

P13-2016-49

В. Л. Аксенов<sup>1,2</sup>, А. М. Балагуров<sup>2</sup>, Ю. Н. Пепельшев<sup>2</sup>,  
А. Д. Рогов<sup>2</sup>

**ВЫСОКОПОТОЧНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ  
НА ОСНОВЕ КАСКАДНОГО БУСТЕРА**

Направлено в журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов»

---

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Аксенов В.Л. и др.

P13-2016-49

Высокопоточный источник нейтронов на основе каскадного бустера

Предложена физическая модель высокопоточного источника нейтронов на основе глубокоподкритического ( $k_{эф} = 0,96$ ) двухкаскадного бустера, управляемого ускорителем протонов с энергией 600 МэВ и мощностью пучка 0,3 МВт. Показано, что плотность потока тепловых нейтронов будет сравнима с плотностью потока на Европейском испарительном источнике ESS (European Spallation Source), мощность протонного пучка которого составляет 5 МВт. За счет более короткого импульса эксперименты по дифракции нейтронов на предлагаемом источнике будут почти на порядок эффективнее, чем на ESS.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2016

Aksenov V.L. et al.

P13-2016-49

High-Flux Pulsed Neutron Source on the Base of Cascade Booster

A physical model of high-flux neutron source based on subcritical ( $k_{ef} = 0.96$ ) two-stage booster, managed by proton accelerator with energy of 600 MeV and 0.3 MW beam power, is offered. It is shown that the thermal neutron flux will be comparable to the flux density in the European Spallation Source (ESS), proton beam power of which is 5 MW. Due to a short pulse the neutron diffraction experiments on the proposed source will be almost an order of magnitude more efficient than in ESS.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2016

## ВВЕДЕНИЕ

Высокопоточные источники нейтронов для исследований на выведенных пучках, как работающие в настоящее время, так и создаваемые [1], достигли технологического предела в получении плотности потока на поверхности источника. Так, лидеры среди реакторов с непрерывным потоком — работающий в Институте им. Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция) реактор HFR и сооружаемый в Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт» реактор ПИК — имеют среднюю по времени плотность потока  $\Phi_0$  тепловых нейтронов  $1,3 \cdot 10^{15}$  и  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  соответственно. Импульсный реактор периодического действия ИБР-2 в Объединенном институте ядерных исследований дает в импульсе  $\Phi_p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Лидеры среди работающих испарительных источников — SNS (Ок-Ридж, США) и JSNS (Ибараки, Япония) — дают в импульсе  $\Phi_p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Создаваемый в Лунде (Швеция) Европейский испарительный источник ESS с протонным ускорителем с энергией 2,5 ГэВ и мощностью на мишени 5 МВт будет давать в импульсе  $(4-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Возникает естественный вопрос о возможностях дальнейшего повышения  $\Phi_p$  и  $\Phi_0$ . По нашему мнению, такая возможность состоит в использовании бустерных систем. Для исследований на выведенных пучках уже использовались простые (однокаскадные) бустеры (размножающая подкритическая мишень с ускорителем). Примером может служить бустер ИБР-30, работавший успешно в Дубне более 30 лет [2]. Однако возможности такой системы не превышают возможностей лучших испарительных источников, по крайней мере, на современном уровне.

Принципиальное продвижение могут дать каскадные размножающие подкритические системы [3–8]. Специфика проводимых исследований двухкаскадных систем до настоящего времени в основном состояла в получении форсированного импульса нейтронов как можно большей интенсивности (светимости), усилении нейтронного потока в электроядерных системах с целью уменьшения мощности ускорителя и использовании каскадных систем в лазерах с ядерной накачкой. Понятие «светимость» здесь рассматривается как полный выход быстрых нейтронов с поверхности источника в  $4\pi$ . Плотность потока нейтронов на поверхности источника в вышеуказанных задачах не являлась приоритетным параметром. Для импульсных источников, предназначенных для проведения исследований с помощью пучков нейтронов, полный выход и плотность потока нейтронов на поверхности источника (для тепловых нейтронов — на поверхности замедлителя) являются определяющими параметрами.

Таким образом, параметры оптимизации каскадных систем в применении к импульсным источникам нейтронов для исследований на выведенных пучках должны обеспечить высокую светимость и одновременно компактность

источника, что обеспечивает высокую плотность потока нейтронов на поверхности источника. При этом для подкритических каскадных систем появляется два «свободных» параметра — мощность ускорителя и глубина подкритичности, с помощью варьирования которых можно оптимизировать систему.

В настоящей работе мы рассмотрим физическую модель высокопоточного источника нейтронов на основе двухкаскадного бустера (ДКБ), управляемого ускорителем протонов. При выборе параметров мы ориентировались на проект ESS [9]. Поскольку ESS декларируется рекордным по сравнению не только с импульсными источниками, но и с реакторами непрерывного действия, мы проведем сравнение различных источников нейтронов для исследований на выведенных пучках и обсудим перспективы выхода за предельные на сегодня параметры.

## 1. ДВУХКАСКАДНАЯ ПОДКРИТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Принцип работы двухкаскадного умножителя состоит в следующем [6]. Сборка содержит две активные зоны, выполненные из делящегося материала: первая (внутренняя, А31) — из Np-237, вторая (внешняя, А32) — из U-235. Активные зоны разделены замедлителем с высоким атомным весом (например, вольфрамом). Первичные нейтроны, генерируемые во внутренней зоне мишенью ускорителя, размножаются в ней в соответствии с выбранным коэффициентом размножения и, проходя через слой металлического вольфрама, попадают во внешнюю урановую зону. При прохождении вольфрамового слоя-замедлителя подавляющая часть нейтронов в результате неупругого рассеяния сбрасывает энергию ниже порога деления Np-237 0,4 МэВ и вследствие этого выпадает из цепной реакции во внутренней зоне из Np-237. Таким образом, реализуется одностороннее каскадное движение нейтронов. Сборка в целом остается быстрой, и нейтроны от А31 размножаются в А32 практически без дополнительной задержки во времени. Умножение первичных нейтронов осуществляется в соответствии с полным коэффициентом размножения всей сборки. Коэффициент каскадного усиления ( $K$ ) равен в данном случае отношению полных чисел делений в каскадной и односекционной сборках. Этот коэффициент определяет, во сколько раз можно снизить мощность пучка ускоренных частиц на мишени при переходе к бустеру каскадного типа. В работе [8] была исследована кинетика такого типа системы и была показана возможность реализации источника нейтронов периодического действия с достаточно коротким (микросекундным) импульсом мощности и размножением нейтронов на порядок бóльшим, чем в односекционном бустере.

Мы рассмотрим двухкаскадный бустер с ускорителем протонов. Ускоритель протонов выбран из соображений получения более высокого выхода нейтронов на один протон по сравнению с электронами той же энергии. Это

никак не связано с инженерной проработкой вопроса, которая в статье не рассматривается.

На рис. 1 показана принципиальная схема возможного увеличения выхода нейтронов для пучковых экспериментов при переходе от генерации нейтронов на вольфрамовой мишени (вариант ESS) (вариант 1) к однокаскадному (вариант 2) и двухкаскадному бустеру с ураном-235 (вариант 3) и плутонием-239 (вариант 4). В однокаскадном бустере (вариант 2) может быть реализовано усиление мощности генерации нейтронов, направленное на повышение плотности потока нейтронов, относительно ESS в три раза ( $K = 3$ ), при коэффициенте размножения  $k_{эф} = 0,97$ . Переход к ДКБ в варианте 3 с нептунием в качестве первой зоны и ураном во внешней зоне дает коэффициент усиления 4 относительно однокаскадного бустера, т.е. усиление относительно ESS — 12. В варианте 4 вольфрамовая мишень заменена на урановую, а внешняя зона из урана заменена на плутониевую. Потенциальное усиление в выходе нейтронов относительно ESS в варианте 4 двухкаскадной сборки может составить 17. Это следует из того, что при прочих равных условиях (равенства коэффициентов размножения отдельных зон и

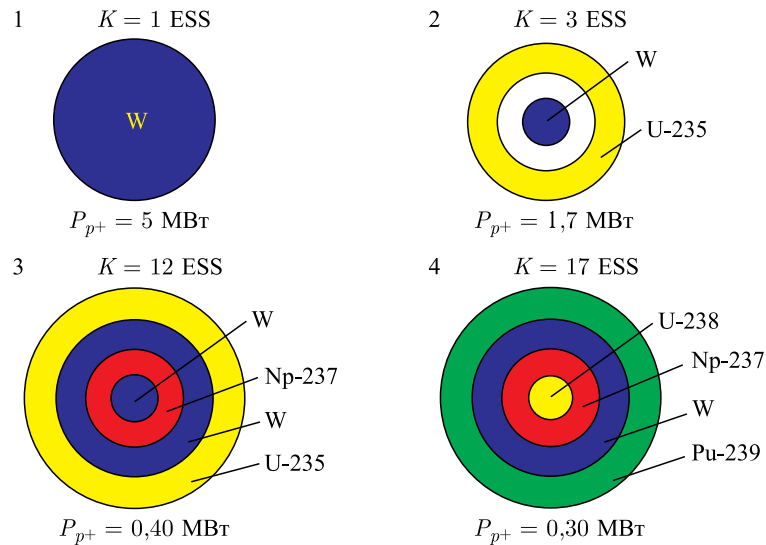


Рис. 1. Схематическое представление возможности усиления мощности бустера в сравнении с неразмножающей вольфрамовой мишенью ESS: 1 — ESS; 2 — однокаскадный бустер (между W и U-235 находится воздух); 3 — ДКБ с внешней урановой зоной и вольфрамовой мишенью; 4 — ДКБ с внешней плутониевой зоной и урановой мишенью.  $P_{p+}$  — мощность ускорителя при декларируемых параметрах ESS.  $K$  — коэффициент усиления мощности относительно ESS

коэффициентов размножения полной системы  $k_{эф1}$ ,  $k_{эф2}$ ,  $k_{эф}$  и т. д.) усиление происходит за счет повышенного выхода нейтронов из урановой мишени в  $k_1 = Y(U-235)/Y(W) \approx 1,20-1,50$  ( $Y$  — выход нейтронов) раз для протонов и за счет большей эмиссии нейтронов в плутонии на один акт деления  $k_2 = \nu(Pu-239)/\nu(U-235) = 1,23$ . Суммарный коэффициент приращения мощности здесь равен  $k_1 \cdot k_2 = 1,20 \cdot 1,20 \approx 1,4$ . Соответственно, общий коэффициент системы в варианте 4 на рис. 1  $K \approx 17$ . Очевидно, что приведенные цифры в случае реализации какого-либо варианта будут уменьшены, во-первых, за счет поглощения нейтронов в системе и, во-вторых, за счет ввода в активные зоны различных конструкционных материалов, что увеличивает объем активной зоны. Поэтому приведенные цифры можно считать верхней оценкой усиления.

Использование умножения нейтронов позволяет снизить требования к мощности протонного пучка. Так, если нормировать источник нейтронов на рис. 1 на параметры ESS, то мощность ускорителя в варианте 2 может быть уменьшена до  $\sim 1,7$  МВт, в варианте 3 — до  $\sim 0,40$  МВт и до  $\sim 0,30$  МВт в варианте 4.

Переход от однокаскадной к двухкаскадной подкритической сборке можно проиллюстрировать следующим образом. Мощность делений в однокаскадной подкритической системе

$$F(\text{дел./с}) = \frac{\text{ЦНИ} \cdot E_f \cdot k_{эф}}{\nu \cdot (1 - k_{эф})} \cdot S$$

(где  $E_f/\nu$  — энергозатраты на один нейтрон деления ядра;  $\nu$  — средний выход нейтронов на одно деление; ЦНИ — ценность нейтронов источника  $S$  ( $[S] = \text{с}^{-1}$ );  $k_{эф}$  — эффективный коэффициент размножения) пропорциональна току протонов  $J$  ( $\text{с}^{-1}$ ) с коэффициентом пропорциональности  $k_{pn}$  (нейтрон/протон):  $S = k_{pn} \cdot J$ . Здесь  $k_{pn}$  — коэффициент конверсии энергии протона на мишени в число нейтронов. Ценность нейтронов источника по отношению к ценности нейтронов деления определяется расчетным путем:

$$\text{ЦНИ} = \frac{\langle \nu \Sigma_f \Psi_0 \rangle \langle S \cdot \Psi_0^+ \rangle}{\langle S \rangle \left\langle \frac{\chi}{4\pi} \Psi_0^+ \int \nu \Sigma_f \Psi_0 dE' d\Omega' \right\rangle},$$

где  $\Psi$  — векторный нейтронный поток. Остальные обозначения общеприняты. Для мощности делений, представленной относительно тока протонного пучка  $J$  и подкритичности бустера, можно записать

$$F(\text{дел./с}) = A \cdot \frac{k_{эф}}{(1 - k_{эф})} \cdot J = A \cdot Y \cdot J,$$

где  $A = \frac{\text{ЦНИ} \cdot E_f}{\nu} \cdot k_{pn}$ ;  $Y = \frac{k_{эф}}{(1 - k_{эф})}$  — умножение с учетом запаздывающих нейтронов. Таким образом, мощность бустера может варьироваться путем изменения тока ускорителя и умножения нейтронов (подкритичности).

Для двухкаскадной системы вышеуказанные соотношения выполняются с учетом коэффициента каскадного усиления  $K$ :

$$F(\text{дел./с}) = A_k \cdot \frac{k_{\text{эф}}}{(1 - k_{\text{эф}})} \cdot J = A_k \cdot Y \cdot J,$$

где  $A_k = \frac{\text{ЦНИ} \cdot E_f}{\nu} \cdot k_{pn} \cdot K$ . Коэффициент каскадного усиления может быть рассчитан, например, с помощью метода Монте-Карло.

Были проведены прямые расчеты по методу Монте-Карло (ММК), направленные на поиск оптимальных решений сферически-симметричного каскадного бустера с внутренней зоной из нептуния как импульсного источника нейтронов. Здесь нужно отметить, что каскадный бустер — двухзонная система, т. е. имеет две степени свободы, соответственно, оптимизация любого параметра всей системы требует нахождения целого комплекса других параметров, что не всегда возможно. Поэтому для предварительного выбора направления исследований следует воспользоваться уже известными свойствами каскадных систем. Во-первых, эффективное каскадное умножение реализуется в полной мере только в системе, в которой одна зона помещена в другую. Во-вторых, максимальное каскадное умножение в двухзонном бустере можно получить при условии, если минимизировать влияние внешней зоны на внутреннюю, т. е. минимизировать коэффициент нейтронной связи ( $k_{12}$ ) при фиксированном  $k_{\text{эф}}$ . При этом коэффициент связи между внутренней и внешней зоной ( $k_{21}$ ) должен быть максимален. Эти коэффициенты характеризуют эффективность каскадных свойств системы, а отношение  $k_{21}/k_{12}$  определяет вентильные свойства каскадного бустера. В-третьих, необходимо стремиться к тому, чтобы утечка нейтронов из внутренней зоны была максимальной. Кроме того, мишень должна быть расположена ближе к центру зоны, где ценность нейтронов максимальна.

Прежде всего оптимизировались замедлитель и мишень. Оптимизация замедлителя заключалась в выборе его материала и размера. Критерий оптимизации — наибольший выход нейтронов во внешнюю зону с наименьшей долей нейтронов с энергией выше 0,4 МэВ. В табл. 1 представлены прямые расчеты по ММК по выходу нейтронов для замедлителей, выполненных из материалов с разной замедляющей способностью. В центр сферического замедлителя вводился точечный источник со спектром деления Уатта или спектром U–Mo-сборки. Расчеты для легкой и тяжелой воды, бериллия, а также для реакторного графита приведены с целью изучения возможности применения легких замедлителей вместо вольфрама в вентильных устройствах совместно с материалом с высоким сечением захвата тепловых нейтронов, например гадолинием или бором-10.

Из табл. 1 наглядно видно, что для тяжелых материалов W, Mo и Pb вероятность избежать поглощения (в основном за счет радиационного за-

**Таблица 1. Вероятность прохождения и доля нейтронов с энергией выше 0,4 МэВ после прохождения через различные материалы замедлителя толщиной 15 см, расположенного между двумя сферически-симметричными зонами**

Материал	Вероятность прохождения	Доля нейтронов > 0,4 МэВ	
		Спектр деления Уатта	Спектр деления сборки U–Mo
Воздух	1	90 %	75,8 %
D <sub>2</sub> O	0,999	14 %	6,1 %
H <sub>2</sub> O	0,27	42 %	8,6 %
Be	1,00	17 %	5,9 %
W	0,55	25,5 %	14,4 %
Pb	0,997	80,1 %	62 %
Mo	0,79	44,4 %	28,7 %
Реакторный графит	0,999	80,1 %	24,8 %

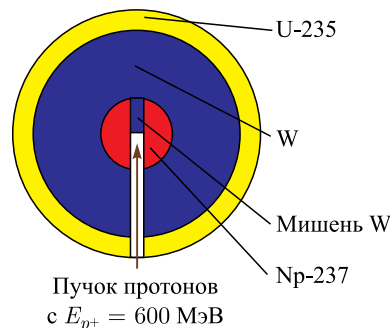
хвата) увеличивается от W к Mo и далее к Pb. В то же время замедляющая способность этих материалов для быстрых нейтронов растет в противоположном направлении. Самый плохой замедлитель в этом ряду — свинец, самый хороший — вольфрам. Получается, что степень каскадности бустера с вольфрамовым замедлителем толщиной 15 см из числа указанных в табл. 1 — наилучшая, а выход нейтронов во внешнюю зону — наихудший, другими словами, возможность усиления нейтронов максимальная, а самих нейтронов мало. Поэтому для вольфрама следует ожидать некоторую оптимальную толщину менее 15 см, при которой выход нейтронов будет максимальным. При использовании других тяжелых замедлителей, например Mo или Pb указанной выше толщины, принцип каскадности реализуется не в полной мере и система превращается в обычную однокаскадную сборку без дополнительного усиления нейтронов.

Возможность использования легких замедлителей D<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O, Be и C в вентильных устройствах каскадных систем будет рассмотрена в разд. 2.

Чтобы оценить оптимальную толщину слоя замедлителя из вольфрама по выходу нейтронов, были проведены расчеты двухкаскадной сборки с Np-237 в геометрии, показанной на рис. 2. В расчетах оптимизировалась толщина вольфрамового замедлителя для некоторых типов мишени из тяжелых материалов: вольфрама, урана и нептуния. Пучок протонов с энергией 600 МэВ попадает в центр внутренней сферы на мишень. Внешняя зона выполнена из металлического уран-молибденового сплава (90 % <sup>235</sup>U–6 %), внутренняя — из металлического нептуния-237, замедлитель — вольфрам толщиной 10, 15 и 20 см. Коэффициенты размножения двух зон в трех вариантах толщины замедлителя для каждой мишени подбирались близкими друг другу и равными такой величине, при которой полный коэффициент размножения всей



Рис. 2. Расчетный вариант сферически-симметричной двухкаскадной сборки с вольфрамом в качестве замедлителя. Пучок протонов попадает в центр внутренней сферы на вольфрамовую мишень. Внешняя зона выполнена из металлического уран-молибденового сплава (90%  $^{235}\text{U}$ -6%), внутренняя — из металлического нептуния-237, замедлитель — вольфрам



системы был бы на уровне 0,98. Ускоритель с энергией протонов 600 МэВ выбран как наиболее реализуемый и оптимальный для решения данной задачи.

Форма мишени выбрана цилиндрической с диаметром 3 см. Длина мишени определялась по кривой Брэгга расчетным путем по ММК. Удельные потери энергии протонов с начальной энергией 600 МэВ при попадании на дно изолированной цилиндрической вольфрамовой мишени показаны на рис.3. Там же, для сравнения, приведены соответствующие расчетные данные, полученные нами для мишени ESS. Она представляет собой вращающийся диск диаметром 2,5 м, выполненный в основной его части из вольфрама. Пучок протонов с энергией 2,5 ГэВ направляется в боковую часть диска.

Для сравнения выхода нейтронов из урановой и вольфрамовой цилиндрических мишеней были проведены прямые расчеты по ММК плотности потока нейтронов на их поверхности. Пучок протонов с энергией 600 МэВ также был направлен в торец цилиндра. Распределение плотности потока нейтронов на

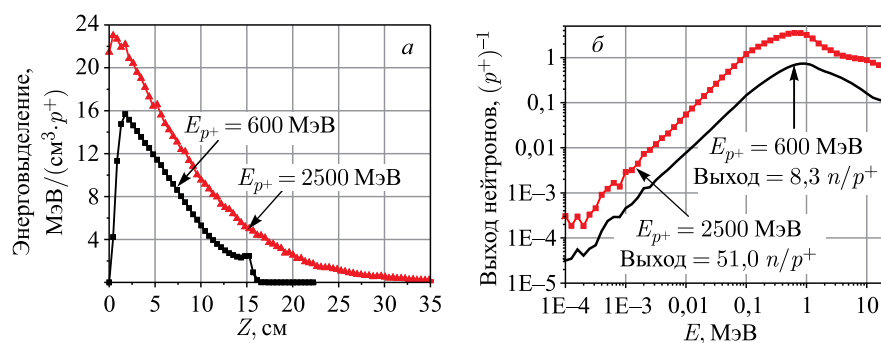


Рис. 3. Удельные потери энергии протонов в вольфрамовой мишени диаметром 3 см вдоль оси цилиндра ( $Z$ , см) для начальной энергии 600 МэВ и в мишени ESS для начальной энергии 2,5 ГэВ (а); расчетный спектр нейтронов эмиссии из мишени ESS и из цилиндрической мишени (б)

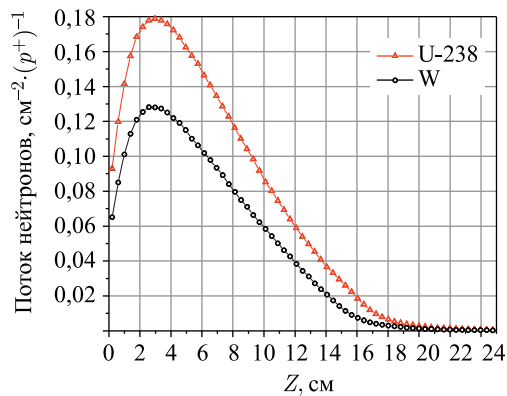


Рис. 4. Распределение плотности потока нейтронов на поверхности цилиндрической мишени из урана-238 и вольфрама диаметром 3 см от одного протона с энергией 600 МэВ. Выход нейтронов в  $4\pi$ : вольфрам —  $8,3 n/p^+$ , уран-238 —  $12,1 n/p^+$

поверхности мишени диаметром 3 см из урана-238 и вольфрама от одного протона в направлении оси цилиндра показано на рис. 4.

Как видно из рис. 3 и 4, плотность эмиссии нейтронов из мишени идет практически по кривой поглощенной энергии. Нужно также отметить следующий факт: спектры нейтронов, вылетающих из вольфрамовой мишени ESS при энергии протонов 2,5 ГэВ и из цилиндрической мишени при энергии 600 МэВ, близки по форме. Другими словами, испарительные компоненты спектров идентичны или близки друг другу. Отличие, как видно из рис. 3, б и 4, состоит в величине полного выхода нейтронов: для мишени ESS —  $51 n/p^+$ , для цилиндрической вольфрамовой мишени при энергии протонов 600 МэВ —  $8,3 n/p^+$  и для цилиндрической мишени из урана-238 —  $12,1 n/p^+$ . Таким образом, в установке ESS выход нейтронов в 6,1 раз больше, чем из цилиндрической вольфрамовой мишени малого диаметра при энергии протонов 600 МэВ. Различие довольно большое и вызвано, во-первых, более высокой энергией протонов в ускорителе ESS и, во-вторых, малым диаметром мишени каскадного бустера. Небольшие размеры мишени в последнем случае выбраны исходя из следующего. Первое — увеличение диаметра мишени от 3 до 6 см не приводит к существенному росту выхода нейтронов из бустера, поскольку увеличивается объем обеих активных зон. Второе — выход нейтронов из самой мишени при размещении ее внутри активной зоны дополняется выходом нейтронов из нептуния в ближайшем окружении мишени. Таким образом, реальный выход нейтронов из мишени каскадного бустера будет выше в сравнении с выходом из изолированной мишени. Кроме того, как показано ниже, наиболее эффективным по выходу нейтронов материалом мишени является не вольфрам, а сам нептуний или уран.

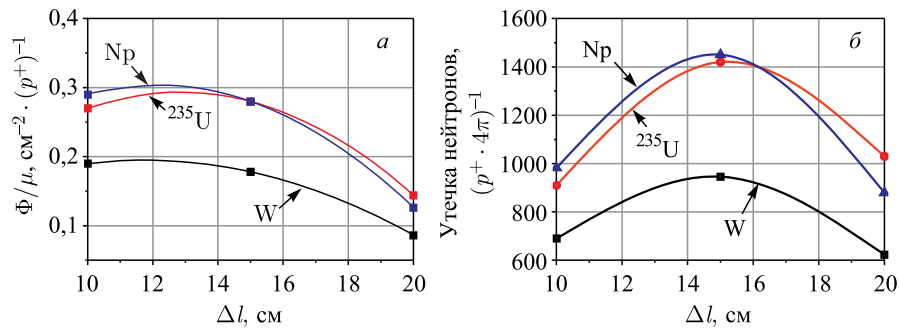
Все данные по выходу нейтронов с поверхности урановой зоны ДКБ в зависимости от толщины вольфрамового замедлителя для указанных выше мишеней приведены в табл. 2 и для наглядности на рис. 5. Плотность потока нейтронов на поверхности каскадной сборки в табл. 2 дана следующим

**Таблица 2. Полная утечка нейтронов в  $4\pi$  с внешней поверхности урановой зоны ДКБ и плотность потока нейтронов на один протон с энергией 600 МэВ при различной толщине слоя замедлителя из вольфрама для различных материалов мишени: вольфрама, урана и нептуния (см. рис. 2)**

Материал мишени	Толщина вольфрамового замедлителя, см	Полная утечка нейтронов, $(p^+ \cdot 4\pi)^{-1}$	Плотность потока нейтронов $\Phi$ ( $\Phi/\mu$ ), $\text{см}^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$
Вольфрам	10	690	0,117 (0,190)
	15	946	0,100 (0,178)
	20	623	0,048 (0,086)
Уран	10	910	0,157 (0,270)
	15	1420	0,162 (0,280)
	20	1030	0,081 (0,144)
Нептуний	10	982	0,169 (0,290)
	15	1450	0,162 (0,280)
	20	879	0,069 (0,126)

образом: первое — в виде отношения полной утечки нейтронов на площадь утечки (площадь внешней активной зоны) ( $\Phi$ ) и второе — это же отношение, но с учетом косинуса вылета нейтронов с поверхности внешней зоны относительно нормали в точке выхода ( $\Phi/\mu$ ). Далее в тексте используется величина  $\Phi/\mu$ .

Из рис. 5 отчетливо видно, что оптимизация мишени должна выполняться или по полному выходу, или по плотности потока нейтронов. В первом случае (выход нейтронов) оптимальная толщина вольфрамового замедлителя на-



**Рис. 5. Плотность потока быстрых нейтронов (а) и полный выход нейтронов (б) с поверхности урановой зоны ДКБ с внутренней зоной из нептуния на один протон с энергией 600 МэВ в зависимости от толщины слоя вольфрамового замедлителя ( $\Delta l$ ) для некоторых видов мишеней (W,  $^{235}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$ ) при  $k_{\text{эф}} = 0,98$**

ходится вблизи 15 см, во втором (плотность потока нейтронов) — в области 11–14 см. При толщине замедлителя более 15 см проявляется общий для обеих задач отрицательный эффект уменьшения числа нейтронов за счет их поглощения. При уменьшении толщины замедлителя менее 15 см на плотность потока нейтронов действуют два конкурирующих эффекта: первый, положительный эффект — уменьшение площади утечки нейтронов из внешней зоны за счет уменьшения объема замедлителя. Второй эффект, действующий в обратном направлении, — ухудшение вентильных свойств бустера, что приводит к уменьшению полного выхода и, соответственно, плотности потока нейтронов. Этот эффект наглядно проявляется на рис. 5, б.

В качестве иллюстрации реального замедления быстрых нейтронов в вольфрамовом замедлителе каскадной сборки, представленной на рис. 2, на рис. 6 показаны расчетные спектры тока нейтронов при переходе из одной среды в другую.

Анализ всей совокупности вышеприведенных данных позволяет сделать следующие выводы. Наилучшей мишенью, с точки зрения выхода нейтронов, остается уран, затем не уступает ему нептуний. Уран по сравнению с нептунием достаточно хорошо проработанный ядерный материал, поэтому при выборе мишени для ДКБ уран имеет преимущество. С другой стороны, нептуний — материал внутренней активной зоны. Увеличение диаметра урановой мишени вдвое (до 6 см) и переход с урана-238 на уран-235 не дает ожидаемого эффекта, поскольку такие размеры мишени еще недостаточны для дополнительного умножения нейтронов в самой мишени, но уже довольно сильно увеличивают объем внутренней зоны и, соответственно, вольфрамового замедлителя, что снижает выход нейтронов. Как видно из рис. 5 и табл. 2, оптимальная толщина вольфрамового замедлителя для источника нейтронов находится в диапазоне 11–14 см и практически не зависит от вида мишени. Существенно также следующее: плотность потока нейтронов на поверхно-

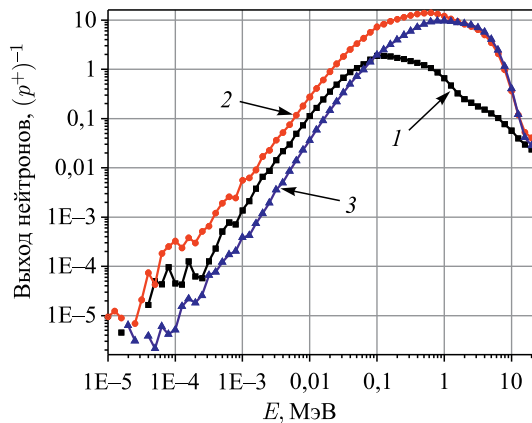


Рис. 6. Спектры тока нейтронов при переходе из нептуния в вольфрам (1), из вольфрама в уран (2) и из урана во внешнюю среду (3) для каскадного бустера (рис. 2) при энергии протонов 600 МэВ и  $k_{эф} = 0,98$

сти внешней зоны и выход нейтронов при замене мишени из вольфрама на нептуний или уран увеличивается на  $\sim 55\%$ . При этом нептуний и уран по выходу нейтронов равнозначны. Таким образом, оптимальным вариантом в двухкаскадной сборке может быть урановая-238 или нептуниевая мишень с вольфрамовым замедлителем толщиной 11–14 см.

Различные варианты построения каскадных систем в сравнении по выходу нейтронов приведены в следующем разделе.

## **2. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫХ КАСКАДНЫХ СИСТЕМ ПО ИХ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ**

Прямые расчеты по ММК позволяют оценить и понять некоторые особенности каскадных систем по выходу нейтронов в зависимости от материала активных зон и замедлителя. На рис. 7 приведены некоторые характерные расчетные композиции сферически-симметричных каскадных систем с внутренней зоной из нептуния. Активный материал внешней зоны задавался из урана-235, урана-233, плутония-239. В расчетах для металлического урана использовался сплав уран–молибден (90 %  $^{235}\text{U}$ –6 %). Пучок протонов с энергией 600 МэВ попадает во внутреннюю часть сферы на мишень. Методика расчета аналогична методике оптимизации мишени и замедлителя (см. предыдущий раздел). Полное умножение системы задавалось на уровне 50, т. е.  $k_{\text{эф}} \approx 0,98$ . Варианты расчетов на рис. 7 обозначены цифрами от 1 до 12. Суть каждого варианта состояла в следующем: 1) вторая зона — уран, мишень — часть вольфрамового замедлителя; 2) мишень — непосредственно внутренняя зона из нептуния; 3) часть внутренней зоны заменена на вольфрам, мишень — вольфрам; 4) пучок протонов попадает в центр внутренней сферы, мишень — вольфрам; 5) вольфрамовая мишень в центре сферы заменена на уран; 6) диаметр урановой мишени увеличен в два раза (до 6 см); 7) урановая мишень заменена на нептуний и является частью внутренней зоны; 8) мишень — уран, толщина слоя вольфрама варьировалась (10, 15 и 20 см); 9) мишень — уран, внешняя зона — металлический плутоний, низкообогащенный уран (20 % уран-235) или уран-233; 10) мишень — вольфрам, внешняя зона — уран-235, отражатель-замедлитель — вода без и со слоем кадмия толщиной 1 мм перед внешней зоной; 11) мишень — вольфрам, внешняя зона — уран-235, отражатель-замедлитель — графит со слоем кадмия толщиной 1 мм перед внешней зоной; 12) однокаскадный бустер с урановой зоной, мишень — вольфрам, замедлитель удален.

Основные нейтронно-физические характеристики вышеуказанных композиций каскадных систем приведены в табл. 3: полный выход и плотность потока нейтронов на поверхности внешней зоны, время жизни ( $\tau$ ) и период

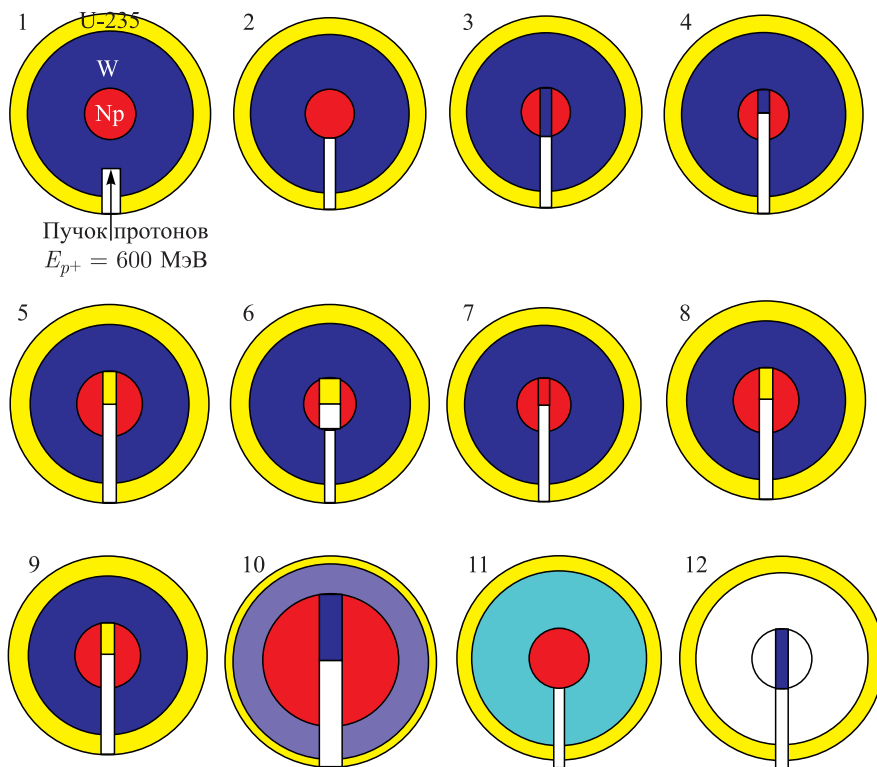


Рис. 7. Некоторые расчетные композиции сферически-симметричных каскадных систем с внутренней зоной из нептуния. Справа внизу (вариант 12) — однокаскадный бустер (пояснения в тексте). Желтым цветом обозначен уран-молибденовый сплав, синим — вольфрам, красным — нептуний, голубым — графит, сиреневым — вода. Относительные размеры отдельных компонентов представленных на рисунке систем соответствуют расчетным

спада цепочки нейтронов в системе. Время спада нейтронов характеризует реакцию системы на  $\delta$ -импульс протонов и определяет длительность переходных процессов. Как видно из табл. 3, быстродействие всех вариантов каскадных систем ( $\tau/\Delta K$ ) находится в микросекундном диапазоне, т. е. фактически определяется длительностью протонного импульса на мишени. Кроме того, прямые расчеты подтверждают необходимость расположения мишени в центре внутренней активной зоны. Любое смещение мишени к периферии зоны приводит к уменьшению выхода нейтронов. Использование плутония-239 или урана-233 в качестве материала внешней активной зоны не дает преимуществ ни в выходе, ни в плотности потока нейтронов перед ураном-235.

Плутоний-239 и уран-233 проигрывают в полном выходе нейтронов урану-235 на  $\sim 15\text{--}20\%$ . При этом плотности потока нейтронов на поверхности внешней активной зоны из U-233 или Pu-239 практически равны. Факт довольно неожиданный и, возможно, требует дополнительных исследований. Попытка использовать в качестве материала внешней зоны низкообогащенный 20%-й уран-235 (в целях нераспространения ядерных материалов) приводит к сильному увеличению ее размеров и, соответственно, к недопустимому снижению плотности потока нейтронов на ее поверхности: в среднем в три раза по сравнению с 90%-м ураном-235. Кроме того, масса низкообогащенного урана составляет более 3 тонн, что довольно велико для исследовательской установки. Во всех рассмотренных на рис. 7 вариантах каскадных бустеров с вольфрамовым замедлителем усиление выхода, а также плотности потока нейтронов относительно однокаскадного бустера достаточно высокое: от 3 до  $\sim 6$  (см. табл. 3).

Если рассматривать выход нейтронов каскадной сборки относительно цилиндрической вольфрамовой мишени при энергии протонов 600 МэВ, то ситуация здесь следующая. В нашем варианте расчетов выход нейтронов из вольфрамовой мишени на один протон равен 8,3, из односекционного бустера — 287, из каскадного бустера с вольфрамовой мишенью и вольфрамовым замедлителем — 1011 (см. табл. 3, вариант 3). Таким образом, усиление выхода нейтронов относительно изолированной вольфрамовой мишени следующее: однокаскадный бустер — 35, ДКБ — 122. Что касается плотности потока нейтронов, то здесь можно рассматривать только усиление нейтронов ДКБ относительно однокаскадного. Привязка к плотности потока на мишени — задача неоднозначная, поскольку не определены эффективные размеры мишени. Плотность потока нейтронов на поверхности однокаскадного бустера —  $0,052 \text{ см}^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$ , ДКБ —  $0,190 \text{ см}^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$ . Отсюда увеличение плотности потока нейтронов ДКБ с вольфрамовой мишенью относительно однокаскадного равно 3,65 (см. табл. 3).

Для двухкаскадной сборки с урановой мишенью усиление выхода нейтронов относительно изолированной урановой мишени, равное 124, практически совпадает с усилением ДКБ для вольфрамовой мишени (122). Отсюда следует, что замена мишени в данной модели каскадного бустера на тот или иной тяжелый материал не влияет на усилительные свойства бустера: выход нейтронов из сборки определяется только умножением самой системы и эффективностью мишени. Для урана-238 эффективность, как видно из табл. 2 и рис. 5, на  $\sim 55\%$  выше эффективности мишени из вольфрама. Нужно отметить, что соотношение полных выходов нейтронов для изолированных вышеуказанных мишеней меньше и равно  $\sim 46\%$ . Различие указывает на факт дополнительной генерации нейтронов в мишенях, помещенных внутрь активной зоны.

Таблица 3. Расчетные нейтронно-физические характеристики некоторых композиций сферически-симметричных ДКБ с непунием-237 и замедлителем толщиной 15 см, представленных на рис.7: масса активной зоны и замедлителя, полная утечка нейтронов в  $4\pi$  и плотность потока нейтронов на поверхности внешней зоны, время жизни ( $\tau$ ) и период спада цепочки нейтронов в системе ( $\tau/\Delta K$ ), а также эффект усиления выхода и плотности потока нейтронов относительно однокаскадного бустера. Потоки нейтронов и утечка нормированы на один протон на мишени. Полный коэффициент размножения бустера выбирался на уровне  $k_{эф} = 0,98$ . Энергия прогонного пучка составляла 600 МэВ

№ варианта на рис. 7	Изменение конструкции	Масса, кг			$k_{эф}$	$\tau, c$	$\tau/\Delta K, c$	Полная утечка нейтронов, $(p^+ \cdot 4\pi)^{-1}$	Плотность потока нейтронов $\Phi (\Phi/\mu)$	$cm^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$	Эффект усиления выхода нейтронов*	Эффект увеличения плотности потока нейтронов*
		Внутр. зона	Замедлитель	Внешняя зона								
1	Протоны попадают на вольфрамовый замедлитель (мишень — вольфрам)	31	842	611	0,981	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,18 \cdot 10^{-6}$	127	0,014 (0,025)	0,44	0,48	
2	Протоны попадают на нептуний (мишень — нептуний)	31	842	611	0,981	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,21 \cdot 10^{-6}$	1450	0,162 (0,280)	5,05	5,40	
3	Часть внутренней зоны заменена вольфрамом (мишень — вольфрам)	42	918	638	0,981	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,20 \cdot 10^{-6}$	1011	0,107 (0,190)	3,52	3,65	
4	Пучок протонов попадает в центр внутренней сферы (мишень — вольфрам)	42	918	638	0,981	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,23 \cdot 10^{-6}$	946	0,010 (0,178)	3,30	3,44	
5	Заменен материал мишени с вольфрама на металлургический уран (мишень — уран)	35	874	626	0,982	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,27 \cdot 10^{-6}$	1420	0,162 (0,280)	4,87	5,40	
6	Увеличен диаметр мишени в 2 раза (мишень — уран)	42	929	643	0,980	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,13 \cdot 10^{-6}$	934	0,098 (0,174)	3,25	3,38	



Продолжение табл. 3

№ варианта на рис. 7	Изменение конструкции	Масса, кг			$k_{эф}$	$\tau, c$	$\tau/\Delta K, c$	Полная утечка нейтронов, $(p_+ \cdot 4\pi)^{-1}$	Плотность потока нейтронов $\Phi (Ф/l), cm^{-2} \cdot (p_+)^{-1}$	Эффект усиления* выхода нейтронов*	Эффект увеличения плотности потока нейтронов*
		Внутр. зона	Замедлитель	Внешняя зона							
7	Заменен материал мишени с вольфрама на металлургический нептуний (мишень — нептуний)	42	929	643	0,980	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1,15 \cdot 10^{-6}$	1480	0,156 (0,275)	5,16	5,34
8/8.1	Уменьшен слой вольфрама до 10 см (мишень — уран)	31	374	357	0,980	$2,1 \cdot 10^{-8}$	$1,07 \cdot 10^{-6}$	910	0,157 (0,27)	3,17	5,19
8/8.2	Увеличен слой вольфрама до 20 см (мишень — уран)	35	1626	837	0,979	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$1,16 \cdot 10^{-6}$	1030	0,081 (0,144)	3,59	2,78
9/9.1	Внешняя зона из металлического плутония-239 (мишень — уран)	42	918	288	0,981	$1,47 \cdot 10^{-8}$	$7,75 \cdot 10^{-7}$	1064	0,130 (0,240)	3,70	4,80
9/9.2	Внешняя зона из уран(20% $^{235}U$ )-молибденового сплава (мишень — уран)	42	918	3108	0,980	$4,66 \cdot 10^{-8}$	$2,31 \cdot 10^{-6}$	789	0,0435 (0,077)	2,75	1,50
9/9.3	Внешняя зона из металлического урана-233 (мишень — уран)	42	918	320	0,981	$1,74 \cdot 10^{-8}$	$9,36 \cdot 10^{-7}$	993	0,124 (0,23)	3,46	4,42
10/10.1	Отражатель-замедлитель — вода (мишень — вольфрам)	53	6	22	0,978	$6,1 \cdot 10^{-6}$	$2,71 \cdot 10^{-4}$	210	0,093 (0,166)	0,73	3,19

Окончание табл. 3

№ варианта на рис. 7	Изменение конструкции	Масса, кг			$k_{эф}$	$\tau, c$	$\tau/\Delta K, c$	Полная утечка нейтронов, $(p_+ \cdot 4\pi)^{-1}$	Плотность потока нейтронов $\Phi$ ( $\Phi/l$ ), $cm^{-2} \cdot (p_+)^{-1}$	Эффект усиления* выхода нейтронов*	Эффект увеличения плотности потока нейтронов**
		Внутр. зона	Замедлитель	Внешняя зона							
10/10.2	Отражатель-замедлитель — вода (мишень — вольфрам). Добавлен слой поглотителя из Gd — 1 мм	42	7	219	0,982	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$6,81 \cdot 10^{-6}$	402	0,107 (0,19)	1,40	3,65
11	Отражатель-замедлитель — графит (мишень — вольфрам). Добавлен слой поглотителя из Gd — 1 мм	41	105	81	0,981	$2,1 \cdot 10^{-8}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	594	0,086 (0,116)	2,07	2,23
12	Однокаскадный бустер (мишень — вольфрам)	—	—	627	0,980	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	287	0,030 (0,052)	1,00	1,00

Примечание. Некоторые варианты (8–10) имеют несколько подвариантов расчетов.

\* Относительно полной утечки нейтронов однокаскадного бустера.

\*\* Относительно плотности потока нейтронов  $\Phi/\mu$  однокаскадного бустера.

Из анализа расчетных данных также видно, что усиление оптимального ДКБ с урановой мишенью (см. табл. 3, вариант 5) относительно изолированной вольфрамовой мишени равно 180, а усиление плотности потока нейтронов относительно однокаскадного бустера с вольфрамовой мишенью — 5,6 (см. табл. 3).

Предварительные расчеты по использованию вместо вольфрама легких замедлителей ( $D_2O$ ,  $H_2O$ , Be, C) вкуче с сильными поглотителями тепловых нейтронов на внутренней поверхности урановой зоны показали, что этот вариант каскадного бустера требует дополнительной проработки и более тщательного анализа. Дело в том, что усилительная система, состоящая из двух зон с прослойкой легких замедлителей между ними, становится довольно неустойчивой по коэффициенту размножения. Такая система может перейти из подкритического состояния в критическое даже при малых изменениях геометрии активных зон или замедлителя. В то же время, как видно из табл. 3, вариант 10.2, введение легких замедлителей позволяет получить достаточно высокие потоки нейтронов, и более того — иметь уже готовый источник предварительно замедленных нейтронов. В последнем случае каскадный замедлитель, например, легководный, может быть использован и в качестве основного источника тепловых нейтронов. Развитие этой темы — оптимизация такого варианта каскадного бустера — выходит за рамки данной работы.

### **3. СРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНО- И ДВУХКАСКАДНОГО БУСТЕРОВ С ПАРАМЕТРАМИ ESS**

На основе вышеприведенных расчетов можно выбрать наиболее оптимальный вариант двухкаскадного сферически-симметричного бустера и сравнить его параметры с декларируемыми параметрами установки ESS. Отметим, что здесь не рассматриваются технические и инженерные аспекты реализации предлагаемой каскадной системы. За основу взят некоторый идеализированный расчетный вариант сборки, который можно положить в основу дальнейших проработок. При этом нужно подчеркнуть, что сферический вариант ДКБ выбран исключительно для упрощения многочисленных расчетов различных вариантовборок.

Одним из рассмотренных выше вариантов оптимальной по выходу нейтронов каскадной сборки может быть сборка, представленная на рис. 8 (вариант 3), с параметрами, указанными в табл. 4. Это подкритическая сборка с общим коэффициентом размножения  $k_{эф} = 0,96$  с нептуниевой внутренней зоной и вольфрамовым замедлителем толщиной 13 см. Выход тепловых нейтронов ДКБ определялся с поверхности «плоского» водяного замедлителя, окружающего внешнюю сферу ДКБ.

**Таблица 4. Некоторые расчетные характеристики плоской урановой неразмножающейся мишени, однокаскадного сферического бустера с ураном-235 и двухкаскадного сферически-симметричного бустера с внутренней зоной из нептуния и внешней из урана-235 при энергии протонов 600 МэВ в сравнении с параметрами ESS**

Параметр	Урановая мишень	Однокаскадный бустер	ДКБ	ESS
Средний ток ускорителя на мишени $I$ , мА	0,5	0,5	0,5	2
Кинетическая энергия протонов $E_{p^+}$ , ГэВ	0,60	0,60	0,60	2,5
Мощность пучка протонов на мишени $W_{p^+}$ , МВт	0,30	0,30	0,30	5
Мишень	Уран-238	Уран-238	Уран-238	Вольфрам
Выход нейтронов из мишени на один протон, $(p^+)^{-1}$	12,1	12,1	12,1	<b>51,0</b>
Выход нейтронов из установки на один протон, $(p^+ \cdot 4\pi)^{-1}$	12,1	179	500	<b>51,0</b> <b>(40)*</b>
Плотность потока быстрых нейтронов на поверхности установки на один протон $\varphi_{f_{\max}}$ , $\text{см}^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$	0,038	0,040	0,113	<b>0,16</b>
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского замедлителя на один протон $\varphi_{th_{\max}}$ , $\text{см}^{-2} \cdot (p^+)^{-1}$	0,0071	0,013	0,037	<b>0,03</b>
Полный выход нейтронов, $(c \cdot 4\pi)^{-1}$	$3,77 \cdot 10^{16}$	$5,58 \cdot 10^{17}$	$1,56 \cdot 10^{18}$	<b><math>6,36 \cdot 10^{17}</math></b>
Плотность потока быстрых нейтронов на поверхности установки $\varphi_{f_{\max}}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$1,18 \cdot 10^{14}$	$1,25 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{14}$	<b><math>2,0 \cdot 10^{15}</math></b>
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя $\varphi_{th_{\max}}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$2,21 \cdot 10^{13}$	$4,00 \cdot 10^{13}$	$1,17 \cdot 10^{14}$ — плоский $3,0 \cdot 10^{14}$ — гребенчатый	<b><math>4,0 \cdot 10^{14}</math></b> <b><math>(1,6 \cdot 10^{15})^{**}</math></b>
Размер активной части установки, м	Диск*** $\varnothing 1,0$	Сфера $\varnothing 0,40$	Сфера $\varnothing 0,50$	Диск $\varnothing 2,5$
Масса внутренней активной зоны из Np-237, кг	—	—	34	—
Масса замедлителя из вольфрама, кг	—	—	647	—
Внешняя зона из металлического урана (90 % $^{235}\text{U}$ )-молибденового сплава, кг	—	492	495	—

Окончание табл. 4

Параметр	Урановая мишень	Однокаскадный бустер	ДКБ	ESS
Мощность всей установки, МВт	—	11	35	—
Мощность внутренней зоны из Np, МВт	—	—	6	—
Мощность внешней зоны из $^{235}\text{U}$ , МВт	—	10,2	29	—
Период спада нейтронной цепочки $\tau/\Delta K$ , с	—	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	—
Полный эффективный коэффициент размножения $k_{\text{эф}}$ (полное умножение)	—	0,96 (25)	0,96 (25)	—

*Примечание.* Жирным шрифтом отмечены наши расчеты.  $1 \text{ мА} = 6,24 \cdot 10^{15}$  протонов/с.

\* Выход «полезных» нейтронов в сторону замедлителя.  
 \*\* Данные взяты из отчета ESS.  
 \*\*\* Мишень-аналог ESS.

Чтобы оценить эффект перехода от неразмножающей мишени к однокаскадному бустеру и далее — к двухкаскадному при энергии протонов 600 МэВ, параметры этих источников были рассчитаны при одних и тех же условиях и для сравнения с параметрами ДКБ представлены в табл. 4. Расчетные модели источников приведены на рис. 8.

Для сопоставления отдельных характеристик ДКБ с ESS были проведены расчеты установки ESS по программе, аналогичной MCNP. Геометрия

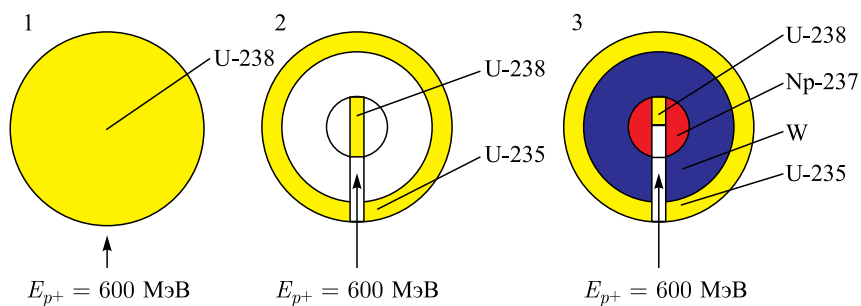


Рис. 8. Расчетные модели неразмножающей мишени (вариант 1), однокаскадного бустера (вариант 2) и ДКБ (вариант 3), характеристики которых представлены для сравнения в табл. 4

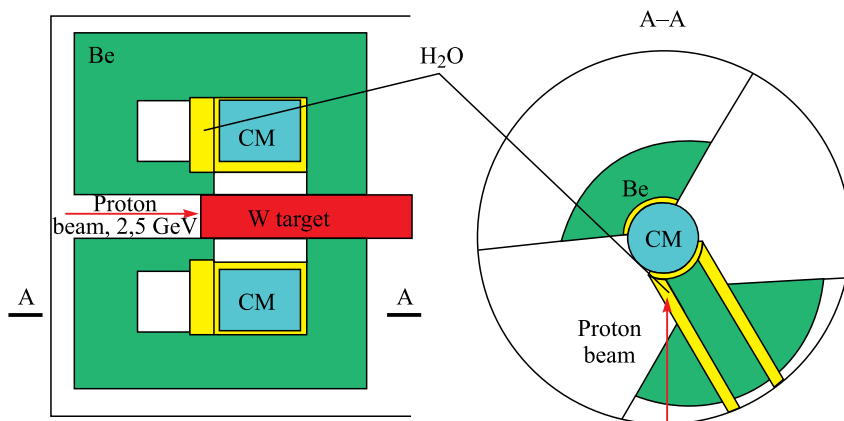


Рис. 9. Модель расчета мишени ESS с замедлителями: Be — бериллиевый отражатель; CM — холодный замедлитель; H<sub>2</sub>O — водяной замедлитель; W target — вольфрамовая мишень

мишени ESS в расчетной модели была взята из отчета ESS [9]. Расчетная модель ESS приведена на рис. 9. Здесь нужно подчеркнуть, что сравнение с ESS в данной работе проводилось исключительно с целью проверки расчетных методик ДКБ с помощью ММК и выбора единого подхода к расчету систем, управляемых ускорителем.

Некоторые параметры ДКБ представлены ниже.

Состав, размеры и масса:

- мишень — уран-238;
- внутренняя активная зона — металлический Np-237, 0–7,35 см ( $r_{Np} = 7,35$  см), 34 кг;
- замедлитель — вольфрам, 47,35–20,35 см ( $r_w = 13$  см), 647 кг;
- внешняя зона — металлический уран(90% <sup>235</sup>U)-молибденовый сплав, 20,35–24,82 см ( $\delta r_{U^{235}} = 4,4$  см), 495 кг.

Коэффициенты размножения активных зон ( $k_{эф Np}$ ,  $k_{эф U}$ ), всей системы в целом  $k_{эф}$  и время жизни нейтронов:

- $k_{эф Np} = 0,925$ ,  $\tau = 3,6 \text{ e-}9$  с;
- $k_{эф U} = 0,925$ ,  $\tau = 2,3 \text{ e-}8$  с;
- $k_{эф} = 0,960$ ,  $\tau = 2,2 \text{ e-}8$  с.

Как видно из табл. 4, при прочих равных условиях плотность потока нейтронов для пучковых исследований в однокаскадном бустере почти в два раза выше, чем в неразмножающей урановой мишени, а в двухкаскадном варианте бустера — в три раза выше однокаскадного. Здесь нужно отметить следующее: оптимизация геометрии однокаскадного бустера в модели, представленной на рис. 8, может дать дополнительное повышение потока ней-

тронов относительно значения, приведенного в табл. 4. Но в любом случае однокаскадный бустер по плотности потока нейтронов проигрывает ДКБ.

Система ДКБ интересна тем, что плотность потока нейтронов на ее поверхности сопоставима с соответствующей характеристикой ESS. А также тем, что делительная мощность ДКБ, равная 35 МВт (см. табл. 4), есть некий ориентир на технически реализуемую в бустерах предельную мощность.

При такой глубокой подкритичности ДКБ ( $\Delta k_{эф} = 0,04$ ) плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского замедлителя бустера еще достаточно высока:  $1,17 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  — примерно в 20 раз выше, чем у ИЯУ ИБР-2. Средняя плотность потока тепловых нейтронов для ИБР-2 составляет  $5,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Здесь нужно отметить следующий факт: замена в ДКБ плоского водяного замедлителя на гребенчатый может дать увеличение плотности потока тепловых нейтронов в 2–3 раза. Таким образом, реальный выход тепловых нейтронов в ДКБ в расчетной модели, представленной на рис. 8 (вариант 3), может приблизиться к  $\sim 3,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эту цифру можно использовать в дальнейшем при сравнительном анализе эффективности спектрометров разных источников.

Одна из наиболее важных характеристик импульсного источника нейтронов — быстроедействие. Здесь нужно отметить следующее: обе зоны ДКБ быстрые, и, как было указано выше, время жизни нейтронов в ДКБ при  $k_{эф} = 0,96$  достаточно мало ( $\tau = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ), поэтому период спада нейтронной цепочки  $\tau/\Delta K$  в таком ДКБ составляет всего  $5,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Это значение можно принять за оценку быстрогодействия источника. Более информативная характеристика — форма импульса нейтронов с поверхности внешней зоны как реакция на  $\delta$ -импульс протонов на мишени — была рассчитана с помощью ММК для выхода нейтронов и скорости делений в обеих зонах.

Кроме того, с помощью аналитических соотношений кинетики, представленных в [8], была получена временная зависимость скорости делений по объему ДКБ. В соответствии с [8] нестационарные уравнения кинетики ДКБ записаны в виде

$$\begin{aligned} \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= \left[ k_1(1 - \beta^{(1)}) \right] n_1 + k_{12}(1 - \beta^{(2)}) n_2 + \sum_i \lambda_i \left[ k_{1i} C_i^{(1)} + k_{12} C_i^{(2)} \right] + S_1(t), \\ \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= \left[ k_2(1 - \beta^{(2)}) \right] n_2 + k_{21}(1 - \beta^{(1)}) n_1 + \sum_i \lambda_i \left[ k_{2i} C_i^{(2)} + k_{21} C_i^{(1)} \right] + S_2(t), \\ & \hspace{15em} (1) \\ \frac{dC_i^{(1)}}{dt} &= \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)}, \quad \frac{dC_i^{(2)}}{dt} = \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)}, \end{aligned}$$

где индекс «1» относится к нептуниевой зоне, «2» — к урановой;  $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$  — интенсивность делений в отдельных каскадах (секциях) и  $n_1(t) +$

$n_2(t)$  — во всей системе. Система уравнений (1) получена при условии постоянного значения  $k_{эф}$ , т. е. в отсутствие модуляции реактивности и без учета реактивностной обратной связи. Предполагается, что источник инициирующих нейтронов является периодическим с периодом  $t_0$ .

В расчетах по системе уравнений (1) использовались 6 групп запаздывающих нейтронов как для нептуния-237, так и для урана 90 %-го обогащения с эффективными долями запаздывающих нейтронов  $\beta^{(1)} = 1,6 \cdot 10^{-3}$  и  $\beta^{(2)} = 6,62 \cdot 10^{-3}$  соответственно. Коэффициенты размножения активных зон ( $k_1, k_2$ ), время жизни нейтронов ( $\tau_1, \tau_2$ ), а также коэффициенты связи ( $k_{21}, k_{12}$ ) были получены с помощью ММК:  $k_1 = 0,925, k_2 = 0,925, \tau_1 = 3,6 \text{ е-}9 \text{ с}, \tau_2 = 2,3 \text{ е-}8 \text{ с}, k_{21} = 0,4, k_{12} = 0,01$ . Общий полный коэффициент размножения составлял  $k_{эф} = 0,96$ . Остальные обозначения в (1) общеизвестны.

Решение системы (1) в [8] было найдено с помощью преобразования Лапласа сначала для случая моноимпульса:

$$n_1(t) = \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j^{(1)} e^{p_j t}; \quad n_2(t) = \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j^{(2)} e^{p_j t}; \quad (2)$$

$$n(t) = \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} (A_j^{(1)} + A_j^{(2)}) e^{p_j t};$$

$$A_j^{(1)} = \frac{(1 + \tau_2 p_j - k_2 L_j^{(2)}) S_1^{(0)} + k_{12} L_j^{(2)} S_2^0}{B_j};$$

$$A_j^{(2)} = \frac{(1 + \tau_1 p_j - k_1 L_j^{(1)}) S_1^{(0)} + k_{12} L_j^{(2)} S_2^0}{B_j};$$

$$B_j = (1 + \tau_1 p_j - k_1 L_j^{(1)}) (\tau_2 + k_2 \varepsilon_j^{(2)}) + (1 + \tau_2 p_j - k_2 L_j^{(2)}) (\tau_1 + k_1 \varepsilon_j^{(1)}) + k_{12} k_{21} (L_j^{(1)} \varepsilon_j^{(2)} + L_j^{(2)} \varepsilon_j^{(1)});$$

$$\varepsilon_j^{(1)} = \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i^{(1)}}{(p_j + \lambda_i)^2}; \quad \varepsilon_j^{(2)} = \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i^{(2)}}{(p_j + \lambda_i)^2},$$

где  $p_j$  — корни уравнения  $\left(\frac{1 + \tau_1 p}{L^{(1)}} - k_1\right) \left(\frac{1 + \tau_2 p}{L^{(2)}} - k_2\right) = k_{12} k_{21}$ ;  $l_1, l_2$  — числа групп запаздывающих нейтронов во внутренней и внешней секциях соответственно. Моноимпульсное решение (2) было распространено на общий случай пульсирующего режима:

$$n(t) = \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j e^{p_j t} \Rightarrow \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j \frac{e^{p_j t}}{1 - e^{p_j t_0}} \quad (0 < t < t_0). \quad (3)$$



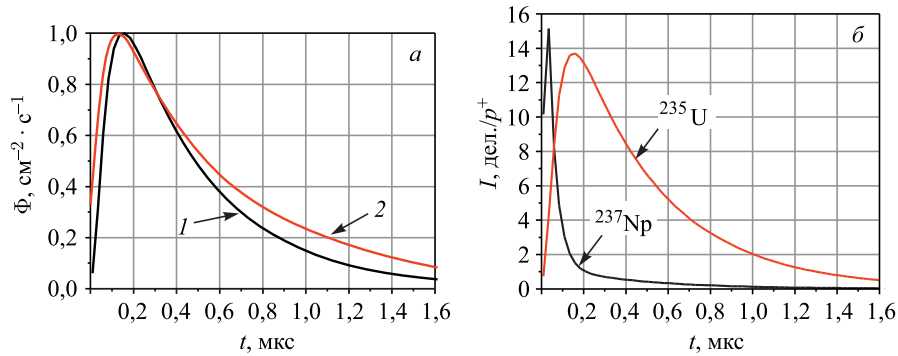


Рис. 10. Интенсивность выхода нейтронов с единицы поверхности внешней зоны на один протон  $\Phi$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) (1) (а) и интенсивность делений в обеих зонах (б) при  $k_{\text{эф}} = 0,96$  в зависимости от времени как реакция ДКБ на  $\delta$ -импульс протонов на мишени в нулевой момент времени. Расчет по ММК. 2 — аналитическое решение интенсивности делений по уравнениям кинетики. Данные на рис. а нормированы на максимум

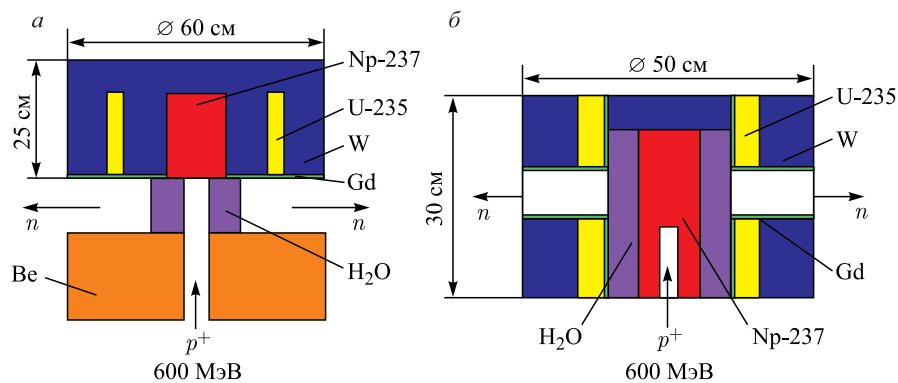


Рис. 11. Две модели расчета цилиндрических ДКБ с каскадным замедлителем из вольфрама (а) и из воды (б). Мишень — зона из нептуния. Внешняя зона — металлический уран (90%  $^{235}\text{U}$ )-молибденовый сплав. Активная зона окружена вольфрамовым отражателем. Выход тепловых нейтронов в первом варианте осуществляется с поверхности водяного замедлителя с тангенциальной организацией нейтронных пучков. Выход тепловых нейтронов в варианте (б) осуществляется с поверхности внутреннего замедлителя

Форма нейтронного импульса и импульсов делений, полученные по ММК, приведены на рис. 10. Полуширина нейтронного импульса в этих расчетах составляет  $\sim 0,46$  мкс, а импульса делений в урановой зоне —  $\sim 0,44$  мкс.

Нейтронный импульс имеет довольно большой экспоненциальный спад. Этот спад вызван не только затуханием нейтронных цепочек в подкритической системе, но и некоторым влиянием урановой зоны на нептуниевую. Аналитические соотношения дали результаты, близкие к прямым расчетам по ММК.

Для ДКБ возможна дополнительная оптимизация по выходу тепловых нейтронов с переходом из сферической геометрии к цилиндрической и замене вольфрамового замедлителя на легкие среды. Например, в геометрии, представленной на рис. 11, можно ожидать дополнительное усиление плотности потока нейтронов при более удобной технической реализации бустера.

#### 4. ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВЫВЕДЕННЫХ ПУЧКАХ

Когда речь заходит о новом источнике нейтронов, то нужно сформулировать, для чего он создается. Наша цель — источник нейтронов для исследований конденсированного состояния вещества и ядерной материи на выведенных пучках. Для ядерной физики нужна высокая плотность потока нейтронов и узкий (порядка нескольких нс) импульс. При исследованиях конденсированного вещества необходимо учитывать несколько параметров импульсного источника, важных для организации экспериментов по рассеянию. В их число в обязательном порядке 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 затянут 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

$$\Phi_p = \Phi_0 \cdot (T/\Delta t_s). \quad (4)$$

Величину  $\Phi_p = c \cdot \Phi_0$ , где  $c = (T/\Delta t_s)$  — 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 (см., например, статью в сборнике [10] или работу [11]). Заметим, что сравнение по параметру (4) имеет базовый характер, так как в большинстве спектрометров далеко не весь период  $T$  используется для регистрации «полезных» нейтронов, а разрешение спектрометра может быть довольно сложным образом связано с шириной импульса.

Создание нейтронных источников сопровождалось многочисленными попытками сравнения эффективности постановки на них тех или иных типов экспериментов. Сравнение между собой источников непрерывного действия (реакторов) не встречает каких-либо принципиальных затруднений. Фактически единственным имеющим значение параметром является полный поток тепловых нейтронов  $\Phi_0$  на входе каналов, ведущих к спектрометрам, который, как правило, и приводится в качестве характеристики исследовательского реактора. Определенное значение имеет 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 источника с длинным импульсом ESS, естественно, 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 [12] и затем в общих чертах повторено в [13]. В этих работах рассмотрены несколько разных типов нейтронных спектрометров и показано, что при сравнимых средних по времени потоках ESS будет эффективнее HFR по крайней мере в несколько раз для большинства типов экспериментов. Несколько упрощенные аргументы (основанные на сравнении среднего и импульсного потоков), использованные в [12], были подвергнуты критике в [14], однако общий вывод о значительно большей эффективности ESS, чем любых других конструкций исследовательских нейтронных источников, остался неизменным [15].

Для обсуждения возможных характеристик спектрометров на ДКБ проведем сравнение не только с ESS, но еще и с ИБР-2, поскольку длительность импульсов ДКБ и ИБР-2 близка по величине. Для ИБР-2  $\Delta t_f = 200$  мкс,  $\Delta t_s = 350$  мкс. Одним из вариантов протонного ускорителя для ДКБ может быть ускоритель, рассмотренный в работе [16] с длительностью импульса протонов около 200 мкс. Поскольку время спада нейтронной цепочки ДКБ не превышает 1 мкс, то импульс быстрых нейтронов на ДКБ фактически повторит импульс протонов. Замедление нейтронов приведет к его уширению до  $\sim 350$  мкс, т. е. до величины, близкой к имеющейся на ИБР-2. Таким

образом, спектрометрические параметры ДКБ повторяют параметры ИБР-2, но поток тепловых нейтронов будет, при использовании гребенчатого замедлителя, в  $\sim 60$  раз больше.

Уже 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  $\Delta t_s \approx 350$  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 [1, 17, 18].

Основным достоинством этого метода является возможность получения очень высокого разрешения при сравнительно коротком пролетном расстоянии. На ИБР-2 на дифрактометре HRFD, у которого 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 оптимальным для большинства структурных задач. Более того, как показано в работе [2], 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.

В первом приближении для сравнения эффективности спектрометров упругого рассеяния на ИБР-2 и, следовательно, ДКБ с ESS следует учесть полный средний по времени поток тепловых нейтронов и различие в ширине импульса. Предполагая, что ширина импульса на ИБР-2 ( $\Delta t_{\text{ИБР-2}} = 350$  мкс) является оптимальной для этого типа спектрометров, и сокращая импульс на ESS ( $\Delta t_{\text{ESS}} = 2860$  мкс) до этой величины, получаем

$$K = (\Phi_{\text{ESS}}/\Phi_{\text{ИБР-2}}) \cdot (\Delta t_{\text{ИБР-2}}/\Delta t_{\text{ESS}}) = (4 \cdot 10^{14}/5 \cdot 10^{12}) \cdot (350/2860) \approx 10.$$

Таким образом, при одинаковой степени монохроматизации пучка за счет большего полного потока нейтронов одностипные спектрометры упругого рас-

сеяния на ESS будут в  $\sim 10$  раз более эффективными, чем на ИБР-2. Подставляя в эту формулу средний по времени поток тепловых нейтронов на ДКБ,  $\Phi_{\text{ДКБ}} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , получаем, что однотипные спектрометры упругого рассеяния на ДКБ будут в  $\sim 6$  раз более эффективными, чем на ESS.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена физическая модель высокопоточного источника нейтронов на основе подкритического сферически-симметричного ДКБ, управляемого ускорителем протонов с энергией 600 МэВ. Показано, что на базе ДКБ мощностью 35 МВт с внутренней зоной из нептуния-237, внешней зоной из урана-235 и мишенью из урана-238 можно реализовать импульсный источник нейтронов с параметрами нейтронного пучка, близкими к параметрам Европейского испарительного источника ESS. При этом требуемая мощность протонного пучка ускорителя для каскадного бустера (0,3 МВт) на порядок меньше, чем в установке ESS (5 МВт). Быстродействие системы находится в микросекундном диапазоне. Возможна оптимизация по выходу тепловых нейтронов с переходом из сферической геометрии к цилиндрической и заменой вольфрамового замедлителя на легкие среды.

Поскольку длительность импульса предложенного ДКБ составит для быстрых нейтронов около 200 мкс (определяется ускорителем) и для тепловых около 350 мкс (источник с длинным импульсом), область его применимости будет связана в основном с экспериментами по рассеянию в физике конденсированного состояния вещества. Проведено сравнение возможностей для экспериментов по дифракции с работающим импульсным реактором ИБР-2 ( $\Delta t_s = 350$  мкс) и строящимся ESS ( $\Delta t_s = 2860$  мкс). Показано, что однотипные дифрактометры на ESS будут примерно в 10 раз более эффективны, чем на ИБР-2. Такие же дифрактометры ДКБ будут в 6 раз более эффективны, чем на ESS. Соответственно, ДКБ будет эффективнее ИБР-2 в 60 раз.

В нашем рассмотрении параметры протонного ускорителя приняты из соображений минимальной для эффективного производства нейтронов энергии ускорения. Соответственно, стоимость ускорителя минимальна. При росте мощности ускорителя плотность потока выведенных нейтронов будет увеличиваться. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения, поскольку технические аспекты реализации, в том числе вопросы отвода выделяемой в мишени и активных зонах энергии, в данной работе не рассматривались.

Авторы признательны А. В. Виноградову, А. Ф. Колесову и Е. П. Шабалину за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов В. Л., Балагуров А. М. Дифракция нейтронов на импульсных источниках // УФН. 2016. Т. 186, № 3. С. 293–320.
2. Аксенов В. Л. Пульсирующие ядерные реакторы в нейтронной физике // УФН. 2009. Т. 179. С. 434–441.
3. Колесов В. Ф., Малинкин А. А. Двухкаскадный умножитель нейтронов. А. с. СССР № 786619 класс МКИ G21 С 1/28, приоритет от 16.07.1979 г.
4. Липилина Е. Н. и др. Подкритический многокаскадный умножитель нейтронов. Патент RU № 2261485. Владельцы патента: РФЯЦ-ВНИИТЭФ.
5. Леваков Б. Г. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТЭФ / Под ред. А. В. Лукина. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТЭФ, 2002.
6. Гулевич А. В. и др. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.
7. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы: в 2 т. Изд. 2-е, перераб. и доп. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТЭФ, 2007.
8. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Кинетика каскадных бустеров в аспекте их быстрого действия и безопасности // XXII Междунар. конф. «Избранные проблемы современной физики», Дубна, 8–11 июня 2003 г.
9. ESS <https://europeanspallationsource.se/>
10. Proc. of the Workshop on Neutron Scattering Instrumentation for SNQ, Maria Laach, 3–5 Sept. 1984 / Eds. R. Scherm, H. Stiller.
11. Schober H. et al. Tailored Instrumentation for Long-Pulse Neutron Spallation Sources // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 589. P. 34–36.
12. Mezei F. Comparison of Neutron Efficiency of Reactor and Pulsed Source Instruments // Proc. ICANS-XII, 1994 / Eds. U. Steigenberger, T. Broome, G. Rees, A. Soper. RAL 94-025. P. I-377–I-384.
13. Mezei F. On the Comparison of Continuous and Pulsed Sources // Neutron News. 1994. V. 5(3). P. 2–3.
14. Bauer G. S. Correct or True // Neutron News. 1995. V. 6(1). P. 5.
15. 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).
16. Доля С. Н. Многопучковый протонный ускоритель. Сообщ. ОИЯИ Р9-2015-90. Дубна, 2015.
17. Aksenov V. L. et al. Performance of the High Resolution Fourier Diffractometer at the IBR-2 Pulsed Reactor // J. Neutr. Res. 1997. V. 5. P. 181–200.
18. Балагуров А. М. и др. Корреляционная фурье-дифрактометрия: 20-летний опыт эксплуатации на реакторе ИБР-2 // ЭЧАЯ. 2015. Т. 46, вып. 3. С. 453–501.

Получено 5 июля 2016 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 26.10.2016.

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

Усл. печ. л. 1,94. Уч.-изд. л. 2,33. Тираж 215 экз. Заказ № 58935.

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/)