний нейтрона в гравитационном поле [21, 22]. Возможно, что в недалеком будущем появится новый раздел нейтронной рефлектометрии по прецизионным измерениям структуры и динамики поверхностей, покрытых наномате-



риалами. На реакторе ИБР-3 можно будет создать фабрику УХН с учетом последних разработок по созданию установок с высокой их плотностью на выведенном пучке тепловых нейтронов [23].

## 2. ПУЛЬСИРУЮЩИЙ РЕАКТОР НА НЕПТУНИИ ИБР-3 («НЕПТУН»)

**2.1. Принцип конструкции.** Еще при проектировании ИБР-2 в 1960-х гг. были изучены предельные возможности пульсирующего ядерного реактора для исследований по физике конденсированных сред. Было показано, что наилучшие параметры нейтронных пучков тепловых нейтронов обеспечивает реактор на быстрых нейтронах с объемом активной зоны 15–20 л при средней тепловой мощности не менее 10 МВт [24]. В то время единственным действующим пульсирующим реактором был ИБР — маломощный (1–3 кВт), охлаждаемый воздухом реактор с металлическим плутонием, созданный в Дубне в 1960 г. Считалось рискованным идти на создание реактора с предельными нагрузками, превышающими ИБР в тысячи раз, и преемником ИБР стал ИБР-30 с мощностью 20 кВт. К тому времени накопился достаточный и успешный опыт эксплуатации созданных в ФЭИ реакторов на быстрых нейтронах, охлаждаемых жидким натрием, типа БР-5 и БР-10 на 5 и 10 МВт, и это позволило начать проект пульсирующего реактора на 4 МВт с использованием технологии этих реакторов. В итоге пределом рабочего режима ИБР-2, введенного в строй в 1982 г., стала мощность 2 МВт. Тем не менее реакторы ИБР-2 и ИБР-2М в течение более 30 лет были и пока еще остаются самыми высокопоточными источниками тепловых нейтронов для исследований на выведенных пучках, обеспечивая пиковую плотность потока нейтронов на поверхности внешнего замедлителя  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и среднюю плотность потока до  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [3].

В конструкции ИБР-3 в основном использованы технические решения, характерные для реакторов ИБР (рис. 1) и ИБР-2 (жидкометаллическое охла-

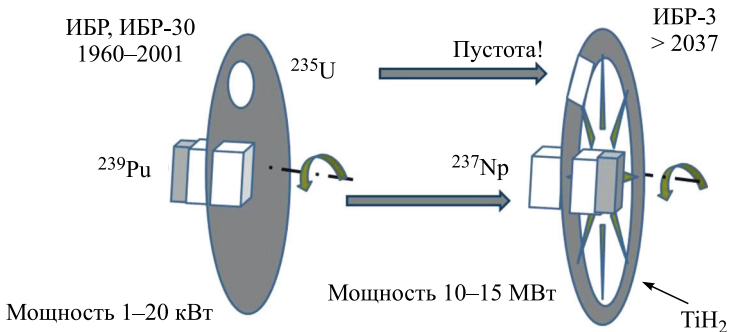


Рис. 1. Принцип генерации импульсов в реакторах ИБР и ИБР-3: преемственность и различия

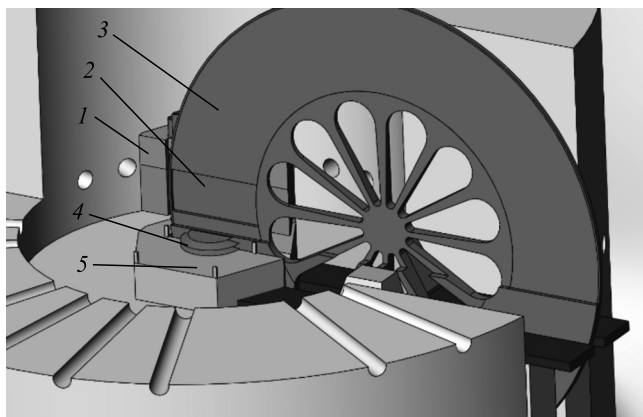


Рис. 2. Схема реактора ИБР-3 с защитой и выводом пучков нейтронов: 1 — одна из двух половин активной зоны с никелевым отражателем; 2 — пустой сектор в диске модулятора реактивности; 3 — гидрид титана; 4 — водяной замедлитель нейтронов; 5 — бериллиевый отражатель-замедлитель

ждение и модулятор реактивности), однако применены новшества, позволяющие достичь предельных параметров [11], а именно: — в качестве ядерного топлива используется  $^{237}\text{Np}$  вместо плутония;

— модуляция реактивности основана на принципе вывода водородосодержащего вещества из активной зоны (вместо вывода отражателя);

— пучки медленных нейтронов выводятся касательно к границам активной зоны.

Детально эффекты каждого из этих факторов обсуждаются ниже.

Активная зона находится в двух одинаковых корпусах из нержавеющей стали, между которыми проходит ротор модулятора реактивности. Она представляет собой сборку из плотноупакованных тепловыделяющих элементов (ТВЭлов), где и происходит быстропротекающий процесс цепной реакции деления ядер  $^{237}\text{Np}$ .

Сердечник ТВЭла диаметром 16 мм выполнен из нитрида нептуния и помещен в стальную цилиндрическую оболочку с зазором 0,4 мм по диаметру для компенсации распухания нитрида в процессе выгорания, которое составит при длительности кампании реактора 15–20 лет 6–7,5 % объема топлива при температуре 1300 К (выгорание 4–5 % тяжелых атомов). Зазор между сердечником и оболочкой заполнен натрием, который остается в жидкой фазе из-за повышенного давления в газовой полости ТВЭла.

Теплоотвод от ТВЭлов и никелевого стационарного отражателя осуществляется жидким натрием по двухконтурной схеме, аналогичной реактору ИБР-2. В отличие от ИБР-2 нижняя точка первого контура находится в кор-

пусе активной зоны, что предотвращает потерю натрия при разрыве подающей трубы. Циркуляция теплоносителя осуществляется магнитно-индукционными насосами. Рабочая температура натрия первого контура 290–450 °С, расход теплоносителя при мощности 10 МВт составляет 180 м<sup>3</sup>/ч.

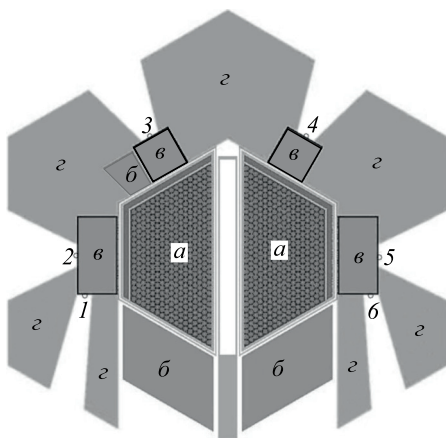
С целью уменьшения критической массы параметр решетки твэлов одинаков по всему сечению активной зоны. Другое характерное отличие от ИБР-2 — жесткое закрепление стержней твэлов в верхней опорной плите со свободным нижним концом. Это обеспечивает свободный изгиб оболочки твэла при неравномерном ее нагреве и, соответственно, отрицательный мощный эффект реактивности.

Критическая нагрузка непуниевое реактора при максимально возможной объемной доле нитрида 72–73 % составляет по расчету около 500 кг. Объем активной зоны при этом около 50 л.

Модулятор выполнен в виде вращающегося диска диаметром 3,4 м, вдоль периферии которого находится гидрид титана (с плотностью до 3,7 г/см<sup>3</sup>) в форме радиальных секторов. В одном из секторов гидрид титана заменен на пустоту; при вхождении этого сектора в область активной зоны реактора коэффициент размножения нейтронов возрастает вследствие ужесточения спектра нейтронов. Окружная скорость вращения ротора модулятора 10 об./с, линейная эффективная скорость около 90 м/с.

Гидрид титана радиационно стоек, хорошо изучен и используется в биологической защите ядерно-энергетических установок. Высокое содержание водорода в гидриде сохраняется до температуры 500 °С. Охлаждение модулятора воздушное. Интенсивность тепловой и радиационной нагрузок на гидрид титана в секторах, непосредственно примыкающих к пустой полости, достаточно высока — до 5 Вт/см<sup>3</sup> при мощности реактора 10 МВт, поэтому для продления ресурса работы модулятора конструкция диска такова, что

Рис. 3. Схема реактора ИБР-3, поперечное сечение: *a* — активная зона из двух половин трапециевидной формы, между ними — пустой сектор диска модулятора реактивности; *б* — никелевый отражатель с органами СУЗ; *в* — водяные замедлители быстрых нейтронов; *г* — бериллиевый отражатель-замедлитель; 2, 3, 4 и 5 — светящиеся поверхности вывода радиальных пучков нейтронов, 1 и 6 — касательные пучки



позволяет периодически заменять сектора с гидридом, которые во время импульса мощности реактора оказываются вблизи активной зоны, на удаленные сектора.

Использование такого модулятора обеспечивает более глубокую модуляцию реактивности, чем подвижный отражатель (примерно в два раза). Фооновая мощность реактора составит 2,5–3 % от средней мощности.

**2.2. Почему нептуний?** Главная особенность изотопа  $^{237}\text{Np}$  в отличие от традиционных ядерных композиций на основе  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  — это пороговый характер сечения деления (рис. 4). Существенно, что эффективный порог деления — около 0,4 МэВ, что на 0,2 МэВ ниже порога деления  $^{238}\text{U}$ . Это обеспечивает создание критической массы при достаточной плотности ядер нептуния [25, 26]. Известно, что для альфа-фазы металлического  $^{237}\text{Np}$  с плотностью 20,45 г/см<sup>3</sup>  $k_{\infty} = 1,638$ , а «голый» шар из металлического нептуния такой же плотности имеет критический радиус и критическую массу 8,864 см и 59,7 кг соответственно. При этом эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эфф}}$  составляет  $0,91 \cdot 10^{-3}$ .

Что же влечет за собой такой характер сечения деления? Важных следствий как минимум три.

- Во-первых, время жизни поколения быстрых нейтронов  $\tau$  в зоне с нептунием значительно ниже значения той же величины для зоны с плутонием. Так, в действующем исследовательском реакторе на быстрых нейтронах ИБР-2  $\tau$  равно 65 нс, в реакторах на промежуточных нейтронах составляет несколько микросекунд, в то время как в нептуниевом реакторе — от 3 до 10 нс, в зависимости от объемной плотности ядерного топлива в активной зоне. Этот фактор позволяет иметь более короткую вспышку быстрых (и, соответственно, тепловых) нейтронов в режиме работы пульсирующего реактора. Действительно, длительность импульса мощности реактора пропорциональна корню из времени жизни поколения нейтронов (см. формулу (6) в разд. 3).

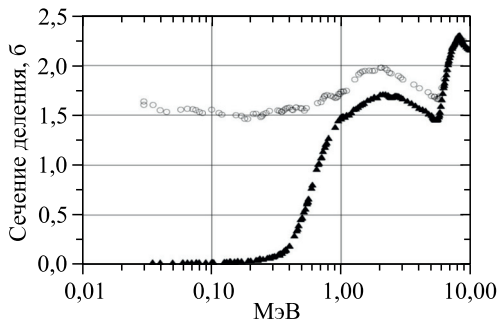


Рис. 4. Микроскопические сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  (○) и  $^{237}\text{Np}$  (▲) в области быстрых нейтронов

• Во-вторых, эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эфф}}$  оказывается заметно ниже той же величины для плутония, которая в ИБР-2 равна  $2,16 \cdot 10^{-3}$  на один мгновенный нейтрон деления. Дело в том, что запаздывающие нейтроны деления имеют энергию от 0,2 до 0,8 МэВ при средней энергии 0,4 МэВ, равной как раз энергии порога деления  $^{237}\text{Np}$  [27–29]. Вследствие этого при физической доле запаздывающих нейтронов нептуния  $4 \cdot 10^{-3}$  их эффективная доля составляет всего  $(1,2–1,3) \cdot 10^{-3}$  для зоны ИБР-3. Низкое значение  $\beta_{\text{эфф}}$  определяет малое значение фоновой мощности  $N_{\text{фон}}$  в промежутках между импульсами согласно соотношению

$$\frac{N_{\text{фон}}}{N} = \beta_{\text{эфф}}/|\varepsilon|,$$

где  $N$  обозначает среднюю мощность активной зоны, а  $\varepsilon$  — уровень подкритичности реактора в фоне. Величина фона в обратной пропорции увеличивается от нептуния к урану.

• И третье следствие порогового характера деления нептуния — это возможность использования для модулятора реактивности материалов, замедляющих нейтроны. Замедление на ядрах водорода с высоким сечением рассеяния (около 4 б для спектра деления) и сбросом энергии нейтрона в среднем на 50% на одно рассеяние приводит к быстрому выводу нейтрона из зоны деления нептуния. По сути водород в нептуниевой зоне «работает» как поглотитель нейтронов (точнее, как «поглотитель ценности» нейтронов). Расчеты показывают, что удаление водородсодержащего вещества (например гидрида титана) из активной зоны нептуниевого реактора дает изменение реактивности, сравнимое с вводом делящегося вещества. Такого эффекта нельзя достичь перемещением эквивалентного объема отражателя.

Помимо порогового характера деления нептуниевое ядерное топливо обладает еще одним замечательным свойством — при работе такого реактора на мощности не будет снижения коэффициента размножения от выгорания нептуния, что обычно для реакторов на уране и плутонии, а напротив: запас реактивности реактора будет даже увеличиваться с выгоранием нептуния. Объяснение простое: при захвате нейтрона ядром  $^{237}\text{Np}$  возникает  $\beta$ -радиоактивное ядро  $^{238}\text{Np}$ , которое с периодом полураспада 2,12 сут превращается в ядро  $^{238}\text{Pu}$ . Последнее является непороговым делящимся изотопом, делящиеся свойства которого значительно лучше, чем  $^{237}\text{Np}$ . Это демонстрирует график рис. 5: в мягком спектре нейтронов внешнего пучка ИБР-2 [30]  $^{238}\text{Pu}$  делится в 2,4 раза лучше, чем  $^{237}\text{Np}$ , а в жестком спектре деления — в 1,4 раза.

Исследованию механических и теплофизических свойств нептуния и его сплавов посвящен целый ряд публикаций, например [31–33]. Нитриды актиноидов, и нитрид нептуния в частности, обладают весьма привлекательными свойствами для ядерного топлива: высокой плотностью и хорошей теплопроводностью. Свойства нитрида нептуния достаточно интенсивно исследуются

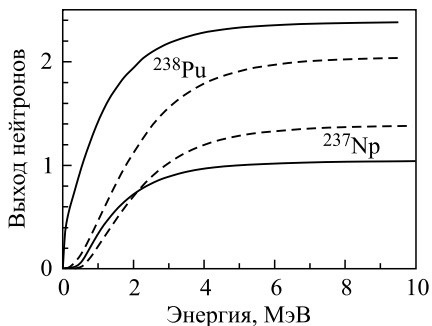


Рис. 5. Сравнение делящихся свойств ядер  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{Pu}$ . Ось ординат — число вторичных нейтронов деления после поглощения одного исходного нейтрона с энергией меньше  $E$  (ось абсцисс); сплошные кривые — расчет для спектра нейтронов во внешнем пучке реактора ИБР-2, штриховые — для спектра деления. Две верхние кривые — для  $^{238}\text{Pu}$ , две нижние — для  $^{237}\text{Np}$

в последние два десятка лет в связи с проблемой трансмутации радиоактивных отходов. Нептуний, с одной стороны, относится к разряду самых многочисленных ядерных отходов, а с другой — сам является потенциальным ядерным топливом в составе композиций с плутонием. В этом направлении наиболее известны работы японских специалистов [34–36].

Некоторые свойства металлического нептуния и нитрида нептуния даны в табл. 1. Использование именно нитрида нептуния в импульсном реакторе — источнике нейтронов для исследований на выведенных пучках — особенно привлекательно. Активная зона реактора на оксиде нептуния вследствие его низкой плотности имела бы значительно больший размер, и, соответственно, для достижения такого же потока нейтронов пришлось бы повышать мощность реактора в два-три раза по сравнению с реактором на нитриде. Дело в том, что плотность потока исследовательского реактора для экспериментов на выведенных пучках определяется не полной тепловой мощностью, а удельным энерговыделением [11]. Кроме того, нитриды имеют значительно более высокую теплопроводность, что позволяет работать при более высоком удельном энерговыделении в активной зоне с твэлами большого диаметра.

Таблица 1. Некоторые свойства металлического нептуния и нитрида нептуния

Параметр	Металлический нептуний	Нитрид (300 К)	Нитрид (1500 К)
Плотность, г/см <sup>3</sup>	19,4 ( $\alpha$ -фаза, $T < 280^\circ\text{C}$ ) 18,0 ( $\gamma$ -фаза, $T > 576^\circ\text{C}$ )	13,4	~ 13
Теплоемкость, Дж/г/К	0,12	0,20	0,28
Теплопроводность, Вт/м/К	7,7(6,3)	~ 13	17,5
Коэффициент теплового расширения (линейный), К <sup>-1</sup>	$0,41 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Температура плавления, °С	637		
Модуль упругости, ГПа		140	105

Насколько доступен нептуний?  $^{237}\text{Np}$  является искусственным изотопом с периодом полураспада  $2,14 \cdot 10^6$  лет и накапливается как побочный продукт при работе энергетических ядерных реакторов вследствие  $\beta$ -распада  $^{237}\text{U}$  (период 6,7 сут), который образуется в реакторах на быстрых нейтронах по реакции  $(n, 2n)$  на  $^{238}\text{U}$  или путем двойного захвата на  $^{235}\text{U}$  и затем  $^{236}\text{U}$  в тепловых реакторах. Он является одним из самых значительных отходов атомно-энергетического комплекса. Один блок ВВЭР вырабатывает до 13 кг нептуния в год. Радиохимические методы выделения  $^{237}\text{Np}$  сегодня также известны. Количество накопленного в мире  $^{237}\text{Np}$  постоянно растет, к настоящему времени оно измеряется тоннами (точные данные авторам неизвестны). Таким образом, задача получения  $^{237}\text{Np}$  в необходимых для создания исследовательского реактора количествах 300–600 кг в принципе не представляется неразрешимой.

В настоящее время единственное пока применение  $^{237}\text{Np}$  — это наработка изотопа  $^{238}\text{Pu}$ , крайне необходимого источника долговременного питания космических аппаратов. В монографии В. Ф. Колесова [37] детально рассмотрен вопрос о применении  $^{237}\text{Np}$  в качестве топлива внутренней активной зоны (АЗ1) в двухсекционном бустере-реакторе с внешней зоной (АЗ2) из  $^{235}\text{U}$  для создания сверхмощного источника быстрых нейтронов с так называемой вентильной нейтронной связью секций. Показано, что АЗ1 в такой системе может работать как в бустерном режиме (с линейным ускорителем электронов), так и в режиме импульсного самогасящегося реактора аperiodического действия. Такая двухзонная система эффективна для облучательных экспериментов или для создания лазеров с ядерной накачкой [38], но для генерации выведенных импульсных пучков нейтронов она не имеет преимуществ перед однозонным бустером или пульсирующим реактором на нептунии.

### 3. КИНЕТИКА И ДИНАМИКА ИБР-3

Нейтронно-физическая теория импульсного реактора периодического действия была разработана в Физико-энергетическом институте (Обнинск) в 1956 г. И. И. Бондаренко и Ю. Я. Стависским в связи с предложением Д. И. Блохинцева создать такой реактор в ОИЯИ [39]. Справедливость теории была в основном подтверждена в процессе пуска ИБР (первый выход в критическое состояние состоялся 23 июня 1960 г.) и затем уточнена и развита Е. П. Шабалиным [1], А. Б. Говорковым, Б. Козиком, Дж. Михалзо, Т. Асаока и др. Принципиальное отличие кинетики ИРПД от обычных реакторов с непрерывным процессом цепной реакции деления, контролируемой долгоживущими запаздывающими нейтронами, состоит в том, что подавляющая доля делений в них происходит во время коротких периодических всплесков цепной реакции на мгновенных нейтронах деления (интересно отметить, что

в манхэттенском проекте оценивали время «жизни» мгновенных нейтронов деления, как раз осуществляя единичные вспышки цепной реакции в уране), время «жизни» которых на 8–9 порядков короче времени «жизни» осколков деления — предшественников запаздывающих нейтронов.

**3.1. Краткая теория без учета температурного эффекта.** Кинетика и динамика неплутониевого реактора описывается общепринятыми уравнениями транспорта нейтронов, диффузии тепла и упругости твердого тела, как для урановых и плутониевых реакторов (см., например, [39–43]).

Поведение мощности (скорости делений, нейтронного потока) в течение импульса  $N(t)$  описывается хорошо известным «точечным уравнением кинетики», являющимся приближением к уравнению нестационарного переноса нейтронов:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{\tau}(N(t)[k_p - 1] + S). \quad (2)$$

Точечное уравнение кинетики достаточно полно описывает картину эволюции мощности реактора в случае почти критического состояния (отклонение коэффициента размножения от единицы  $|\Delta k| \leq 0,05$ ) для реактора

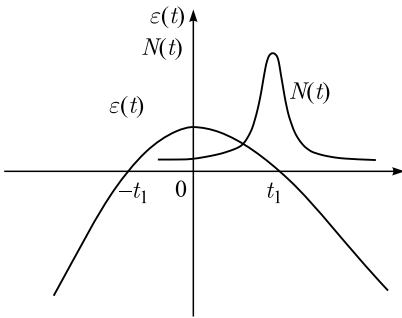


Рис. 6. Зависимость реактивности ( $\varepsilon$ ) и мощности ( $N$ ) реактора ИБР-3 от времени при развитии импульса мощности

с компактной активной зоной однородного состава. Определяющими параметрами уравнения кинетики импульса ИРПД являются:  $\tau$  — время жизни поколения быстрых нейтронов, функция изменения реактивности во времени  $\varepsilon(t) = k_{\text{эфф}}(t) - \beta_{\text{эфф}} - 1 = k_p(t) - 1$  ( $k_{\text{эфф}}$  и  $k_p$  — коэффициенты размножения нейтронов соответственно с учетом доли запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эфф}}$  и без нее) с пиковым значением  $\varepsilon_m$  (импульсной надкритичностью на мгновенных нейтронах) и интенсивность источника запаздывающих нейтронов во время импульса  $S$ . Ход реактивности определяется

модулятором реактивности. Аналитическое решение уравнения (2) кинетики импульса мощности ИРПД в интервале развития и гашения импульса  $\hat{t} > 0$  есть

$$N(t) = S \frac{\sqrt{B\pi}}{\varepsilon_m} L(B) \exp \left\{ -\frac{B\hat{t}^2}{3} (\hat{t} - 3) \right\}, \quad (3)$$

где безразмерное время  $\hat{t} = (t + t_1)/t_1$  ( $2t_1$  — время нахождения реактора в надкритическом состоянии);  $B$  — комплекс параметров  $B = \varepsilon_m^{3/2}/(\alpha^{1/2}v\tau)$ ,  $\alpha$  — коэффициент крутизны параболы реактивности вблизи максимума,  $v$  — линейная скорость модулятора реактивности МР;  $L(B)$  — функция, слабо



зависящая от  $B$ . Для реактора ИБР-3 в критическом, равновесном режиме работы при  $\alpha \approx 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ ,  $v = 90 \text{ м/с}$  и  $\tau = 30 \text{ нс}$   $\varepsilon_m \sim 3,3 \cdot 10^{-4}$ ,  $B \approx 2,65$ ,  $L = 1,06$ .

Значение мощности в пике  $N_{\max}$  согласно (3)

$$N_{\max} = S \frac{\sqrt{\pi B}}{\varepsilon_m} e^{4B/3} L(B). \quad (4)$$

Для ИБР-3  $N_{\max} = 1,038 \cdot 10^3 \cdot S$ .

Энергия импульса (сумма генерированных мгновенных нейтронов)

$$Q = S \pi B \frac{\tau}{\varepsilon_m} e^{4B/3} L^2(B). \quad (5)$$

(Важно отметить, что показатель экспоненты в (4) и (5) суть интеграл функции  $\varepsilon(t)/\tau$  по времени нахождения реактора в состоянии надкритичности по мгновенным нейтронам (от  $-t_1$  до  $+t_1$ .) Это означает, что вышеприведенные соотношения справедливы не только для параболы, но и для *любого* вида непрерывной и дифференцируемой функции  $\varepsilon(t) > 0$ .

Из (4) и (5) следует, что эффективную длительность импульса нейтронов (отношение энергии импульса к максимальной мощности) можно выразить соотношениями

$$\theta_{\text{эфф}} = \sqrt{\frac{2\pi\tau}{\gamma}} L(B) = \sqrt{\pi B} \frac{\tau}{\varepsilon} L(B) \sim \left(\frac{\tau}{v}\right)^{1/3}, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — скорость изменения реактивности в момент времени, соответствующий максимуму мощности, т. е.  $t_1$ . Как видно из соотношения (3), форма импульса близка к кривой Гаусса с более крутым задним фронтом.

Стабильный режим работы ИРПД, т. е. постоянство энергии и формы импульса мощности, обеспечивается стабильностью базовых параметров реактора ( $\tau$ ,  $v$ ,  $\alpha$  и  $\varepsilon_m$ ) и стабильностью источника нейтронов, поджигающего импульсы, т. е. запаздывающих нейтронов. При периоде следования всплеск  $T$  меньше самого короткого периода распада предшественников запаздывающих нейтронов (который равен 0,18 с с относительным выходом 4 %) условие критичности можно выразить простым соотношением

$$Q \beta_{\text{эфф}} \approx ST, \quad (7)$$

имеющим очевидный смысл: количество запаздывающих нейтронов, генерированное в импульсе (левая часть уравнения (3)), равно числу запаздывающих нейтронов, распадающихся за время между импульсами. Уравнение (7) дает жесткую связь между базовыми параметрами, обеспечивающую стабильный режим работы.

При отклонении какого-либо параметра (реактор наиболее чувствителен к изменению коэффициента размножения) ИРПД выходит в режим разгона или спада мощности (энергии импульсов). Элементарная теория ИРПД показывает, что в нестабильном состоянии (без учета влияния температуры) период разгона подчиняется тому же уравнению «обратных часов», что и стационарные реакторы [40, 1], с заменой  $\beta_{эфф}$  на величину «импульсной доли запаздывающих нейтронов»:

$$\beta_{имп} = \frac{Q}{\partial Q / \partial \varepsilon_m}. \quad (8)$$

Как видно из определения (8), импульсная доля запаздывающих нейтронов характеризует чувствительность энергии импульса к изменению величины надкритичности в импульсе  $\varepsilon_m$ . Значение величины  $\beta_{имп}$  связано с параметрами реактора следующим образом: для параболического хода реактивности в области надкритичности

$$\beta_{имп} \approx 0,5(\alpha v^2 \tau^2)^{1/3} \text{ (для ИБР-3 } \sim 7,5 \cdot 10^{-5}), \quad (9)$$

а в общем случае хода реактивности  $\varepsilon(t) > 0$  всюду в интервале от  $-t_1$  до  $+t_1$

$$\beta_{имп} = \tau / 2t_1.$$

Величина  $\beta_{имп}$  для ИРПД на быстрых нейтронах на один-два порядка меньше  $\beta_{эфф}$  стационарного реактора: для реактора ИБР-3 она в 80 раз меньше, чем для реактора на уране, и в 30 раз — на плутонии. Казалось бы, что ИРПД должны быть плохо управляемыми. Действительно, управлять во время развития импульса невозможно — времена разгона цепной реакции слишком короткие, порядка 50–100 мкс. Но контроль параметров каждого ожидаемого импульса не сложнее, чем в стационарном реакторе, ведь амплитуда импульса определяется интенсивностью запаздывающих нейтронов, генерированных в предыдущих импульсах, что дает возможность предсказать величину ожидаемого импульса. Более того, в некотором смысле обычный реактор даже опаснее — при большом вводе реактивности (отклонении коэффициента размножения от единицы) реактор становится надкритическим на мгновенных нейтронах, причем уже на продолжительное время, и выделяющаяся энергия может быть катастрофической (что и случилось в Чернобыле). В ИРПД такая ситуация едва ли может произойти — реактор становится надкритическим лишь на короткое время, определяемое модулятором реактивности, для ИБР-3 это 350–400 мкс.

Согласно (3) скачок реактивности  $\Delta \varepsilon_m \leq \beta_{имп}$  вызывает увеличение энергии очередного импульса мощности в  $\exp(\Delta \varepsilon_m / \beta_{имп})$  раз. В ранней версии конфигурации активной зоны ИБР-3 значение  $\beta_{имп}$  оценивалось в  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Тогда при скачке реактивности  $\Delta\varepsilon_m > 2 \cdot 10^{-5}$  мгновенное увеличение энергии импульсов мощности было бы более чем двухкратное, что недопустимо. С целью снижения флуктуаций энергии импульсов в последней версии ИБР-3 предполагается увеличить время жизни мгновенных нейтронов с 10 до 25–30 нс с одновременным увеличением скорости МР в 1,4 раза. Согласно (9) импульсная доля запаздывающих нейтронов при этом вырастает в 2,6 раза при незначительном увеличении длительности импульса. Технически увеличение времени жизни поколения нейтронов достигается допированием нептуния ураном  $^{235}\text{U}$  в твэлах ряда, пограничного с замедлителями нейтронов, в количестве порядка 20–30 %. Деление в таких твэлах происходит в том числе на резонансных и эпитепловых нейтронах. Тепловые нейтроны при этом экранируются слоем гадолиния. При большой разнице времен жизни эпитепловых нейтронов (3–9 мкс при энергии нейтронов 0,2–1 эВ) и быстрых надпороговых нейтронов (8–10 нс при энергии более 0,4 МэВ) применимость уравнения (2) неочевидна. Более адекватное приближение — «эффективная одноточечная модель кинетики» [1] — показывает, что при времени жизни медленных нейтронов много меньше длительности импульса мощности допустимо использовать одnogрупповое уравнение (3) со значением времени жизни поколения, усредненного по двум группам нейтронов с учетом доли делений каждой группы.

**3.2. Влияние температуры. Вопросы ядерной безопасности.** При развитии импульса мощности за счет нагрева ядерного топлива и соответствующего удлинения столба топливного сердечника в реактор вводится отрицательная реактивность, частично компенсируя высокую чувствительность энергии импульса к внесенной реактивности. Влияние температуры особенно эффективно при значительном нагреве топлива за время импульса, что происходит при сильном возмущении реактивности  $\Delta\varepsilon_m$  порядка  $\beta_{\text{имп}}$ , а также при высокой пиковой мощности реактора, когда нагрев топлива за импульс превышает 20–30 К (рис. 7).

При нормальной работе реактора ИБР-3 ожидаемые колебания реактивности  $\Delta\varepsilon_m \leq 0,1\beta_{\text{имп}}$  и влияние температуры на кинетику импульса пренебре-

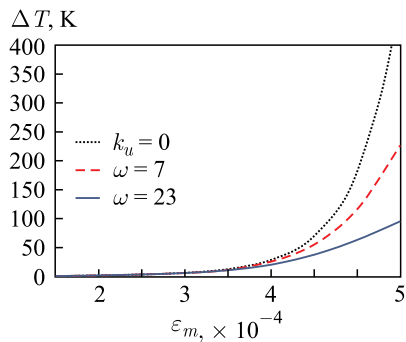


Рис. 7. Нагрев твэлов ИБР-3 за один импульс при вводе реактивности выше равновесной надкритичности:  $\Delta\varepsilon_m = \varepsilon_m - 3,3 \cdot 10^{-4} k_{\text{эфф}}$ . Пунктирной кривой обозначена зависимость без учета отрицательного температурного эффекта, штриховой — при минимальной теоретической оценке эффекта самогашения по осцилляторной модели динамики [43], сплошной — при сильном эффекте самогашения

жимо мало; эффект импульсного нагрева практически не будет проявляться. Высокое ожидаемое постоянство реактивности в ИБР-3 объясняется оптимальной конструкцией крепления твэлов, а также выбранным типом модулятора реактивности — он расположен в области максимальной реактивности и благодаря радиальной симметрии принципиально не может внести положительную реактивность при любых неисправностях.

Подход к анализу ядерной безопасности ИБР-3 в основном принципиально не отличается от такого же для обычного исследовательского реактора мощностью порядка 10 МВт. Важно отметить, что быстрый слив натрия, который, в отличие от реакторов на уране и плутонии, дает положительный эффект реактивности, исключается устройством схемы охлаждения (активная зона находится в нижней точке контура, а натрия в корпусе реактора с двойными стенками движется сверху вниз и вверх). Единственный фактор, требующий специфического рассмотрения, — это вопрос теплового удара в твэлах [1, 37, 43, 45]. Быстрый нагрев топливного сердечника за время импульса длительностью порядка 200–300 мкс вызывает динамические деформации как в самом топливе, так и в оболочке тепловыделяющего элемента и, как следствие, может приводить к преждевременной деструктуризации топливного сердечника и/или повреждению оболочки. Как выше было сказано, управление во время короткого импульса невозможно, и поэтому в ИБР-3 должно быть заложено внутреннее свойство, препятствующее развитию недопустимо большого импульса. Опыт работы импульсных реакторов самогасящего действия (ИРСД) [37] и анализ явлений теплового удара в твэлах ИБР-3 показал, что твэл может быть разрушен при нагреве за время импульса на  $\Delta T \geq 500$  К. Но такой импульс невозможен из-за сброса реактивности при движении модулятора реактивности. В ИБР-3 он выполняет ту же роль, что и быстрая опережающая аварийная защита в ИРСД. Инерция диска, имеющего на периферии скорость 100 м/с, является гарантией самогашения импульса в ИБР-3.

Опыт работы реакторов ИБР-2 [44] свидетельствует о проявлении колебательной неустойчивости энергии импульсов после  $\sim 1500$  МВт/сут работы. Неустойчивость возникает, когда в импульсной характеристике появляется область с положительной реактивностью, с максимумом через  $\sim 3$  с после возмущения реактивности. Эта область начинает доминировать после определенного выгорания топлива, когда таблетки двуокиси плутония (урана) сцепляются с оболочкой, и при этом в значительной степени подавляется отрицательный эффект температурного удлинения столба таблеток. В реакторах на быстрых нейтронах типа БР-5, БР-10, активная зона которых по сути стала аналогом для ИБР-2, неустойчивость не наблюдалась, хотя положительная составляющая обратной связи также присутствовала (не вдаваясь в детали динамических процессов, можно резюмировать, что причиной положительной составляющей мощностного эффекта в реакторах с активной зоной типа

ИБР-2 и БР является изгиб твэлов и тепловыделяющих сборок). Это свидетельствует о том, что проявление неустойчивости возникает в ИРПД именно вследствие малого значения  $\beta_{\text{имп}}$ .

При конструировании ИБР-3 был внимательно проанализирован и учтен весьма важный опыт эксплуатации ИБР-2 и предусмотрена невозможность положительного эффекта реактивности из-за температурной деформации топливныхборок. Можно отметить, что деградация отрицательного температурного эффекта с выгоранием топлива, отмеченная в реакторах ИБР-2, в ИБР-3 будет значительно меньше вследствие того, что слой жидкого натрия между таблетками топлива и оболочкой будет служить смазкой, препятствуя прочному сцеплению топлива со стальной оболочкой и сохраняя самогасящие свойства реактора.

Характерным только для ИРПД является также проявление так называемой стохастической неустойчивости, возможность которой была показана «на кончике пера» в 1980-х гг. [46–49]. Она заключается в появлении колебаний энергии импульсов с частотой  $\nu/2$ , где  $\nu$  — частота пульсации реактора, и с амплитудой, постепенно возрастающей с ростом средней мощности до 100 % номинального импульса. Предел стохастической неустойчивости по средней мощности определяется соотношением

$$|k_T \Delta T| = 2\beta_{\text{имп}},$$

где  $k_T$  — быстрая составляющая отрицательного температурного эффекта реактивности, а  $\Delta T$  — нагрев топлива за один импульс мощности. Для ИБР-3 порог мощности оценивается в 12 МВт при  $\beta_{\text{имп}} = 3 \cdot 10^{-5}$  и увеличивается до 28 МВт при  $\beta_{\text{имп}} = 7 \cdot 10^{-5}$ . Эти оценки послужили дополнительным основанием для увеличения  $\beta_{\text{имп}}$  в 2,6 раза путем допирования нептуниевого топлива небольшим количеством урана [50].

Явление неустойчивости (как колебательной, так и стохастической), вообще говоря, не влияет на ядерную безопасность, так как ее проявление можно контролировать системой управления и защиты реактора. Но, безусловно, неустойчивость сильно снижает качество реактора как источника нейтронов, и меры избежать их в ИБР-3 будут приняты.

## 4. ЗАМЕДЛИТЕЛИ НЕЙТРОНОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СТАНЦИИ

**4.1. Оптимизация источника нейтронов.** В реакторе на быстрых нейтронах с внешним водяным замедлителем рождаются нейтроны в широком интервале значений энергии: от  $\sim 0,1$  мэВ до 10 МэВ. В этом преимущество импульсных источников перед реакторами на тепловых нейтронах

со стационарным потоком, которые испускают только медленные нейтроны с энергией  $\sim 0,5$  эВ. В исследованиях, которые мы обсуждали в разд. 1, используются нейтроны с энергией  $< 10^5$  эВ. Для изучения конденсированного вещества нужны нейтроны тепловые ( $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}$  эВ) и холодные ( $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-5}$  эВ), а также и очень холодные ( $10^{-7} - 10^{-5}$  эВ). Для фундаментальной физики нужны ультрахолодные нейтроны с энергией меньше  $10^{-7}$  эВ. В двух последних случаях нейтроны замедляют в специальных устройствах — холодных замедлителях и генераторах УХН, чтобы увеличить их выход в нужном диапазоне значений энергии. Таким образом, собственно источником нейтронов является замедлитель.

В идеале оптимизация источника нейтронов должна решаться как задача оптимизации конкретного эксперимента или комплекса экспериментов, т. е. при одновременном изменении параметров активной зоны, параметров замедлителей и экспериментальной станции. Это связано с тем, что и экспериментальная станция, и особенно замедлитель влияют на поведение активной зоны. Однако эта задача практически не разрешима, поэтому ее упрощают, разделяя на два этапа, но при этом на каждом этапе учитывают основные моменты конструкции всех составляющих.

Первый этап оптимизации — выбор компоновки активной зоны и ее размеров на основании некоторых качественных предположений относительно замедлителей и выводов пучков, параметры которых фиксируются. Для ИБР-3 результаты этого этапа на концептуальном уровне отражены в разд. 2 и 3. На втором этапе выбирается композиция и форма замедлителей при фиксированных параметрах активной зоны и с учетом каналов выводов и планируемых экспериментальных станций.

**4.2. Концепция замедлителей для ИБР-3.** Характеристики замедлителя зависят прежде всего от температуры вещества ( $T_m$ ), на котором происходит замедление. В тепловой области скорость нейтронов становится сравнимой со скоростью движения атомов вещества. Когда энергия нейтрона близка к  $k_B T_m$ , вероятность замедления и ускорения становится одинаковой и нейтронный поток приобретает форму максвелловского распределения с четко выраженным максимумом [51]. Так как газ нейтронов сильно разрежен, для его описания справедлива классическая статистика Больцмана. В спектральном распределении потока нейтронов (распределение по длине волны  $\lambda$ ) максимум максвелловского распределения смещается в сторону больших длин волн при уменьшении температуры замедлителя. Другими словами, если нам нужны холодные нейтроны, то нужны низкие температуры. Расчеты показывают, что при  $T_m = 300$  К максимум находится при  $\lambda_m = 0,12$  нм, а при 30 К  $\lambda_m \approx 0,36$  нм.

Существует традиционное деление замедлителей импульсных источников нейтронов на радиальные — с расположением светящейся поверхности вдоль плоскости источника быстрых нейтронов (ИБР-2), и на касательные — с

расположением светящейся поверхности ортогонально к плоскости источника (ESS). В радиальных пучках светящаяся поверхность имеет большую площадь, но велика доля быстрых нейтронов. При тангенциальном выводе нейтронов снижается поток быстрых нейтронов и гамма-квантов примерно в три раза по сравнению с радиальным расположением замедлителей. В двух из четырех сборок системы замедлителей ИБР-3 (рис. 3) использована единая компоновка, в которой реализуются оба типа вывода пучков нейтронов из одного замедлителя. В таких сборках будет по две светящихся поверхности, причем спектр нейтронов на них может отличаться: более близкая к активной зоне часть сборки, предзамедлитель, может состоять из высокотемпературного гидрида (титана или иттрия), а удаленная радиальная — из воды среди массива бериллия. Возможна «холодная» комбинация: предзамедлитель — вода, радиальная часть — твердый холодный мезителен или метан. Ввиду высокой радиационной нагрузки будет необходима непрерывная смена твердых шариков холодного вещества замедлителя [52]. Подобная компоновка замедлителей обеспечивает вывод не менее 18 нейтронных пучков разного спектрального состава с последующим их расщеплением на два или три пучка в зависимости от расположения экспериментальных станций.

**4.3. Экспериментальные станции.** Создание нейтронных источников сопровождалось многочисленными попытками сравнения их эффективности для тех или иных типов экспериментов. Сравнение между собой источников непрерывного действия (реакторов) не встречает каких-либо принципиальных затруднений. Фактически единственным имеющим значение параметром служит полный поток  $\Phi_0$  тепловых нейтронов на входе каналов, ведущих на спектрометры, который, как правило, и приводится в качестве характеристики исследовательского реактора.

Определенное значение имеют наличие холодных и горячих источников, смещающих распределение нейтронов по энергии в ту или другую сторону, а также компактность защиты вокруг реактора, от которой зависит, насколько близко к нему можно расположить, например, узел кристаллического монохроматора. Сравнение между собой импульсных источников не является столь прямым, поскольку они характеризуются сразу несколькими параметрами, важными для организации эксперимента по рассеянию.

Формирование идеи европейского суперисточника ESS с длинным импульсом также сопровождалось анализом эффективности работы спектрометров на нем и их сравнением со спектрометрами на стационарном реакторе и на испарительных источниках с коротким импульсом. По-видимому, первое такое сравнение было выполнено в [53] и затем в общих чертах повторено в [54]. В этих работах рассмотрены несколько разных типов нейтронных спектрометров и показано, что при сравнимых средних по времени потоках ESS будет эффективнее HFR (Гренобль, Франция) по крайней мере в несколько раз для большинства типов экспериментов. Несколько упрощен-

ные аргументы (основанные на сравнении среднего и импульсного потоков) были подвергнуты критике в [55], однако общий вывод о значительно большей эффективности ESS, чем любых других конструкций исследовательских нейтронных источников, остался неизменным [56].

Для обсуждения возможных характеристик спектрометров на ИБР-3 проведем сравнение не только с ESS, но еще и с ИБР-2, поскольку длительности импульсов мощности тепловых нейтронов ИБР-3 и ИБР-2 близки по величине —  $\Delta t_f = 200\text{--}240$  мкс,  $\Delta t_s = 360\text{--}400$  мкс. Соответственно, спектрометрические параметры ИБР-3 повторяют параметры ИБР-2, но поток тепловых нейтронов будет при использовании гребенчатого замедлителя или бериллиевого отражателя в  $\sim 10$  раз больше.

Имеющаяся многолетняя практика работы нейтронных спектрометров на ИБР-2 показала, что характеристики его импульсов (ширина, частота повторения, форма) близки к оптимальным для большинства типов упругого рассеяния нейтронов. При ширине импульса  $\Delta t_s \approx 360$  мкс временная компонента в функции разрешения спектрометра ( $R = \Delta t_s/t$ ) составляет 2,8 % при  $L = 25$  м и  $\lambda = 2$  Å. Такой уровень разрешающей способности принято называть низким, но тем не менее он позволяет эффективно изучать дифракцию на монокристаллах (так как расстояния между дифракционными пиками велики) и дифракцию на поликристаллах при высоких давлениях (так как неизбежный градиент давлений приводит к большой собственной ширине пиков). На ИБР-2 успешно проходят малоугловые и рефлектометрические эксперименты, так как в этом случае основным является геометрический вклад в функцию разрешения, который, как правило, заметно превышает временную компоненту.

Дифракционные эксперименты на поликристаллах, требующие высокого разрешения (структурный анализ, измерение внутренних напряжений), успешно ведутся на ИБР-2 с использованием корреляционной техники — фурье-дифрактометрии высокого разрешения [3]. Основным достоинством этого метода является возможность получения очень высокого разрешения при сравнительно коротком пролетном расстоянии. На ИБР-2, на дифрактометре HRFD, на котором пролетное расстояние между фурье-прерывателем и образцом составляет 20 м, разрешение  $\Delta d/d = 0,0009$  было достигнуто при частоте вращения прерывателя  $6 \cdot 10^3$  об./мин, а при стандартном режиме работы на частоте  $4 \cdot 10^3$  об./мин  $\Delta d/d = 0,0015$  при  $d = 2$  Å, что является

Таблица 2. Параметры источников

Источник	$\Phi_0, 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Delta t, \text{ мкс}$	Частота импульсов, Гц
ИБР-2	$5 \cdot 10^{-2}$	360	5
ИБР-3	1	400	10
ESS	3	2860	14



Таблица 3. Сравнение потенциальной эффективности дифрактометров

Источник	Параметр эффективности		
	ИБР-2	ИБР-3	ESS
ИБР-2	—	0,1	0,4
ИБР-3	9	—	3,5
ESS	3	0,3	—

оптимальным для большинства структурных задач. Более того, увеличение частоты до  $11 \cdot 10^3$  об./мин и пролетного расстояния до 30 м позволит получить  $\Delta d/d = 0,0003$ , т. е. величину, близкую к разрешающей способности порошковых дифрактометров на источниках синхротронного излучения.

Для качественного сравнения потенциальной эффективности дифрактометров (обычных, без использования техники Фурье) воспользуемся опубликованными параметрами источников (табл. 2 и 3).

Введем «параметр эффективности» как отношение импульсных потоков согласно формуле (1). С учетом данных в табл. 2 получаем значения для  $K$ , приведенные в табл. 3.

Надо понимать условность этого сравнения. Тем не менее качественно эффективность для дифракции на ESS будет в 3 раза выше, чем на ИБР-2, а на ИБР-3 — в три раза выше, чем на ESS, и примерно на порядок выше, чем на ИБР-2.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведена принципиальная схема нового высокопоточного исследовательского реактора периодического действия с топливом на основе нептуния — реактора ИБР-3 («Нептун»). Реализуемость этой схемы подтверждена главным конструктором НИКИЭТ им. Н. А. Доллежала. Основные преимущества предложенной схемы: 1) достижение предельного для данного типа систем значения плотности потока нейтронов, что дает выход на новый уровень экспериментальных возможностей, и 2) отсутствие присущей реактору ИБР-2 колебательной неустойчивости мощности, которая снижает установленную мощность и ограничивает ресурс эксплуатации. Также указаны направления деятельности по созданию инфраструктуры для экспериментов на выведенных пучках. Эта деятельность должна проходить одновременно с начинающимся процессом технического проектирования.

Приведем основные расчетные параметры реактора ИБР-3 («Нептун») (табл. 4).

Таблица 4. Основные параметры реактора ИБР-3 («Нептун»)

Параметр	Значение
Средняя по времени плотность потока тепловых нейтронов (зависит от расположения и типа замедлителя), $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(0,6-1,2) \cdot 10^{14}$
Пиковая плотность потока тепловых нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	До $4 \cdot 10^{16}$
Полуширина импульса быстрых/тепловых нейтронов, мкс	200/400
Частота импульсов, Гц	10
Фоновая мощность в долях от средней мощности, %	2,5–3
Число нейтронных пучков	18–22
Тепловая мощность, МВт	10–12
ТВэлы	Трубчатые, сердечник 16 мм с жидким натриевым подслоем 0,2 мм
Максимальная температура топлива, К	1300
Температура теплоносителя (жидкий натрий), °С	290–490
Расход теплоносителя, $\text{м}^3/\text{ч}$	200
Ресурс реактора (по корпусу активной зоны и ТВЭ), ГВт·сут	20
Загрузка нитрида нептуния, кг	500
Начальный запас реактивности холодной зоны, % $k_{эфф}$	0,4
Наибольший положительный эффект реактивности (слив натрия), % $k_{эфф}$	0,3
Параметр параболы реактивности	$10^{-4} k_{эфф}$
Полная эффективность модулятора реактивности, % $k_{эфф}$	5
Время жизни поколения мгновенных нейтронов, нс	25–30
Импульсная надкритичность	$3,3 \cdot 10^{-4} k_{эфф}$
Эффективная доля запаздывающих нейтронов	$1,3 \cdot 10^{-3} k_{эфф}$
Импульсная доля запаздывающих нейтронов	$7 \cdot 10^{-5} k_{эфф}$

В табл. 5 сравниваются различные характеристики потоков нейтронов от ИБР-3, реактора ИБР-2 и строящихся ПИК и ESS.

Из табл. 5 видно, что потоки нейтронов на реакторе ИБР-3 в импульсе будут примерно на порядок выше по сравнению с реактором ИБР-2 и источником ESS, тогда как усредненные по времени — примерно на порядок выше, чем на ИБР-2, но на таком же уровне, как на ESS.

Таблица 5. Сравнение реактора ИБР-3 с действующим реактором ИБР-2 и с создаваемыми высокоинтенсивными источниками нейтронов для исследований на выведенных пучках

Установка	Тип замедлителя	Пиковая яркость нейтронного пучка для нейтронов с длиной волны $1 \text{ \AA}$ , $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \times \text{ср}^{-1} \cdot \text{А}^{-1}$	Пиковая плотность потока тепловых нейтронов, $2\pi$ -эквивалент $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Флюенс нейтронов на импульс $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Средняя по времени плотность потока тепловых нейтронов, $2\pi$ -эквивалент $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
ИБР-2	Гребенчатый	10	58	0,2	0,1
	Гребенчатый, узкий пучок 4,5 см	12	77	0,37	0,12
ESS, Швеция	Тип «бабочка», высота 6 см высота 3 см	8	50	2,2	2,0
		12	75	3,4	3,0
ПИК, РФ	Стационарный реактор с D <sub>2</sub> O-замедлителем	1,6	10	—	10
ИБР-3	Гребенчатый	80	500	1,0	1,0

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Шабалин Е. П.* Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
2. *Аксенов В. Л.* Импульсные реакторы для нейтронных исследований // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 6. С. 1449.
3. *Аксенов В. Л.* Пульсирующие ядерные реакторы в нейтронной физике // УФН. 2009. Т. 170. С. 434.
4. *Аксенов В. Л., Балагуров А. М., Козленко Д. П.* Исследования конденсированного состояния вещества на модернизированном реакторе ИБР-2: от функциональных материалов до нанотехнологий // ЭЧАЯ. 2016. Т. 47, вып. 4. С. 1154.
5. *Аксенов В. Л., Балагуров А. М.* Дифракция нейтронов на импульсных источниках // УФН. 2016. Т. 186, вып. 3. С. 293.
6. *Aksenov V. L.* A 15-Year Forward Look at Neutron Facilities in JINR. JINR Commun. E3-2017-12. Dubna, 2017.
7. *Ананьев В. Д., Пепельшев Ю. Н., Rogov A. D.* Расчеты по оптимизации реактора ИБР-2 // Вопросы атомной науки и техники: Сер. Физика ядерных реакторов. 2018. Вып. 3. С. 11.
8. *Andersen K. H., Carlile C. J.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 746. P. 012030.
9. *Taylor A., Dunne M., Bennington S. et al.* // Science. 2007. V. 315. Iss. 5815. P. 1092.
10. *Rycker U., Croner T., Voigt J. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 19.
11. *Аксенов В. Л., Ананьев В. Д., Комышев Г. Г., Rogov A. D., Шабалин Е. П.* // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14, вып. 5. С. 556.
12. *Шабалин Е. П., Аксенов В. Л., Комышев Г. Г., Rogov A. D.* Высокопоточный импульсный исследовательский реактор на основе непутия // АЭ. 2018. Т. 124, вып. 6. С. 309.
13. *Аксенов В. Л.* Нейтронная физика на пороге XXI века // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1303.
14. NuPECC Long Range Plan 2017. Perspectives in Nuclear Physics. ELI-NP. 2017.
15. *Ur C. A., Borge M., Kadi Y.* // Nucl. Phys. News. 2016. V. 26(4). P. 6.
16. *Wolf R. N., Beck D., Blaum K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 686. P. 82.
17. *Blaum K., Novikov Yu. V., Werth G.* // Contemp. Phys. 2010. V. 51. P. 149.
18. *Лычагин Е. В. и др.* // УФН. 2016. Т. 186. С. 265.
19. *Серебров А. П.* // УФН. 2015. Т. 185. С. 1179.
20. *Шаниро Ф. Л.* // УФН. 1968. Т. 11. С. 345.
21. *Jenke T. et al.* // Nature Phys. Lett. 2011. V. 1.
22. *Nesvizhevsky V., Voronin A.* Surprising Quantum Bounces. Imperial College Press, 2015.
23. *Lychagin E. V.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 823. P. 47.
24. *Шабалин Е. П., Погодаев Г. Н.* К вопросу оптимизации импульсного реактора на быстрых нейтронах. Сообщ. ОИЯИ 2708. Дубна, 1966.

25. *Seifritz W., Wydler P.* Criticality of Neptunium-237 and its Possible Utilization in Nuclear Reactors // Nucl. Sci. Eng. 1979. V. 72(2). P. 272.
26. *Sanchez R., Loaliza D., Kimpland R. et al.* Criticality of a  $^{237}\text{Np}$  Sphere // JAERI-Conf. 2003-019. 2003. P. 201.
27. *Miernik K.* Beta-Delayed Neutron Energy Spectrum Calculated in Effective Density Model // Acta Phys. Polon. B. 2015. V. 46(3).
28. *Saleh H. H., Parish T. A., Miller W. H., Oigawa H., Raman S.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1995. V. 103. P. 393.
29. *Swarlton W. S., Parish T. A., Raman S., Shinohara N., Andoh M.* // Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Tech. 1997. P. 491.
30. *Шабалин Е. П., Верхоглядов А. Е., Булавин М. В., Рогов А. Д., Кулагин Е. Н., Куликов С. А.* Спектр и плотность потока нейтронов в облучательном канале пучка №3 реактора ИБР-2 // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12(2). С. 336.
31. *Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г.* Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 1. Трансурановые элементы. М.: Атомиздат, 1967.
32. *Конец В. Н.* Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений. Препринт № 11(68). М.: ВНИИНМ, 1981.
33. *Алексеев В. Л., Зайцев В. А.* Нитридное топливо для ядерной энергетики. М.: Техносфера, 2013.
34. *Arai Y. et al.* // J. Nucl. Mater. 1994. V. 211. P. 248.
35. *Minato K., Takano M., Otohe H., Nishi T., Akabori M., Arai Y.* Thermochemical and Thermophysical Properties of Minor Actinide Compounds // J. Nucl. Mater. 2009. V. 389. P. 23.
36. *Shibata H., Tsuru T., Nishi T., Hirata M., Kaji Y.* Thermodynamic Properties of Neptunium Nitride: A First Principles Study // Nucl. Sci. Eng. 2012. V. 49(3). P. 328.
37. *Колесов В. Ф.* Аперiodические импульсные реакторы. В 2-х томах. Саров: ФГУП РФЯЦ ВНИИЭФ, 2007.
38. *Дьяченко П. П., Фокин Г. Н.* Реакторно-лазерная система и импульсный реактор на нептунии. Доклад на Научно-технической конференции «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики (Нейтроника-2016)» 23–25 ноября 2016 г.
39. *Бондаренко И. И., Ставиский Ю. Я.* Импульсный режим работы быстрого реактора // АЭ. 1959. Т. 7(5). С. 417.
40. *Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П.* Исследовательские ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1972.
41. *Колесов В. Ф., Лепник П. А., Павлов С. П. и др.* Динамика ядерных реакторов / Под ред. Я. В. Шевелева. М.: Энергоатомиздат, 1990.
42. *Хетрик Д.* Динамика ядерных реакторов / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975.
43. *Рязанин М. В., Шабалин Е. П.* Анализ динамики импульса мощности реактора «Нептун»: сравнение моделей расчета. Препринт ОИЯИ Р3-2020-13. Дубна, 2020.
44. *Пепельшиев Ю. Н., Попов А. К., Сумхуу Д., Рогов А. Д.* О пределах колебательной неустойчивости ИРПД. Препринт ОИЯИ Р13-2020-6. Дубна, 2020.

45. Ломидзе В. Л., Мелихов В. В., Рогов А. Д., Шабалин Е. П. Экспериментальное изучение явлений теплового удара в тепловыделяющих элементах импульсного реактора ИБР-2. Сообщ. ОИЯИ 3-11551. Дубна, 1978.
46. Шабалин Е. П. О колебаниях мощности и пределе устойчивости импульсного реактора // АЭ. 1986. Т. 61(6). С. 401.
47. Попов А. К. Передаточная функция и устойчивость импульсного реактора периодического действия // АЭ. 1987. Т. 62(3). С. 195.
48. Shabalin E. Stochastic Dynamics of a Periodic Pulsed Reactor // Proc. of the 1990 International Fast Reactor Safety Meeting. Snowbird, Utah, Aug. 12–16, 1990. V. III. P. 279.
49. Shabalin E. Power Instability and Stochastic Dynamics of Periodic Pulsed Reactors // Nucl. Tech. 1992. V. 99(3). P. 280.
50. Шабалин Е. П., Хассан А. А., Рязнин М. В. Способ снижения уровня колебаний мощности в импульсном реакторе «Нептун». Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ».
51. Windzor C. G. Pulsed neutron scattering. London: Taylor and Francis LTD, 1981; Уиндзор К. Рассеяние нейтронов от импульсных источников / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1985.
52. Рэм Хван Чол, Шабалин Е. П. Исследование возможности использования дозатора пассивного типа для шарикового холодного замедлителя нейтронов реактора ИБР-2М. Сообщ. ОИЯИ. P16-2010-41. Дубна, 2010.
53. Mezei F. Comparison of Neutron Efficiency of Reactor and Pulsed Source Instruments // Proc. ICANS-XII / Eds.: U. Steigenberger, T. Broome, G. Rees, A. Soper. 1994. RAL 94-025, I-377.
54. Mezei F. On the Comparison of Continuous and Pulsed Sources // Neutron News. 1994. V. 5 (3). P. 2.
55. Bauer G. S. Correct or True // Neutron News. 1995. V. 6 (1). P. 5.
56. Mezei F., Tindemans P., Bongardt K. The 5 MW LP ESS; Best Price-Performance; [http://www.olofhallonsten.com/documents/5\\_MW.pdf](http://www.olofhallonsten.com/documents/5_MW.pdf)

Получено 16 ноября 2020 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 09.12.2020.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,26. Тираж 255 экз. Заказ № 60035.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)