НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

Издаётся с 1989 г.

ВЫПУСК 2

2017

УДК 621.039.55

Высокопоточный источник нейтронов на основе каскадного бустера

В.Л. Аксёнов^{1, 2}, А.М. Балагуров², Ю.Н. Пепёлышев², А.Д. Рогов²,

¹Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ "Курчатовский институт", 188300, г. Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща,

²Объединённый институт ядерных исследований, 141980, г. Дубна Московской обл.,

ул. Жолио-Кюри, 6

Статья поступила в редакцию 12.07.2016 г.

Предложена физическая модель высокопоточного источника нейтронов на основе глубокоподкритического ($k_{3\phi} = 0,96$) 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 счёт более короткого импульса эксперименты на предлагаемом источнике по дифракции нейтронов будут почти на порядок эффективнее, чем на ESS.

Ключевые слова: высокопоточный импульсный источник нейтронов, подкритическая размножающая система, каскадный бустер, выведенные пучки нейтронов.

High-Flux Pulsed Neutron Source on the Base of Cascade Booster. *V.L. Aksyonov^{1, 2}, A.M. Balagurov², Yu.N. Pepyolyshev², A.D. Rogov², ¹B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI) of the National Research Center "Kurchatov Institute", Orlova Roscha, Gatchina, Leningrad Region, 188300, ²Joint Institute for Nuclear Research, 6, Joliot Curie St., Dubna, Moscow Region, 141980.*

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), power proton beam which is 5 MW. Due to a short pulse the experiments on the proposed source on neutron diffraction will be almost an order of magnitude more efficient than in ESS.

Key Words: High-Flux Pulsed Neutron Source, Subcritical Fission System, Cascade Booster, Neutron Beams.

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 Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) реактор HFR и сооружаемый в Петербургском институте ядерной физики реактор ПИК – имеют среднюю по времени плотность потока тепловых нейтронов $\Phi_0^{T} = (1,3 \text{ и } 5) \cdot 10^{15} \text{ н см}^{-2} \text{ c}^{-1}$, соответственно. Импульсный реактор периодического действия ИБР-2 в Объединённом институте ядерных исследований даёт в импульсе $\Phi_p^{T} = 1 \cdot 10^{16} \, \text{н см}^{-2} \, \text{c}^{-1}$. Лидеры среди работающих испарительных источников – SNS (Оак Ридж, США) и JSNS (Ибараки, Япония) дают в импульсе $\Phi_p^{\rm T} = 1 \cdot 10^{16}$ н см⁻² с⁻¹. Создаваемый в Лунде (Швеция) Европейский испарительный суперисточник с протонным ускорителем энергией 2,5 ГэВ и мощностью на мишени 5 МВт будет давать в импульсе $(4...5) \cdot 10^{16}$ н см⁻² с⁻¹.

Возникает естественный вопрос о возможностях дальнейшего повышения Φ_0^{T} и Φ_p^{T} . По нашему мнению, такая возможность состоит в использовании бустерных систем. Для исследований на выведенных пучках уже применялись простые (односекционные) 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 возможности 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 4π . 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 появляются два "свободных" параметра – мощность ускорителя и глубина подкритичности, варьируя которые 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 обсудим также сравнение различных источников нейтронов для исследований на выведенных пучках и перспективы выхода за предельные на сегодня параметры.

1. Двухкаскадная подкритическая система

Принцип работы двухкаскадного умножителя состоит в следующем [6]. Сборка содержит две активные зоны: первая внутренняя (A31) выполнена из делящегося материала (например, ²³⁷Np), вторая внешняя (A32) тоже делящаяся (например, ²³⁵U). 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 слоязамедлителя подавляющая часть нейтронов в результате неупругого рассеяния сбрасывает энергию ниже порога 0,4 МэВ деления ²³⁷Np и вследствие этого выпадает из цепной реакции во внутренней зоне из ²³⁷Np. Таким образом, реализуется одностороннее каскадное движение нейтронов. Сборка в целом остаётся быстрой и нейтроны от А31 размножаются в А32 практически без дополнительной затяжки во времени. Умножение первичных нейтронов осуществляется в соответствии с полным коэффициентом размножения всей сборки.

Коэффициент К каскадного усиления 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] исследована кинетика такого типа системы и показана возможность реализации источника нейтронов периодического действия с достаточно коротким (микросекундным) импульсом мощности и размножением нейтронов на порядок большим, чем в односекционном бустере.

Мы рассмотрим ДКБ 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 вольфра-



Рис. 1. Схематическое представление возможности усиления мощности бустера в сравнении с неразмножающей вольфрамовой мишенью ESS: 1 – ESS; 2 – односекционный бустер (между W и ²³⁵U – 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; К – коэффициент усиления мощности относительно ESS

мовой мишени (вариант 1 – ESS) к односекционному бустеру с ²³⁵U с усилением интенсивности генерации нейтронов в три раза относительно ESS (вариант 2). Усиление мощности делений в три раза, направленное на повышение плотности потока нейтронов, в односекционном бустере реализуется при коэффициенте размножения $k_{\rm 3p} = 0,97$.

Переход к ДКБ в варианте 3 с нептунием в качестве первой зоны даёт усиление 4 относительно односекционного бустера, т.е. общее усиление 12 относительно ESS. В варианте 4 вольфрамовая мишень заменена на уран, а внешняя зона из урана – на плутониевую. Потенциальное усиление в варианте 4 относительно ESS может составить 17. Это следует из того, что при прочих равных условиях (равенства коэффициентов размножения отдельных зон и коэффициента размножения полной системы $k_{3\phi1}, k_{3\phi2}, k_{3\phi}$ и т.д.) усиление происходит за счёт повышенного выхода нейтронов из урановой мишени в $k_1 = Y(^{235}U)/Y(W) \approx$ ≈ 1,2...1,5 раза (Y – выход нейтронов) для протонов и за счёт большей эмиссии нейтронов в плутонии на один акт деления $k_2 = \nu(^{239}\text{Pu})/\nu(^{235}\text{U}) = 1,23.$ Суммарный коэффициент приращения мощности здесь равен $k_1k_2 = 1, 2 \cdot 1, 2 \approx 1, 4$. Соответственно общий коэффициент системы $K_4 \approx 17$.

Очевидно, что приведенные цифры в случае реализации какого-либо варианта будут уменьшены, во-первых, за счёт поглощения нейтронов в системе и, во-вторых, за счёт ввода в активные зоны различных конструкционных материалов, что увеличивает объём АЗ. 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 ~ 1,7 MBT, в варианте $3 - до \sim 0,4$ MBT и до ~ 0,3 MBT в варианте 4.

Переход от односекционной к двухсекционной подкритической сборке можно проиллюстрировать следующим образом. Мощность делений в односекционной подкритической системе

 $F(\text{дел./c}) = \text{ЦНИ} \cdot E_f \cdot k \cdot S / [v(1-k)],$ где E_f / v – энергозатраты на один нейтрон деления ядра, v – средний выход нейтронов на одно деление, ЦНИ – ценность нейтронов источника S (нейтр./c), k – эффективный коэффициент размножения, пропорциональна току протонов J (протон/с) с коэффициентом пропорциональности k_{pn} (нейтр./протон): $S = k_{pn}J$. Здесь k_{pn} – коэффициент конверсии энергии протона на мишени в число нейтронов. ЦНИ по отношению к ценности нейтронов деления определяется расчётным путем:

$$IIHM = \frac{\left\langle v\Sigma_{f} \Psi_{0} \right\rangle \left\langle S\Psi_{0}^{+} \right\rangle}{\left\langle S \right\rangle \left\langle \frac{\chi}{4\pi} \Psi_{0}^{+} \right\rfloor v\Sigma_{f} \Psi_{0} dE' d\Omega' \right\rangle}$$

где Ψ – векторный нейтронный поток. Остальные обозначения общеприняты.

Для мощности делений, представленной относительно тока *J* протонного пучка и подкритичности бустера, можно записать

$$F(\text{дел./c}) = AkJ/(1-k) = A \forall J,$$

где A = ЦНИ- $E_f k_{pn} / v$, У=k / (1-k) – умножение с учётом запаздывающих нейтронов. Таким образом, мощность бустера может варьироваться путём изменения тока ускорителя и умножения нейтронов (подкритичности).

Для двухкаскадной системы вышеуказанные соотношения выполняются с учётом коэффициента К каскадного усиления:

$$F(\text{дел./c}) = A_{\kappa} k J / (1-k) = A_{\kappa} Y J,$$

где $A_{\kappa} = \amalg H H \cdot E_{f} \cdot k_{pn} \cdot K / v$. Коэффициент каскадного усиления может быть рассчитан, например, с помощью метода Монте-Карло (MMK).

Проведены прямые расчёты по 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 (k12) при фиксированном $k_{3\phi}$. При этом коэффициент связи между внутренней и внешней зоной (k₂₁) 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 размера. Критерий оптимизации И наибольший выход нейтронов во внешнюю зону с наименьшей долей нейтронов с энергией выше 0,4 МэВ. В табл. 1 представлены прямые расчёты 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-Мо сборки. Расчёты для лёгкой и тяжёлой воды, бериллия, а также для реакторного графита приведены с целью изучения возможности применения лёгких замедлителей вместо вольфрама в вентильных устройствах совместно с материалом с высоким сечением захвата тепловых нейтронов, например, гадолинием или 10 В.

on 10 om, paon						
	Вероят-	Доля нейтронов	Доля нейтронов > 0,4			
Материал	ность про-	> 0,4 МэВ. Спектр	МэВ. Спектр деления			
	хождения	деления Уатта	U-Мо сборки			
Воздух	1	90 %	75,8 %			
D ₂ O	0,999	14 %	6,1 %			
H ₂ O	0,27	42 %	8,56 %			
Be	1,00	17 %	5,9 %			
W	0,55	25,5 %	14,4 %			
Pb	0,997	80,1 %	62 %			
Мо	0,79	44,4 %	28,7 %			
Реакторный графит	0,999	80,1 %	24,8 %			

Т а б л и ц а 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

Из табл. 1 наглядно видно, что для тяжёлых материалов W, Мо и Рb вероятность избежать поглощения (в основном за счёт радиационного захвата) увеличивается от W к Мо и далее к Pb. В то же время замедляющая способность этих материалов для быстрых нейтронов растёт 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 тяжёлых замедлителей, например, Мо или Рь указанной выше толщины принцип каскадности реализуется не в полной мере и система превращается в обычную односекционную сборку без дополнительного усиления нейтронов.

Возможность использования лёгких замедлителей D₂O, H₂O, Be и C в вентильных устройствах каскадных систем будет рассмотрена во втором разделе.

Чтобы оценить оптимальную по выходу нейтронов толщину слоя замедлителя из вольфрама, проведены расчёты двухкаскадной сборки с ²³⁷Np в геометрии, показанной на рис. 2. В расчётах оптимизировалась толщина вольфрамового замедлителя для некоторых типов мишени из тяжёлых материалов: вольфрама, урана и нептуния. Пучок протонов с энергией 600 МэВ попадает в центр внутренней сферы на мишень.

Внешняя зона выполнена из металлического уран (90 % ²³⁵U)-(6 %)-молибденового сплава, внутренняя – из металлического ²³⁷Np, замедлитель – вольфрам толщиной 10, 15 и 20 см. Коэффициенты размножения двух зон в трёх вариантах толщины замедлителя для каждой мишени подбирались близкими друг другу и равными такой величине, при которой полный коэффициент



Рис. 2. Расчётный вариант сферическисимметричной двухкаскадной сборки с вольфрамом в качестве замедлителя. Пучок протонов попадает в центр внутренней сферы на вольфрамовую мишень. Внешняя зона из металлического уран (90 % ²³⁵U)-(6 %)молибденового сплава, внутренняя – из металлического ²³⁷Np размножения всей системы был бы на уровне 0,98. Ускоритель на энергию 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 расчётным путем по ММК. Удельные потери энергии протонов с энергией 600 МэВ при попадании на дно изолированной цилиндрической вольфрамовой мишени показаны на рис. 3. Там же для сравнения представлены соответствующие расчётные данные, полученные 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 проведены прямые расчёты 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 поверхности мишени диаметром 3 см из ²³⁸U 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 идёт практически по кривой поглощённой 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, для цилиндрической вольфрамовой мишени при энергии протонов 600 МэВ – 8,3 и для цилиндрической мишени из ²³⁸U – 12,1 нейтр./ протон. Таким образом, в установке ESS выход нейтронов в 6,1 раз больше, чем из цилиндрической вольфрамовой мишени мадиаметра при энергии протонов лого



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



Рис. 4. Распределение плотности потока нейтронов на поверхности цилиндрической мишени из ²³⁸U и вольфрама диаметром 3 см от одного протона с энергией 600 МэВ по длине мишени (Z, см). Выход нейтронов в 4π : вольфрам – 8,3, ²³⁸U – 12,1 нейтрона

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 следующих двух посылок. Первое - увеличение диаметра мишени от 3 до 6 см не приводит к существенному росту выхода нейтронов из бустера, поскольку увеличивается объём обеих активных зон. Второе - выход нейтронов из самой мишени при размещении её 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 образом: первое – в виде отношения полной утечки нейтронов на площадь утечки (площадь внешней активной зоны) (Ф) и



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 (Δl , см) для некоторых видов мишеней (W, ²³⁵U и ²³⁷Np) при $k_{3\phi} = 0.98$

	in min water and wither the bound of the second state of the secon						
N⁰	Материал мишени	Толщина воль- фрамового за- медлителя, см	Полная утечка нейтронов, нейтр./(р⁺·4π)	Плотность потока нейтронов $Φ$ ($Φ/µ$), нейтр./($p^+ \cdot cm^2$)			
1	Вольфрам	10	690	0,117 (0,19)			
2	Вольфрам	15	946	0,100 (0,178)			
3	Вольфрам	20	623	0,048 (0,086)			
4	Уран	10	910	0,157 (0,270)			
5	Уран	15	1 420	0,162 (0,280)			
6	Уран	20	1 030	0,081 (0,144)			
7	Нептуний	10	982	0,169 (0,29)			
8	Нептуний	15	1 450	0,162 (0,280)			
9	Нептуний	20	879	0,069 (0,126)			

Таблица2. Полная утечка нейтронов в 4π 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: вольфрам, уран и нептуний (см. рис. 2)

второе – это же отношение, но с учётом косинуса вылета нейтронов с поверхности внешней зоны относительно нормали в точке выхода (Φ/μ). Далее в тексте используется величина Φ/μ.

Из рис. 5 отчётливо видно, что оптимизация мишени должна выполняться или по полному выходу, или по плотности потока нейтронов. В первом случае (выход нейтронов) оптимальная толщина вольфрамового замедлителя находится 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 счёт их поглощения.

При уменьшении толщины замедлителя менее 15 см на плотность потока нейтронов влияют два конкурирующих эффекта: первый положительный эффект – уменьшение площади утечки нейтронов из внешней зоны за счёт уменьшения объёма 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 расчётные 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, остаётся уран, затем, не уступая 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 – сам материал внутренней активной зоны. Увеличение диаметра урановой мишени вдвое (до 6 см) и переход с ²³⁸U на ²³⁵U не даёт ожидаемого эффекта, поскольку такие размеры мишени еще недостаточны для дополнительного умноже-



Рис. 6. Спектры тока нейтронов из нептуния в вольфрам (1), из вольфрама в уран (2) и из урана во внешнюю среду (3) для ДКБ (рис. 2) при энергии протонов 600 МэВ и $k_{s\phi} = 0.98$

ния нейтронов в самой мишени, но уже довольно сильно увеличивают объём 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 поверхности внешней зоны и выход нейтронов при замене мишени из вольфрама на нептуний или уран увеличивается на ~ 55 %. При этом нептуний и уран по выходу нейтронов равнозначны. Таким образом, оптимальным вариантом в двухкаскадной сборке может быть урановая (²³⁸U) или нептуниевая мишень с вольфрамовым замедлителем толщиной 12...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 расчёты 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 расчётные композиции сферически-симметричных каскадных систем с внутренней зоной из нептуния. Активный материал внешней зоны задавался из ²³⁵U, ²³³U, ²³⁹Pu. В расчётах для металлического урана использовался сплав уран (90 % ²³⁵U)-(6 %) молибдена. Пучок протонов с энергией 600 МэВ попадает во внутреннюю часть сферы на мишень. Методика расчёта аналогична методике оптимизации мишени и замедлителя (см. предыдущий раздел). Полное умножение системы задавалось на уровне 50, т.е. $k_{ab} \approx 0.98$. Варианты расчётов 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, низкообогащённый уран 20 % ²³⁵U или ²³³U, (10) мишень – вольфрам, внешняя зона – ²³⁵U, отражатель-замедлитель – вода без и со слоем кадмия толщиной 1 мм перед внешней зоной, (11) мишень – вольфрам, внешняя зона $-^{235}$ U, отражатель-замедлитель – графит со слоем кадмия толщиной 1 мм перед внешней зоной, (12) односекционный бустер с урановой зоной, мишень – вольфрам, замедлитель удалён.

Основные нейтронно-физические характеристики вышеуказанных композиций каскадных систем приведены в табл. 3:



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

Т а б л и ц а 3. Расчётные нейтронно-физические характеристики некоторых композиций сферически-симметричных ДКБ с ²³⁷Np и замедлителем ка нейтронов относительно односекционного бустера. Потоки нейтронов и утечка нормированы на один протон на мишени. Полный коэффициент верхности внешней зоны, время жизни (т) и период спада цепочки нейтронов в системе (т/AK), а также эффект усиления выхода и плотности пототолщиной 15 см, представленных на рис. 7: масса активных зон и замедлителя, полная утечка нейтронов в 4*π*, плотность потока нейтронов на по-

Продолжение на с. 14.

Изменение конструкции Внутр. зона К с. с. 9/ Внешняя зона из уран (20 %U5)-молибленового 33 месллитес лы К к. с. 9/2 Внешняя зона из уран (20 %U5)-молибленового 42 918 3 108 0,980 4,66:10* 2,31:10* 9/2 Мишень - уран 20 42 918 3 108 0,980 4,66:10* 2,31:10* 9/3 Внешняя зона из уран (20 %U5)-молибленового 2331U 42 918 3 108 0,980 4,66:10* 2,31:10* 9/3 Внешняя зона из уран (20 %U5)-молибленового 42 918 3 108 0,980 4,66:10* 2,31:10* 10/1 Огражатель-замединческого 2331U 42 918 320 0,981 1,74:10* 9,36:10* 10/1 Огражатель-замединчель 53 6 22 0,978 6,1:10* 2,711:10* 10/2 Мишень - вольфрам 10.1 0.982 1,2:10* 6,81:10* 2,711:10* 10/2 Огражатель-замединтель - вола 4		1	d/1 8:	WC WC	ао) 890 890
9/ 9/2 Внешняя зона из уран (20 % U5)-молибленового 9/2 42 918 3 108 0,980 4,66·10 ⁻⁸ 2,31·10 ⁻⁶ 9/ 9/2 Мишень – уран Мишень – уран 42 918 3 108 0,980 4,66·10 ⁻⁸ 2,31·10 ⁻⁶ 9/ 9/3 Внешняя зона из металлического ²³³ U 42 918 320 0,981 1,74·10 ⁻⁸ 9,36·10 ⁻⁷ 9/ 9/3 Внешняя зона из металлического ²³³ U 42 918 320 0,981 1,74·10 ⁻⁸ 9,36·10 ⁻⁷ 10/ 10/1 Огражатель-замединтель – вола 53 6 22 0,978 6,1·10 ⁻⁶ 2,71·10 ⁻⁴ 10/ 10.1 Огражатель-замединтель – вола 53 6 22 0,978 6,1·10 ⁻⁶ 2,71·10 ⁻⁴ 10/ 10.2 Мишень – вольфрам 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁶ 5,71·10 ⁻⁶ 10/ 10.2 Мишень – вольфрам 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁶ 5,71·10 ⁻⁶ 10.2 Мишень – вольфрам 42 7 219 0,981 1,3·10 ⁻⁶ <	۲.c لا _م هٔ	ד/∆К, כ	лоана утечк Толная утечк Изи и канодаль	Плотность пото нейтронов Ф (Ф/µ), нейт/(p ⁺ с Эффект усилен	нодтйэн вцохиа эригэяү тээффС топ итэонтопп **аонодтйэн
9/ Внешняя зона из металлического ²³³ U 42 918 320 0,981 1,74-10 ⁻⁸ 9,36-10 ⁻⁷ 9.3 Мишень – уран Мишень – вольфрам 53 6 22 0,978 6,1-10 ⁻⁶ 2,71-10 ⁻⁴ 10/1 Отражатель-замединтель – вода 53 6 22 0,978 6,1-10 ⁻⁶ 2,71-10 ⁻⁴ 10/2 Мишень – вольфрам 42 7 219 0,982 1,2-10 ⁻⁷ 6,81-10 ⁻⁶ 10/2 Мишень – вольфрам 42 7 219 0,982 1,2-10 ⁻⁷ 6,81-10 ⁻⁶ 10.2 Добавлен слой поглотителя Gd – 1 мм 42 7 219 0,982 1,2-10 ⁻⁷ 6,81-10 ⁻⁶ 11 Отражатель-замедлитель – графит 41 105 81 0,981 7 1,0810 ⁻⁶	0,980 4,66	10 ⁻⁸ 2,31·10 ⁻⁶	789	0,0435 2.7	1,50
10/ Отражатель-замединтель – вода 53 6 22 0,978 6,1·10 ⁻⁶ 2,71·10 ⁻⁴ 10.1 Мишень – вольфрам 53 6 22 0,978 6,1·10 ⁻⁶ 2,71·10 ⁻⁴ 10.1 Отражатель-замединтель – вода 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶ 10.2 Добавлен слой поглотитель Са 1 мм 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶ 10.2 Добавлен слой поглотитель Са 1 мм 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶ 11 Отражатель-замедлитель – графит 41 105 81 0.081 7 1.08·10 ⁻⁶	0,981 1,74-	10 ⁻⁸ 9,36·10 ⁻⁷	993	0,124 3,4 (0,23) 3,4	4,42
10/ 10.2 Отражатель-замедитель – вода Мишень – вольфрам вода 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶ 10.2 Добавлен слой поглотителя Gd – 1 мм 42 7 219 0,982 1,2·10 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶ 11 Отражатель-замедлитель – графит 41 105 81 0.981 7 1.08·10 ⁻⁶	0,978 6,1·1	0.6 2,71.10 ⁻⁴	210	0,093 0,7 (0,166) 0,7	3,19
0тражатель-замедлитель – графит 11 05 81 0.981 2.1.10 ⁻⁸ 1.08.10 ⁻⁶	0,982 1,2·1	0 ⁻⁷ 6,81·10 ⁻⁶	402	0,107 (0,19) 1,4	40 3,65
Добавлен слой поглотителя Gd-1 мм	0,981 2,1 · 1	0 ⁻⁸ 1,08·10 ⁻⁶	594	0,086 2,(7 2,23
12 Однокаскадный бустер 627 0,980 2,2·10 ⁻⁸ 1,08·10 ⁻⁶ Мишень – вольфрам	0,980 2,2.1	0.8 1,08.10 ⁻⁶	287	0,030 1,((0,052) 1,(00 1,00

полный выход и плотность потока нейтронов на поверхности внешней зоны, время жизни и период спада цепочки нейтронов в системе. Время спада нейтронов характеризует реакцию системы на δ -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 расчёты подтверждают необходимость расположения мишени в центре внутренней активной зоны.

Любое смещение мишени к периферии зоны приводит к уменьшению выхода нейтронов. Использование ²³⁹Pu или ²³³U в качестве материала внешней активной зоны не даёт преимуществ ни в выходе, ни в плотности потока нейтронов перед ²³⁵U. ²³⁹Pu и ²³³U проигрывают в полном выходе нейтронов ²³⁵U на ~ 15...20 %. При этом плотности потока нейтронов на поверхности внешней активной зоны из ²³³U или ²³⁹Pu практически равны. Факт довольно неожиданный и, возможно, требующий дополнительных исследований.

Попытка использовать в качестве материала внешней зоны низкообогащённый (до 20 % ²³⁵U) уран (в соответствии с требованиями нераспространения ядерных материалов) приводит к сильному увеличению её размеров и соответственно к недопустимому снижению плотности потока нейтронов на её поверхности: в среднем в три раза по сравнению с 90 % ²³⁵U. Кроме того, масса низкообогащённого урана составляет более 3 т, что довольно велико для исследовательской установки. Во всех рассмотренных на рис. 7 вариантах каскадных бустеров с вольфрамовым замедлителем усиление выхода, а также и плотности потока нейтронов относительно односекционного бустера достаточно высокое: от 3 до ~ 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 расчётов выход нейтронов из вольфрамовой мишени на один протон равен 8,3, из односекционного бустера – 287, из каскадного бустера с вольфрамовой мишенью и вольфрамовым замедлителем – 1 011 нейтр./($p^+ \cdot 4\pi$) (см. табл. 3, п. 3). Таким образом, усиление выхода нейтронов относительно изолированной вольфрамовой мишени следующее: односекционный бустер – 35, каскадный бустер – 122.

Что касается плотности потока нейтронов, то здесь можно рассматривать только усиление нейтронов каскадного бустера относительно односекционного. Привязка к плотности потока на мишени – задача неоднозначная, поскольку не определены эффективные размеры мишени. Плотность потока нейтронов на поверхности односекционного бустера – 0,052, каскадного – 0,190 нейтр./(p^+ см²). Отсюда увеличение плотности потока нейтронов каскадного бустера с вольфрамовой мишенью относительно односекционного равно 3,65 (см. табл. 3).

Для каскадной сборки с урановой мишенью усиление выхода нейтронов относительно изолированной урановой мишени, равное 124, практически совпадает с усилением каскадного бустера для вольфрамовой мишени (122). Отсюда следует, что замена мишени в данной модели каскадного бустера на тот или иной тяжёлый материал не влияет на усилительные свойства бустера: выход нейтронов из сборки определяется только умножением самой системы и эффективностью мишени. Для ²³⁸U эффективность, как видно из табл. 2 и рис. 5, на ~ 55 % выше эффективности мишени из вольфрама. Нужно отметить, что соотношение полных выходов нейтронов для изолированных мишеней меньше и равно ~ 0,46 %. Различие указывает на факт дополнительной генерации нейтронов в мишенях, помещённых внутрь активной зоны.

Из анализа расчётных данных также видно, что усиление оптимального каскадного бустера с урановой мишенью (см. табл. 3, п. 5) относительно изолированной вольфрамовой мишени равно 180, а усиление плотности потока нейтронов относительно односекционного бустера с вольфрамовой мишенью – 5,6 (см. табл. 3).

Предварительные расчёты по использованию вместо вольфрама лёгких замедлителей (D₂O, H₂O, Be, C) вкупе 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 лёгких 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 (п. 10.2), введение лёгких 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 двухсекционного бустеров с параметрами ESS

На основе вышеприведенных расчётов можно выбрать наиболее оптимальный вариант сферически-симметричного ДКБ 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 расчётный вариант сборки, который можно положить в основу дальнейших проработок. При этом нужно подчеркнуть, что сферический вариант ДКБ выбран исключительно для упрощения многочисленных расчётов различных вариантов сборок.

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

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

Для сопоставления отдельных характеристик ДКБ с ESS проведены расчёты установки ESS по программе, аналогичной MCNP. Геометрия мишени ESS в расчётной модели взята из отчёта ESS [9]. Расчётная



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

№	Название параметра	Урановая мишень	Однокаскад- ный бустер	ДКБ	ESS
1	Средний ток І ускорителя на мишени, мА	0,5	0,5	0,5	2
2	Кинетическая энергия <i>E</i> _{p+} протонов, ГэВ	0,60	0,60	0,60	2,5
3	Мощность <i>W</i> _{p+} пучка протонов на мишени, МВт	0,30	0,30	0,30	5
4	Мишень	²³⁸ U	²³⁸ U	²³⁸ U	Вольфрам
5	Выход нейтронов из мишени на 1 протон, н/р ⁺	12,1	12,1	12,1	51,0
6	Выход нейтронов из установки на 1 протон, н/(p ⁺ ·4π)	12,1 (9,5)	179	500	51,0 (40) [*]
7	Плотность $\varphi_f(\max)$ потока быстрых нейтро- нов на поверхности установки на 1 протон, $H/(p^+ \cdot cm^2)$	0,038	0,040	0,113	0,16
8	Плотность ϕ_{th} (max) потока тепловых нейтронов на поверхности плоского замедлителя на 1 протон, н/(p ⁺ ·cм ²)	0,0071	0,013	0,037	0,03
9	Полный выход нейтронов, н/(с·4 <i>π</i>)	$3,77 \cdot 10^{16}$	$5,58 \cdot 10^{17}$	$1,56 \cdot 10^{18}$	6,36·10 ¹⁷
10	Плотность φ _f (max) потока быстрыхнейтронов на поверхности установки, н/(с·см ²)	$1,18 \cdot 10^{14}$	$1,25 \cdot 10^{14}$	$3,5 \cdot 10^{14}$	2,0·10 ¹⁵
11	Плотность ϕ_{th} (max) потока тепловых нейтро- нов на поверхности замедлителя, н/(с·см ²)	$2,21 \cdot 10^{13}$	4,00·10 ¹³	1,17·10 ¹⁴ – плоский, 3,0·10 ¹⁴ – гребенчатый	4,0·10¹⁴ (1,6·10 ¹⁵)**
12	Размеры активной части установки, м	Диск Ø1,0	Сфера Ø0,40	Сфера Ø0,50	Диск Ø2,5
13	Масса внутренней активной зоны из ²³⁷ Np, кг Масса отражателя-замедлителя из вольфрама, кг	_		34 647	_
	Внешняя зона из металлического уран (90 % U5)-молибденового сплава, кг	_	492	495	_
	Мощность всей установки, МВт		11	35	
14	Мощность внутренней зоны из Np, МВт		—	6	
	Мощность внешней зоны из ²³⁵ U, МВт		10,2	29	
15	Период $\tau/\Delta K$ спада нейтронной цепочки, с		5,0.10-7	6,0·10 ⁻⁷	
16	Полный эффективный коэффициент К _{эф} размножения (полное умножение)	—	0,96 (25)	0,96 (25)	_

Таблица4. Некоторые расчётные характеристики плоской урановой неразмножающей мишени, однокаскадного сферического бустера с²³⁵U и сферически-симметричного ДКБ с внутренней зоной из нептуния и внешней из ²³⁵U при энергии протонов 600 МэВ в сравнении с параметрами ESS

Примечание к таблице: жирным отмечены наши расчёты; 1 мA = $6,24 \cdot 10^{15}$ протонов/с;

*выход "полезных" нейтронов в сторону замедлителя; **данные взяты из отчёта ESS

модель ESS приведена на рис. 9. Здесь нужно подчеркнуть, что сравнение с ESS в данной работе проводилось исключительно с целью проверки расчётных методик ДКБ с помощью MMK и выбора единого подхода к расчёту систем, управляемых ускорителем.

Некоторые параметры ДКБ представлены ниже.

Состав, размеры и масса:

• мишень – ²³⁸U;

• внутренняя активная зона – металлический 237 Np, $r_{\rm Np}$ = 7,35 см, 34 кг;

отражатель-замедлитель – вольфрам,
 7,35 – 20,35 см (*r*_w = 13 см), 647 кг;

внешняя зона – металлический уран (90 % ²³⁵U)-молибденовый сплав, 20,35 – 24,82 см (δr_{U5} = 4,4см), 495 кг.

Коэффициенты размножения активных зон (k_{Np} , k_{U}), всей системы в целом $k_{^{3}\phi}$ и время жизни нейтронов:

• $k_{\rm Np} = 0.925$, $\tau = 3.6 \cdot 10^{-9}$ c,



Рис. 9. Модель расчёта мишени ESS с замедлителями: Ве – бериллиевый отражатель; СМ – холодный замедлитель; H₂O – водяной замедлитель

• $k_{\rm U} = 0,925, \ \tau = 2,3 \cdot 10^{-8} \, {\rm c},$

•
$$k_{9\phi} = 0,960, \ \tau = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ c}$$

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 нейтронов 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 её 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 ($\Delta k_{3\phi} = 0,04$) плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского замедлителя бустера ещё достаточно высока $1,17 \cdot 10^{14}$ н/(с · см²): примерно в 20 раз выше, чем у ИБР-2. Средняя плотность потока тепловых нейтронов для ИБР-2 составляет $5,0\cdot10^{12}$ н/(с·см²). 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 расчётной модели, представленной на рис. 8 (3), может приблизиться к ~ $3,0\cdot 10^{14}$ н/(с·см²). Эту цифру можно использовать в дальнейшем при сравнительном анализе эффективности спектрометров разных источников.

Одна из наиболее важных характеристик импульсного источника нейтронов – быстродействие. Здесь нужно отметить следующее: обе зоны ДКБ быстрые, и, как указано выше, время жизни нейтронов в ДКБ при $k_{3\phi} = 0,96$ достаточно мало ($\tau = 2,2 \cdot 10^{-8}$ с), поэтому период $\tau/\Delta K$ спада нейтронной цепочки в таком ДКБ составляет всего 5,5 $\cdot 10^{-7}$ с. Это значение можно принять за оценку быстродействия источника. Более информативная характеристика – форма импульса нейтронов с поверхности внешней зоны как реакция на δ -импульс протонов на мишени рассчитана с помощью ММК для выхода нейтронов и скорости делений в обеих зонах.

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

$$\tau_{1}dn_{1}/dt = \left[k_{1}(1-\beta^{(1)})\right]n_{1} + k_{12}(1-\beta^{(2)})n_{2} + \sum_{i}\lambda_{i}\left[k_{1}C_{i}^{(1)} + k_{12}C_{i}^{(2)}\right] + S_{1}(t);$$

$$\tau_{2}dn_{2}/dt = \left[k_{2}(1-\beta^{(2)})\right]n_{2} + k_{21}(1-\beta^{(1)})n_{1} + \sum_{i}\lambda_{i}\left[k_{2}C_{i}^{(2)} + k_{12}C_{i}^{(1)}\right] + S_{2}(t);$$

$$dC_{i}^{(1)}/dt = \beta_{i}^{(1)}n_{1} - \lambda_{i}C_{i}^{(1)}; \qquad dC_{i}^{(2)}/dt = \beta_{i}^{(2)}n_{2} - \lambda_{i}C_{i}^{(2)}, \qquad (1)$$

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 $K_{3\phi}$, т.е. в отсутствии модуляции реактивности и без учёта реактивностной обратной связи. Предполагается, что источник инициирующих нейтронов является периодическим с периодом t_0 .

В расчётах использовались 6 групп запаздывающих нейтронов как для ²³⁷Np, 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 (τ_1, τ_2), а также коэффициенты связи (k_{21}, k_{12}) получены с помощью ММК: $k_1 = 0,925$, $k_2 = 0,925, \tau_1 = 3, 6 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_2 = 2, 3 \cdot 10^{-8}$ с, $k_{21} = 0, 4, k_{12} = 0,01$. Общий полный коэффициент размножения составлял $K_{3\phi} = 0,96$. Остальные обозначения в (1) общеизвестны.

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

$$n_{1}(t) = \sum_{j=1}^{2+l_{1}+l_{2}} A_{j}^{(1)} e^{p_{j}t}; \qquad n_{2}(t) = \sum_{j=1}^{2+l_{1}+l_{2}} A_{j}^{(2)} e^{p_{j}t}; \qquad n(t) = \sum_{j=1}^{2+l_{1}+l_{2}} (A_{j}^{(1)} + A_{j}^{(2)}) e^{p_{j}t}.$$
(2)
3десь
$$A_{j}^{(1)} = \frac{(1+\tau_{2}p_{j}-k_{2}L_{j}^{(2)})S_{1}^{(0)} + k_{12}L_{j}^{(2)}S_{2}^{0}}{B_{j}}; \qquad A_{j}^{(2)} = \frac{(1+\tau_{1}p_{j}-k_{1}L_{j}^{(1)})S_{1}^{(0)} + k_{12}L_{j}^{(2)}S_{2}^{0}}{B_{j}};$$
(2)

$$B_{j} = (1+\tau_{1}p_{j}-k_{1}L_{j}^{(1)})(\tau_{2}+k_{2}\varepsilon_{j}^{(2)}) + (1+\tau_{2}p_{j}-k_{2}L_{j}^{(2)})(\tau_{1}+k_{1}\varepsilon_{j}^{(1)}) + k_{12}k_{21}(L_{j}^{(1)}\varepsilon_{j}^{(2)} + L_{j}^{(2)}\varepsilon_{j}^{(1)});$$
$$\varepsilon_{j}^{(1)} = \sum_{i} \lambda_{i}\beta_{i}^{(1)}/(p_{j}+\lambda_{i})^{2}; \qquad \varepsilon_{j}^{(2)} = \sum_{i} \lambda_{i}\beta_{i}^{(2)}/(p_{j}+\lambda_{i})^{2},$$

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

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

Формы нейтронного импульса и импульсов делений, полученные по ММК, приведены на рис. 10. Полуширина нейтронного импульса в этих расчётах составляет ~ 0,46 мкс, а импульса делений в урановой зоне – ~ 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 расчётам по ММК.

Для ДКБ возможна дополнительная оптимизация по выходу тепловых нейтронов с переходом из сферической геометрии к цилиндрической и замене вольфрамового замедлителя на лёгкие 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 создаётся. Наша цель – источник



Рис. 10. Интенсивность Φ в относительных единицах выхода нейтронов с единицы поверхности внешней зоны на один протон (а) и интенсивность *I* делений в обеих зонах (б) при $k_{3\phi} = 0,96$ в зависимости от времени *t* как реакция ДКБ на δ -импульс протонов на мишени в нулевой момент времени; 1– расчёт по ММК, 2– аналитическое решение интенсивности делений по уравнениям кинетики

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 Φ_0 нейтронов, период T_0 повторения импульсов и ширина Δt_f импульса быстрых нейтронов.



Рис. 11. Две модели расчёта цилиндрических ДКБ с каскадным замедлителем из вольфрама (вверху) и из воды (внизу). Мишень – зона из нептуния. Внешняя зона – металлический уран (90 % ²³⁵U)-молибденовый сплав. Активная зона окружена вольфрамовым отражателем. Выход тепловых нейтронов в первом варианте осуществляется с поверхности водяного замедтангенциальной лителя с организацией нейтронных пучков. Выход тепловых нейтронов во втором варианте (внизу) осуществляется с поверхности внутреннего водяного замедлителя

Средний поток нейтронов определяет светосилу спектрометра, период повторения – доступный на нём (без перекрытия) интервал длин волн, ширина импульса – во многом его разрешающую способность. Немаловажно то, как организуется процесс замедления нейтронов, т.е. какова ширина Δt_s импульса медленных нейтронов 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 Δt_s импульса медленных нейтронов слабо или совсем не зависит от длины λ волны для импульсного потока Φ_p нейтронов, получается соотношение

$$\Phi_{\rm p} = \Phi_0 \cdot (T/\Delta t_s). \tag{4}$$

Величину $\Phi_{\rm p} = c \cdot \Phi_0$, где $c = T/\Delta t_s - {\rm сква-}$ жность (duty factor) источника, часто используют для качественного сравнения стационарных и импульсных источников, так как в первом приближении и для некоторых типов экспериментов именно Ф_р определяет возможную светосилу спектрометра (см., например, статью R. Scherm в сборнике [10] или работу [11]). Заметим, что сравнение по параметру (4) имеет базовый характер, так как в большинстве спектрометров далеко не весь период Т 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 служит полный поток Φ_0 тепловых нейтронов на входе каналов, ведущих на спектрометры, который, как правило, и приводится в качестве характеристики исследовательского реактора.

Определённое 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 естественно также сопровождалось анализом эффективности работы спектрометров на нём и их сравнением со спектрометрами на стационарном реакторе и испарительных источниках с коротким импульсом. По-видимому, первое такое сравнение 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 проведём сравнение не только с ESS, но ещё и с ИБР-2, поскольку длительности импульсов ДКБ и ИБР-2 близки по величине. Для ИБР-2 $\Delta t_f =$ = 200 мкс, $\Delta t_s = 360$ 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 одну мкс, то импульс быстрых нейтронов на ДКБ фактически повторит импульс протонов. Замедление нейтронов приведёт к его уширению до ~ 350 мкс, т.е. до величины, близкой к имеющейся на ИБР-2. Таким образом, спектрометрические параметры ДКБ повторят параметры ИБР-2, но поток тепловых нейтронов будет при использовании гребенчатого замедлителя в ~ 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 применением корреляционной техники – фурье-дифрактометрии высокого разрешения [1, 17, 18].

Основным достоинством этого метода является возможность получения очень высокого разрешения при сравнительно коротком пролётном расстоянии. На ИБР-2 на дифрактометре HRFD, на котором пролётное расстояние между фурье-прерывателем и образцом составляет 20 м, разрешение $\Delta d/d = 0,0009$ достигнуто при частоте вращения прерывателя 6·10³ 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 оптимально для большинства структурных задач. Более того, как показано в работе [2], увеличение частоты до 11·10³ об/мин и пролётного 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 учесть различие в ширине импульса. Предполагая, что ширина импульса на ИБР-2 ($\Delta t_{\rm ИБР-2} = 350$ мкс) является оптимальной для этого типа спектрометров, и сокращая импульс на ESS ($\Delta t_{\rm ESS} = 2\,860$ мкс) до этой величины, получаем

$$\begin{split} \mathbf{K} &= (\Phi_{\text{ESS}} / \Phi_{\text{MEP-2}}) (\Delta t_{\text{MEP-2}} / \Delta t_{\text{ESS}}) = \\ &= (4 \cdot 10^{14} / 5 \cdot 10^{12}) (350 / 2\ 860) \approx 10, \end{split}$$

т.е. при одинаковой степени монохроматизации пучка за счёт большего полного потока нейтронов однотипные спектрометры упругого рассеяния на ESS будут в ~ 10 раз более эффективными, чем на ИБР-2. Подставляя в эту формулу средний по времени поток $\Phi_{\rm дKF} = 3 \cdot 10^{14}$ н/(см²·с) тепловых нейтронов на ДКБ, получаем, что однотипные спектрометры упругого рассеяния на ДКБ будут в ~ 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 ²³⁷Np, внешней зоной из ²³⁵U и мишенью из ²³⁸U можно реализовать импульсный источник нейтронов с параметрами нейтронного пучка, близкими к параметрам Европейского испарительного суперисточника ESS. При этом требуемая мощность протонного пучка ускорителя для каскадного бустера (0,3 МВт) на порядок меньше, чем в установке ESS (5 MBт). Быстродействие системы находится в микросекундном диапазоне. Возможна оптимизация по выходу тепловых нейтронов с переходом из сферической геометрии к цилиндрической и замене вольфрамового замедлителя на лёгкие 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), то 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 ($\Delta t_s = 360$ 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 увеличении 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, В.Ф. Колесову и Е.П. Шабалину за плодотворные обсуждения.

Список литературы

1. *Аксёнов В.Л., Балагуров А.М.* Дифракция нейтронов на импульсных источниках // Успехи физических наук, 2016, т. 186, № 3, с. 293– 320.

2. *Аксёнов В.Л.* Пульсирующие ядерные реакторы в нейтронной физике. Там же, 2009, т. 179, № 4, с. 434–441.

3. *Колесов В.Ф., Малинкин А.А.* Двухкаскадный умножитель нейтронов. Авторское свидетельство СССР № 786619 класс МКИ G21 С 1/28, приоритет от 16.07.1979 г.

4. Липилина Е.Н., Сауков А.И., Лютов В.Д., Стрельцов С.И. Подкритический многокаскадный умножитель нейтронов. Патент RU № 2261485 от 27.09.2005 г. Владельцы: РФЯЦ-ВНИИТФ. 5. Леваков Б.Г., Лукин А.В., Магда Э.П., Погребов И.С., Снопков А.А., Терехин В.А. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. Под ред. А.В. Л у к и н а. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

6. Гулевич А.В., Дяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.

7. *Колесов В.Ф.* Апериодические импульсные реакторы: Монография в 2 т. Издание 2-е, переработанное и дополненное. Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2007.

8. *Колесов В.Ф., Хоружий В.Х.* Кинетика каскадных бустеров в аспекте их быстродействия и безопасности. Труды XII Межд. конф. по избранным проблемам современной физики, посвящённой 95-й годовщине со дня рождения Д.И. Блохинцева (1908-1979), Дубна, 8-11 июня 2003 г. ОИЯИ, 2003.

9. *ESS Technical Design Report*, ESS-0016915, April 23 2013. https://europeanspallationsource.se/ scientific-technical-documentation/ (дата обращения: 25.04.2016).

10. *Maria Laach*. Proceedings of the Workshop on Neutron Scattering Instrumentation for SNQ, R. Scherm, H. Stiller (Eds.), 3-5 Sept. 1984, Report Number Jül-1954.

11. Schober H., Farhi E., Mezei F., Allenspach P., Andersen K., Bentley P.M., Christiansen P., Cubitt B., Heenan R.K., Kulda J., Langan P., Lefmann K., Lieutenant K., Monkenbusch M., Willendrup P., Šaroun J., Tindemans P., Zsigmond G. Tailored Instrumentation for Long-Pulse Neutron Spallation Sources // Nucl. Instr. Methods, 2008, A 589, P. 34–36.

12. *Mezei F.* Comparison of Neutron Efficiency of Reactor and Pulsed Source Instruments in Proc. ICANS-XII, U. Steigenberger, T. Broome, G. Rees, A. Soper, editors, RAL 94-025, 1994, P. I-377–384.

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. Ibidem, 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 (дата обращения: 25.04.2016).

16. *Доля С.Н.* Многопучковый протонный ускоритель. Сообщение ОИЯИ, Р9-2015-90. Дубна, 2015.

17. Aksenov V.L., Balagurov A.M., Simkin V.G., Bulkin A.P., Kudryashev V.A., Trounov V.A., An*tson O., Hiismäki P.,Tiitta A.* Performance of the High Resolution Fourier Diffractometer at the IBR-2 Pulsed Reactor // J. of Neutron Research, 1997, V. 5, P. 181–200.

18. Балагуров А.М., Бобриков И.А., Бокучава Г.Д., Журавлёв В.В., Симкин В.Г. Корреляционная фурье-дифрактометрия: 20-летний опыт эксплуатации на реакторе ИБР-2 // Физика элементарных частиц и атомного ядра / Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, т. 83, №. 12, с. 1–45/V. 46, № 3, Р. 249–276 (год публикации: 2015). Контактная информация – Аксёнов Виктор Лазаревич, научный руковод. ЛНФ ОИЯИ, тел.: 8-49621-66844, aksenov@nf. jinr.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2017, вып. 2, с. 4–24.