

УДК 539.125.5.03, 539.125.5.162.2

## НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОГО ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Б.В. Кутеев<sup>1</sup>, А.В. Жиркин<sup>1</sup>, Б.К. Чукбар<sup>1</sup>, В.Ф. Батяев<sup>2</sup>, Ю.Е. Титаренко<sup>2</sup>, К.В. Павлов<sup>2</sup>,  
А.Ю. Титаренко<sup>2</sup>, С.Н. Юлдашев<sup>2</sup>, В. Гудовски<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ», Москва, Россия

<sup>3</sup> Королевский институт технологий, Стокгольм, Швеция

В статье приведены результаты расчётных исследований формирования поля нейтронного излучения в конструкциях токамаков, используемых в качестве источников нейтронов. Главная цель исследований заключалась в изучении условий, необходимых для получения максимально возможных потоков тепловых нейтронов. На основе анализа баланса нейтронов определены наиболее проблемные с точки зрения поглощения нейтронов материалы. Представлены результаты исследования по оптимизации состава материалов установки, основанной на их способности генерировать максимально возможные потоки тепловых нейтронов. Рассмотрены различные комбинации материалов blankets-размножителя нейтронов и замедлителя. Исследованы возможности использования изотопно-обогащённых материалов для увеличения генерации тепловых нейтронов. Подробно изучено использование бериллия в качестве материала blankets, первой стенки, магнитных катушек и центрального столба токамака. Определены условия достижения плотности потока тепловых нейтронов, равной  $1,0 \cdot 10^{15}$  н/(см<sup>2</sup>·с). Изучено влияние неоднородностей на величину распределения плотности потока нейтронов.

**Ключевые слова:** термоядерный источник нейтронов, максимальный поток тепловых нейтронов, влияние неоднородностей.

## NEUTRONICS ANALYSIS OF THE FUSION NEUTRON SOURCE TO OBTAIN THE ULTIMATE THERMAL NEUTRON FLUX

B.V. Kuteev<sup>1</sup>, A.V. Zhirkin<sup>1</sup>, B.K. Chukbar<sup>1</sup>, V.F. Batiyev<sup>2</sup>, Yu.E. Titarenko<sup>2</sup>, K.V. Pavlov<sup>2</sup>, A.Yu. Titarenko<sup>2</sup>,  
S.N. Yuldashev<sup>2</sup>, V. Gudovski<sup>3</sup>

<sup>1</sup> NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>2</sup> Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

<sup>3</sup> Royal Institute of Technologies, Stockholm, Sweden

The article presents the results of the neutronics research for tokamak used as a fusion neutron source. The key issue is to define conditions for obtaining the ultimate thermal neutron flux. Using the neutron balance analysis the materials that are the most neutrons absorbing were defined. The results of the material structure optimization for the ultimate thermal neutron generation are presented. Various combinations of neutron multiplying blankets and moderators are considered. The possibility to increase the thermal neutron generation using the materials enriched with some isotopes was studied. The use of beryllium as the material of the first wall, blanket, magnetic coils and central column was studied in detail. The conditions are defined to enhance the thermal neutron flux up to  $1,0 \cdot 10^{15}$  n/(cm<sup>2</sup>·s). The penetration influence on the neutron flux value was investigated as well.

**Key words:** fusion neutron source, ultimate thermal neutron flux, penetration influence.

## ВВЕДЕНИЕ

В текущем столетии атомная энергетика будет характеризоваться высокими темпами развития, в том числе за счёт расширения областей её применения не только для производства электроэнергии, но и технологического тепла, что обеспечит уникальную возможность практического исключения потребности в органическом топливе для нужд различных отраслей промышленности. В сценарии быстрого развития, соответствующем выходу на уровень более 5 ТВт установленной мощности в данном веке, решение задачи производства топливных нуклидов и замыкание ядерного топливного цикла требуют использования внешних источников нейтронов [1].

В настоящее время для получения нейтронов используются:

— реакции деления ядерного топлива, прежде всего <sup>235</sup>U, в ядерных реакторах на тепловых нейтронах. Данный способ является наиболее освоенным, широко используется в исследовательских целях и способен дать до  $10^{19}$  свободных нейтронов в секунду на 1 ГВт тепловой мощности в реакторе на тепловых нейтронах. Этого количества недостаточно даже для воспроизводства сгоревших топливных нуклидов. Коэффициент воспроизводства топливных нуклидов в современных тепловых реакторах составляет порядка 0,6 [2, 3];

— быстрые реакторы. Использование  $^{239}\text{Pu}$  как топливного нуклида открывает повышенные возможности производства нейтронов, принципиально обеспечивает замыкание топливного цикла, поскольку появляется до 10% свободных нейтронов после использования нейтронов деления на поддержание критичности и воспроизводство сгоревших нуклидов. Проблемы возникают с темпами вовлечения сырьевых изотопов в топливный цикл. Удвоение количества топливных изотопов, загруженных в быстрый реактор, требует его 10—20-летней эксплуатации. Проекты быстрых реакторов (БРЕСТ) не предусматривают дополнительную наработку топлива, однако требуют значительных запасов топливных нуклидов для начальной загрузки и поддержания замкнутого топливного цикла [4];

— ядерные реакторы 4-го поколения, среди которых особое место занимают жидкосолевые реакторы, работающие в тепловом спектре нейтронов и использующие замкнутый топливный цикл  $^{232}\text{Th}$ — $^{233}\text{U}$ . Реакторы-размножители данного типа способны эффективно производить нейтроны и топливные нуклиды. Однако для достижения в них критичности необходима начальная загрузка топливных нуклидов, требующая либо изъятия последних из уран-плутониевого цикла, либо наработку с использованием внешних нейтронов [5, 6];

— реакции глубокого расщепления при взаимодействии энергичных протонов и дейтронов ГэВ-ного диапазона с мишенями из тяжёлых элементов (Ta, W, Pb, Pb—Bi), которые производят ~20 нейтронов на ядро без использования делящихся материалов. Такие нейтронные источники, иногда называемые электроядерными, способны создать очень интенсивные импульсные нейтронные потоки. Они уже превзошли по этому показателю ядерные реакторы, однако маловероятно создание электроядерных систем со средней мощностью заметно выше мегаватта, что соответствует нейтронному выходу  $10^{17}$  н/с. Поэтому энергетические применения электроядерных систем обсуждаются сегодня только применительно к трансмутации нуклидов в подкритических активных зонах, управляемых ускорителями [7, 8];

— микровзрывы с использованием лазерного поджига термоядерных мишеней. В настоящее время они достигли значений выхода  $10^{14}$  нейтронов в единичном взрыве. Зажигание, которое планируется реализовать в течение ближайших лет, позволит повысить выход до  $10^{19}$  нейтронов. Нейтронные источники данного типа, несомненно, окажутся наиболее интенсивными среди импульсных. К сожалению, последние экспериментальные результаты при значениях доставленной на мишень энергии около 2 МДж (NIF, CA, USA) выявили проблемы с характеристиками симметрии сжатия оболочки, необходимыми для зажигания термоядерной реакции. Для энергетических приложений в гибридных системах «синтез—деление» они потребуют также дополнительных разработок технологий периодического режима работы с частотой микровзрывов около 10 Гц [9].

Проектные проработки, выполненные в нашей стране, и анализ зарубежного опыта показывают, что одним из наиболее перспективных типов установок, способных обеспечить высокие значения интенсивности нейтронных потоков, является термоядерная установка типа токамак. Нейтронный выход более  $10^{20}$  н/с, который планируют получить на строящемся международном термоядерном токамаке-реакторе ИТЭР, заметно превосходит потребности управления подкритическими активными зонами ( $10^{18}$  н/с) [10].

Для внедрения термоядерных технологий в интересах решения актуальных задач ядерной энергетики необходимо создать пилотную гибридную систему «синтез—деление» ТИН-СТ (термоядерный источник нейтронов стационарный). Система позволит продемонстрировать возможности ядерного синтеза производить внешние нейтроны и возможности практической реализации совмещённых с источником активных зон, эффективно использующих его нейтроны для производства искусственного ядерного топлива и трансмутации нуклидов.

С учётом изложенного на этапе эскизного проектирования в качестве основных вариантов реализации энерготехнологического комплекса ТИН-СТ на основе токамака рассмотрены три варианта бланкетов. Первый предназначен только для производства тепловых нейтронов и нейтронов с термоядерным спектром, которые будут использоваться в исследовательских целях для обеспечения прогресса в различных областях науки и техники: ядерной физике, материаловедении, биологии, нанотехнологии и т.д. Второй и третий — «твердотельный» и «солевой» соответственно предназначены, в свою очередь, для наработки  $^{233}\text{U}$  и/или трансмутации ядерных отходов, образующихся в результате эксплуатации традиционных ядерных реакторов.

Основные характеристики ТИН сравнивались с характеристиками отечественных и международных аналогов в работах [11—15]. По сравнению с иностранными аналогами разработанный демонстрационный ТИН-СТ имеет на порядок более низкий уровень нейтронных потоков  $\sim 0,2 \text{ МВт/м}^2$ . Проектные исследования показали, что данный уровень вполне достаточен как для достижения экстремальных потоков тепловых нейтронов, так и для демонстрации гибридных технологий наработки топливных нуклидов и трансмутации минорных актинидов.

Представленный в данной работе расчётный анализ нейтронно-физических параметров blankets ТИН-СТ, предназначенного для производства тепловых нейтронов и нейтронов с термоядерным спектром, проводился с целью подбора оптимальной композиции, количества и геометрических параметров его материалов для наработки максимальных потоков нейтронов. В качестве таких материалов использовались размножители нейтронов на основе бериллия и свинца. Для удобства сравнения с параметрами исследовательских реакторов ИЛЛ и ПИК требуемая величина плотности потока нейтронов в тепловом диапазоне  $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}$  определена как  $1,0 \cdot 10^{15} \text{ н/(см}^2 \cdot \text{с)}$  для мощности ядерного синтеза в пределах от 1 до 10 МВт.

Расчёты выполнялись по программе MCNP-4 [16] с библиотеками точечных сечений из файлов FENDL-2 [17] и ENDF/B-6 [18], а также MCNPX [19] с библиотекой точечных сечений из файлов ENDF/B-6 и ENDF/B-7.

### ПОЛУЧЕНИЕ МАКСИМАЛЬНО ВОЗМОЖНОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Базовая расчётная модель ТИН представлена на рис. 1 и 2.

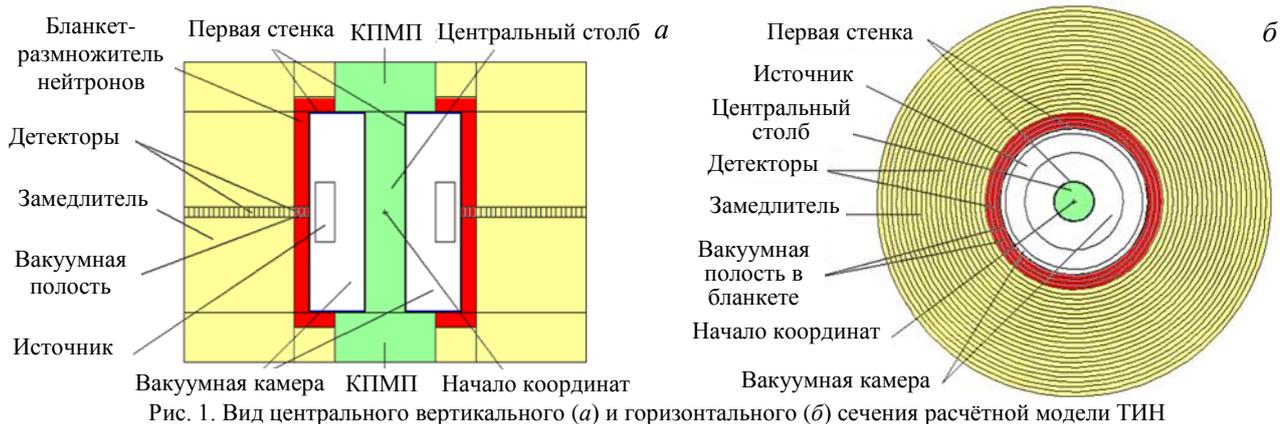


Рис. 1. Вид центрального вертикального (а) и горизонтального (б) сечения расчётной модели ТИН

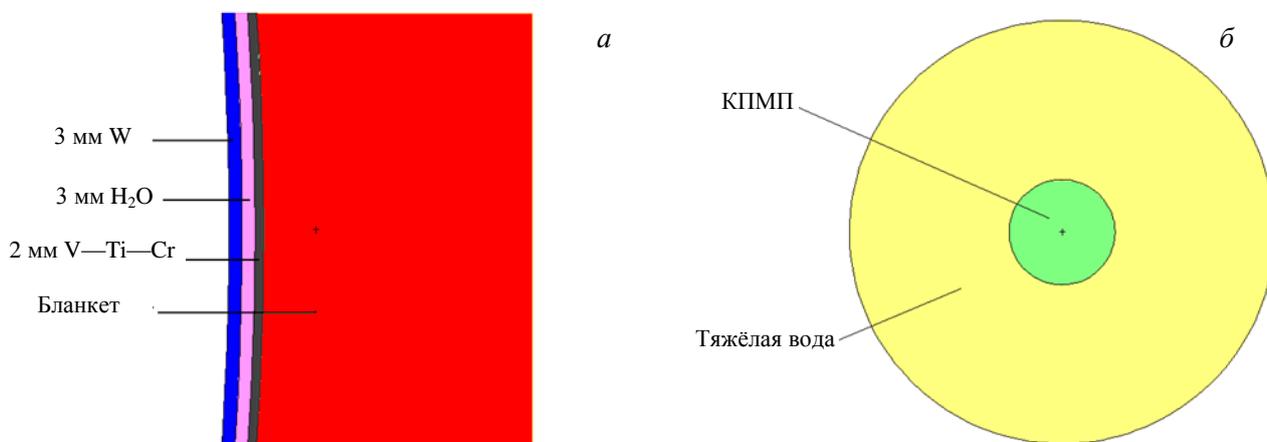


Рис. 2. Вид первой стенки расчётной модели ТИН (а) и горизонтального сечения КПМП (б)

Внешний контур модели имеет вид цилиндра радиусом 200,8 и высотой 301,6 см.

Внутри цилиндра расположены источник термоядерных нейтронов, центральный столб, вакуумная камера, окружённая со всех сторон первой стенкой, бланкет, катушки полоидального магнитного поля (КПМП), замедлитель из тяжёлой воды (D<sub>2</sub>O) и детекторы характеристик поля тепловых нейтронов.

Центральный столб ТИН изготовлен из меди и имеет вид цилиндра радиусом 20 и высотой 201,6 см.

Модель источника нейтронов плазмы представляет собой цилиндрический слой с внешним радиусом 65, внутренним радиусом 45 и высотой 60 см. Центральный радиус источника равен 55 см. Пространственное распределение нейтронов по объёму источника принято равномерным. Источник определён как моноэнергетический с энергией для нейтронов D—T-реакции, равной 14,1 МэВ. Угловое распределение источника принято изотропным.

Вакуумная камера имеет вид цилиндрического слоя с внешним радиусом 75, внутренним радиусом 20,8 и высотой 200 см. Первая стенка, окружающая вакуумную камеру со всех сторон, является её внешней границей. Первая стенка состоит из трёх цилиндрических слоёв (см. рис. 2, а), непосредственно примыкающих друг к другу. Первый слой толщиной 3 мм состоит из природного вольфрама. Второй слой толщиной 3 мм состоит из воды. Третий слой толщиной 2 мм состоит из сплава ванадия (92% от массы сплава) с титаном (4% от массы сплава) и хромом (4% от массы сплава). Плотность сплава равна 6090 кг/м<sup>3</sup>.

Бланкет базовой модели изготовлен из материала, размножающего быстрые нейтроны. Его характерная толщина равна 15 см. Особое внимание уделялось бланкету из природного свинца <sup>nat</sup>Pb, изотопа свинца <sup>208</sup>Pb и Be.

В первой стенке и бланкете могли располагаться неоднородности.

Выше и ниже вакуумной камеры расположены катушки полоидального магнитного поля, изготовленные из меди. Они представляют собой два одинаковых цилиндра радиусом 50 и высотой 50 см. Горизонтальное сечение одной из катушек показано на рис. 2, б.

Тяжёлая вода заполняет весь объём расчётной модели снаружи первой стенки и катушек. В бланкете и тяжёлой воде размещены 25 детекторов характеристик поля тепловых нейтронов. Детекторы представляют собой цилиндрические слои толщиной 5 и высотой 10 см. Первый детектор расположен непосредственно за первой стенкой, внешний радиус которой равен 75,8 см. Последний детектор имеет внешний радиус 200,8 см.

Бланкет и замедлитель нейтронов размещены внутри катушек тороидального магнитного поля, наличие которых в модели не учитывалось из-за пренебрежимо малого влияния на результаты расчётов.

Тепловые нейтроны образуются в результате замедления быстрых нейтронов в тяжёлой воде. Источниками быстрых нейтронов являются плазма и бланкет, в котором происходит размножение нейтронов в результате реакций взаимодействия нейтронов источника с материалом бланкета.

Для достижения максимального числа тепловых нейтронов состав материалов базовой модели ТИН и размеры бланкета варьировались.

На первом этапе исследования проводился анализ пространственно-энергетического распределения плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе из тяжёлой воды для базовой модели без бланкета. Результаты расчётов, выполненных по программе MCNP-4, представлены на рис. 3 и 4. Нормировка источника равна 1 н/с.

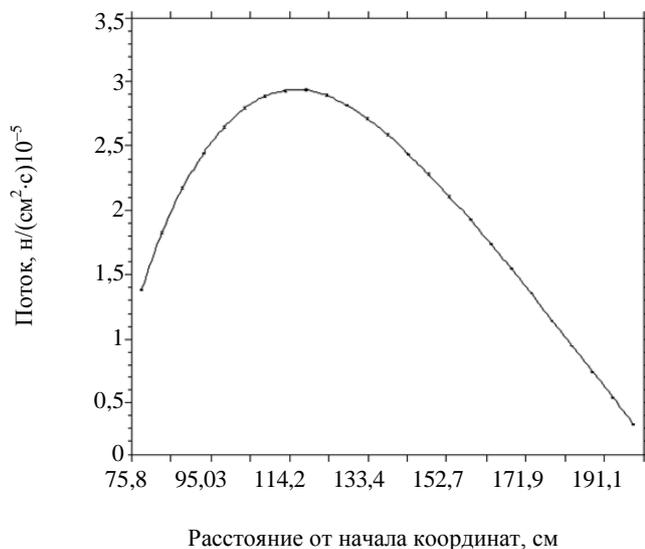


Рис. 3. Плотность потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) в замедлителе из тяжёлой воды в детекторах, расположенных на разных расстояниях от начала координат

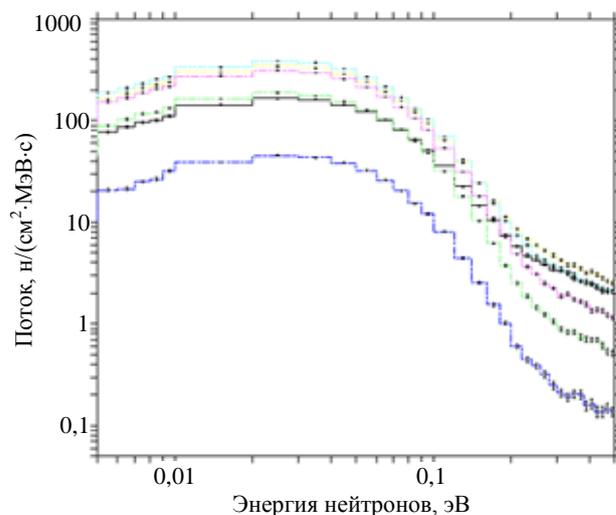


Рис. 4. Энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) в замедлителе из тяжёлой воды на разных расстояниях от начала координат, см: 78,3 (—), 98,3 (—), 123,3 (—), 148,3 (—), 173,3 (—), 198,3 (—)

Полученные энергетические распределения близки к спектрам плотности потока тепловых нейтронов  $\varphi(E)$ , определяемым распределениями Максвелла  $n(E)$ :

$$\varphi(E) \sim n(E) \sqrt{E} \sim E \exp[-E/kT],$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура нейтронов, К.

Максимальное значение энергетического распределения плотности потока  $\varphi(E)$ , равное  $kT$ , позволяет определить температуру среды, которая находится в тепловом равновесии с нейтронами.

Энергия максимума энергетических распределений, представленных на рис. 4, находится в диапазоне от 0,02 до 0,03 эВ, что соответствует температуре нейтронов от 232 до 348 К. Средняя наиболее вероятная энергия для всех распределений потока по Максвеллу равна 0,025 эВ. Эта величина соответствует температуре нейтронов 290 К. В силу теплового равновесия движения нейтронов и атомов среды температура тяжелой воды равна 290 К.

Таким образом, можно выбрать температуру  $T$  так, что энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов мало отличается от распределения Максвелла.

Максимальный поток тепловых нейтронов в тяжелой воде наблюдается на расстоянии около 40 см от первой стенки. Максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов распределения на рис. 3, полученное для мощности термоядерного источника 1 н/с, составляет  $2,90 \cdot 10^{-5}$  н/(см<sup>2</sup>·с). Для мощности ядерного синтеза 5 МВт ( $1,77 \cdot 10^{18}$  н/с) это значение равно  $5,13 \cdot 10^{13}$  н/(см<sup>2</sup>·с), что в 20 раз меньше требуемой величины  $1,0 \cdot 10^{15}$  н/(см<sup>2</sup>·с).

Оценка поглощения и рождения нейтронов в материалах данной модели ТИН, выполненная по программе MCNP-4 с библиотекой точечных сечений из файлов FENDL-2, показана в табл. 1 и 2. Результаты получены для мощности ядерного синтеза всей плазмы 1 н/с.

Т а б л и ц а 1. Полный баланс нейтронов в расчётной модели ТИН

Процесс	Прибыль	Убыль
Источник	1	—
Поглощение ( $n, 2n$ ) + ( $n, 3n$ )	—	0,60
Утечка	0,31	—
Итого	—	0,71
	1,31	1,31

Т а б л и ц а 2. Число поглощений нейтронов ( $NA$ ) и рождений дополнительных нейтронов в ( $n, xn$ )-реакциях во всём объёме материала ТИН в расчёте на один термоядерный нейтрон, вылетевший из всего объёма источника

Материал	$NA$ , н/с	$\delta_1$ , %	( $n, 2n$ ) + ( $n, 3n$ ), н/с	$\delta_2$ , %
Cu	$1,36 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,22 \cdot 10^{-2}$	0,3
D <sub>2</sub> O	$1,24 \cdot 10^{-1}$	0,1	$1,74 \cdot 10^{-1}$	0,1
H <sub>2</sub> O	$3,00 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—
W	$2,78 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,86 \cdot 10^{-2}$	0,1
V—Ti—Cr	$6,11 \cdot 10^{-2}$	0,1	$1,08 \cdot 10^{-2}$	0,1
Всего	$6,02 \cdot 10^{-1}$	0,1	$3,06 \cdot 10^{-1}$	0,1

Примечание:  $\delta_1$  и  $\delta_2$  — статистическая погрешность результатов расчёта поглощений и рождений нейтронов соответственно.

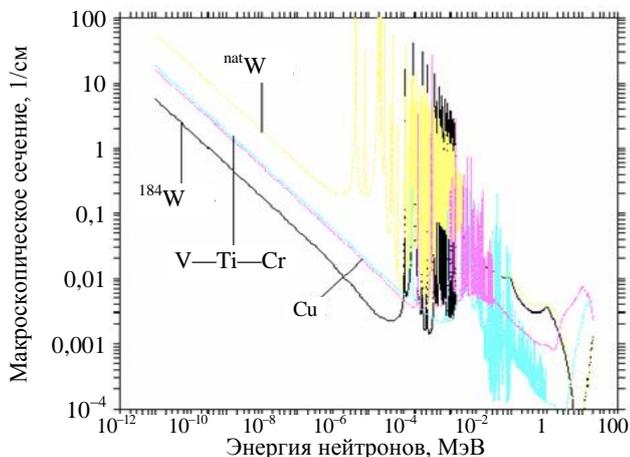


Рис. 5. Энергетическое распределение макроскопического сечения поглощения нейтронов в материалах ТИН: природном вольфраме, <sup>184</sup>W, меди и сплаве V—Ti—Cr

Анализ расчётов показывает (см. табл. 2), что основным поглотителем тепловых нейтронов в системе является природный вольфрам <sup>nat</sup>W. Он поглощает примерно 45% всех нейтронов.

Предложено заменить <sup>nat</sup>W бериллием Be или изотопом вольфрама <sup>184</sup>W. Поглощение в <sup>184</sup>W в 10 раз меньше, чем в <sup>nat</sup>W, и в 2 раза меньше, чем в меди и сплаве V—4Ti—4Cr (рис. 5). Различие между максимальной плотностью потока тепловых нейтронов для модели ТИН с <sup>nat</sup>W в первой стенке и для модели с вакуумированной первой стенкой составляет 5% (рис. 7). Оптимизация изотопного состава материалов ТИН может привести к существенному снижению числа поглощаемых нейтронов.

Данные на рис. 6 показывают сильное поглощение нейтронов в центральном столбе и примыкающих к нему катушках магнитного поля. При их отсутствии максимальная плотность потока тепловых нейтронов возрастает на 30% (о чём свидетельствует разность между максимумами распределений 3 и 4 на рис. 6).

На следующем этапе расчётов рассматривалась базовая модель ТИН с бланкетом без неоднородностей. Материалы и размеры бланкета, замедлителя и других конструктивных элементов ТИН в этой модели варьировались.

Определение максимальной плотности потока тепловых нейтронов для различных сочетаний бланкетов из  $^{238}\text{U}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $\text{Be}$  с замедлителями из  $\text{D}_2\text{O}$  и графита  $\text{C}$  плотностью  $1900 \text{ кг/м}^3$  было выполнено по программе MCNPX группой исследователей из ИТЭФ и Королевского института технологий (Швеция). Результаты расчётов представлены на рис. 7.

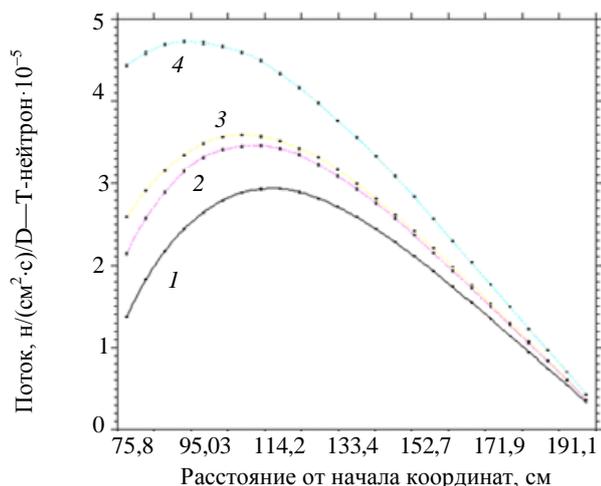


Рис. 6. Плотность потока тепловых нейтронов в замедлителе из тяжёлой воды ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) при наличии первой стенки (1), замене в первой стенке природного вольфрама на изотоп вольфрама  $^{184}\text{W}$  (2), отсутствии первой стенки (3), отсутствии первой стенки, центрального столба и магнитных катушек (4)

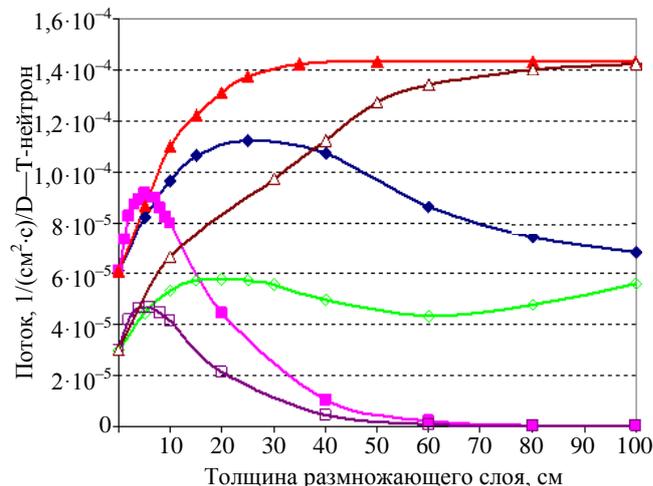


Рис. 7. Результаты расчёта максимальной плотности потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) в зависимости от толщины размножающего слоя при различных сочетаниях замедлителя и размножителя:  $\blacklozenge$  —  $\text{Pb—C}$ ;  $\blacksquare$  —  $\text{U—C}$ ;  $\blacktriangle$  —  $\text{Be—C}$ ;  $\diamond$  —  $\text{Pb—D}_2\text{O}$ ;  $\square$  —  $\text{U—D}_2\text{O}$ ;  $\triangle$  —  $\text{Be—D}_2\text{O}$

На основании анализа расчётов сделаны следующие выводы:

— даже при отсутствии размножителя замедлитель из графита даёт вдвое больший поток в сравнении с  $\text{D}_2\text{O}$ . Это вызвано резонансными поглощениями на кислороде в области энергии быстрых нейтронов ( $>0,1$  МэВ);

— среди размножителей наиболее предпочтительным является  $\text{Be}$ . Введение слоя  $\text{Be}$  толщиной 30 см даёт более чем двукратное увеличение плотности потока в случае графитового замедлителя;

—  $^{208}\text{Pb}$  также даёт почти двукратный эффект при толщине слоя 20 см;

—  $^{238}\text{U}$  даёт эффект в полтора раза при малой толщине (не более 5 см). При большей толщине начинает сильно сказываться поглощение нейтронов в уране в тепловой и резонансной областях, что сильно снижает тепловой поток;

— максимальная плотность потока тепловых нейтронов может быть достигнута при использовании графитового замедлителя, расположенного за бланкетом из  $\text{Be}$  толщиной не менее 30 см. Величина потока составляет  $1,43 \cdot 10^{-4}$  н/(см<sup>2</sup>·с) на 1 D—Т-нейтрон источника в секунду, что при мощности источника 5 МВт ( $1,77 \cdot 10^{18}$  н/с) составит  $2,53 \cdot 10^{14}$  н/(см<sup>2</sup>·с).

Сравнительный анализ пространственных распределений плотности потока тепловых нейтронов в модели ТИН с различными изотопами вольфрама в первой стенке и свинца в бланкете был выполнен по программе MCNP-4 (рис. 8).

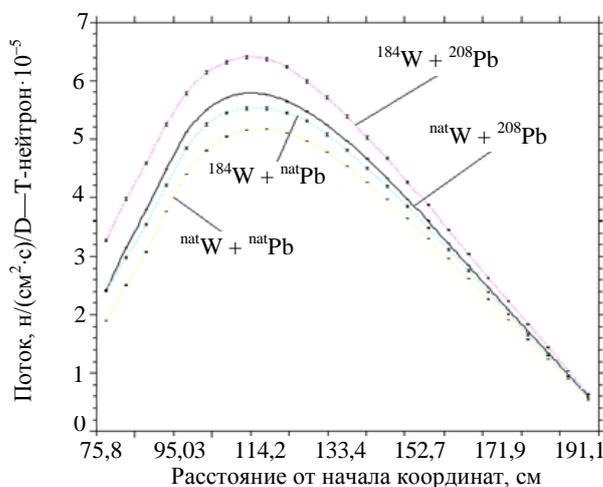


Рис. 8. Пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) для различных сочетаний слоя первой стенки из  $^{184}\text{W}$  и  $\text{natW}$  с материалом размножителя из свинца  $^{208}\text{Pb}$  и  $\text{natPb}$  толщиной 15 см и замедлителем из  $\text{D}_2\text{O}$

Сравнение распределений плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi$  показывает:

$$\Phi(^{184}\text{W}, ^{208}\text{Pb}) > \Phi(^{\text{nat}}\text{W}, ^{\text{nat}}\text{Pb}) \text{ на } 28\%;$$

$$\Phi(^{184}\text{W}, ^{208}\text{Pb}) > \Phi(^{184}\text{W}, ^{\text{nat}}\text{Pb}) \text{ на } 18\%;$$

$$\Phi(^{184}\text{W}, ^{208}\text{Pb}) > \Phi(^{\text{nat}}\text{W}, ^{208}\text{Pb}) \text{ на } 10\%;$$

$$\Phi(^{184}\text{W}, ^{\text{nat}}\text{Pb}) > \Phi(^{\text{nat}}\text{W}, ^{\text{nat}}\text{Pb}) \text{ на } 8\%.$$

Число поглощений в  $^{184}\text{W}$  в 3 раза меньше числа поглощений в  $^{\text{nat}}\text{W}$ .

Особое исследование посвящено бериллию как материалу с малым поглощением тепловых нейтронов, обладающему сильными размножающими свойствами. Исследовалась возможность достижения максимальной плотности потока тепловых нейтронов за счёт использования бериллия в качестве материала blankets, первой стенки, центрального столба и катушек полоидального магнитного поля (табл. 3). В базовую расчётную модель введён дополнительный детектор. Он располагался в начале координат и имел вид цилиндра высотой 10 и радиусом 5 см.

Т а б л и ц а 3. Зависимость максимальной плотности потока тепловых нейтронов в blankets Ф-бл и центральном столбе (начале координат) Ф-цс от материалов blankets, первой стенки, центрального столба и КППП. Замедлитель — тяжёлая вода. Мощность термоядерного источника — 1 н/с

Blanket	Толщина blankets $h$ , см	Первая стенка	Центральный столб и КППП	Ф-бл, н/(см <sup>2</sup> ·с)	Ф-цс, н/(см <sup>2</sup> ·с)
<sup>nat</sup> Pb	15	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Cu	5,5·10 <sup>-5</sup>	4,0·10 <sup>-6</sup>
<sup>nat</sup> Pb	15	Вакуум—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Cu	6,0·10 <sup>-5</sup>	4,0·10 <sup>-6</sup>
<sup>nat</sup> Pb	15	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Al	5,5·10 <sup>-5</sup>	4,3·10 <sup>-6</sup>
<sup>nat</sup> Pb	15	Вакуум—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Al	6,0·10 <sup>-5</sup>	4,3·10 <sup>-6</sup>
<sup>nat</sup> Pb	15	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	5,5·10 <sup>-5</sup>	—
<sup>nat</sup> Pb	15	Вакуум—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	6,5·10 <sup>-5</sup>	—
Be	15	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Cu	1,1·10 <sup>-4</sup>	—
Be	15	Вакуум—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Cu	1,3·10 <sup>-4</sup>	—
Be	15	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	1,1·10 <sup>-4</sup>	—
Be	15	Вакуум—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	1,5·10 <sup>-4</sup>	—
Be	15	Be—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	1,5·10 <sup>-4</sup>	—
Be	30	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	1,9·10 <sup>-4</sup>	—
Be	30	Be—H <sub>2</sub> O—V—Ti—Cr	Be	2,4·10 <sup>-4</sup>	—
Be	30	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—Zr	Be	2,0·10 <sup>-4</sup>	2,4·10 <sup>-4</sup>
Be	30	Be—H <sub>2</sub> O—Zr	Be	3,7·10 <sup>-4</sup>	5,0·10 <sup>-4</sup>
Be	45	<sup>nat</sup> W—H <sub>2</sub> O—Zr	Be	2,3·10 <sup>-4</sup>	2,4·10 <sup>-4</sup>
Be	45	Be—H <sub>2</sub> O—Zr	Be	4,1·10 <sup>-4</sup>	5,2·10 <sup>-4</sup>

Замена <sup>nat</sup>Pb на Be в blankets толщиной 15 см при использовании Be в первой стенке вместо <sup>nat</sup>W, а также использование Be в центральном столбе и КППП вместо Cu позволяет увеличить максимальную плотность потока тепловых нейтронов в blankets почти в 3 раза.

Требуемое значение плотности потока тепловых нейтронов, равное 1,0·10<sup>15</sup> н/(см<sup>2</sup>·с), получено при мощности ядерного синтеза 7 МВт (2,49·10<sup>18</sup> н/с) в blankets из Be толщиной 45 см. При этом сердечник и КППП изготовлены из Be, первая стенка состоит из слоёв Be, H<sub>2</sub>O и Zr. В центре бериллиевого сердечника данное значение плотности потока тепловых нейтронов достигается для мощности ядерного синтеза 5,4 МВт (1,92·10<sup>18</sup> н/с).

### ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Исследовалось влияние параметров неоднородностей — высоты щели и диаметра цилиндрической вакуумной полости в первой стенке и blankets ТИН на распределение плотности потока нейтронов. Как и ранее, расчёты выполнялись по программе MCNP-4 с библиотекой сечений ENDF/B-6. Расчётная модель с щелью изображена на рис. 9, с цилиндрической вакуумной полостью —

на рис. 10. За первой стенкой находился бланкет-размножитель из природного свинца толщиной 15 см. На рис. 9 первая стенка и слой свинца разделены на верхнюю и нижнюю части щелью. Высота щели  $h$  — 0, 10, 20 и 30 см. На рис. 10 на первой стенке и в слое свинца имеется вакуумная полость в виде цилиндрического канала. Диаметр  $d$  канала — 0, 10, 20 и 30 см. Мощность нейтронного излучения всей плазмы равна 1 н/с.

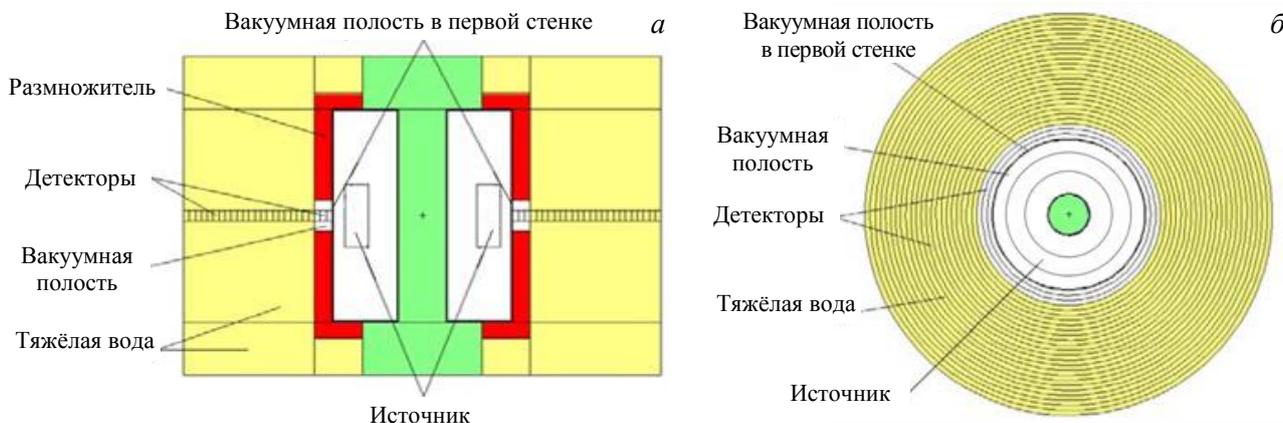


Рис. 9. Вид центрального вертикального (а) и горизонтального (б) сечения расчётной модели с щелью

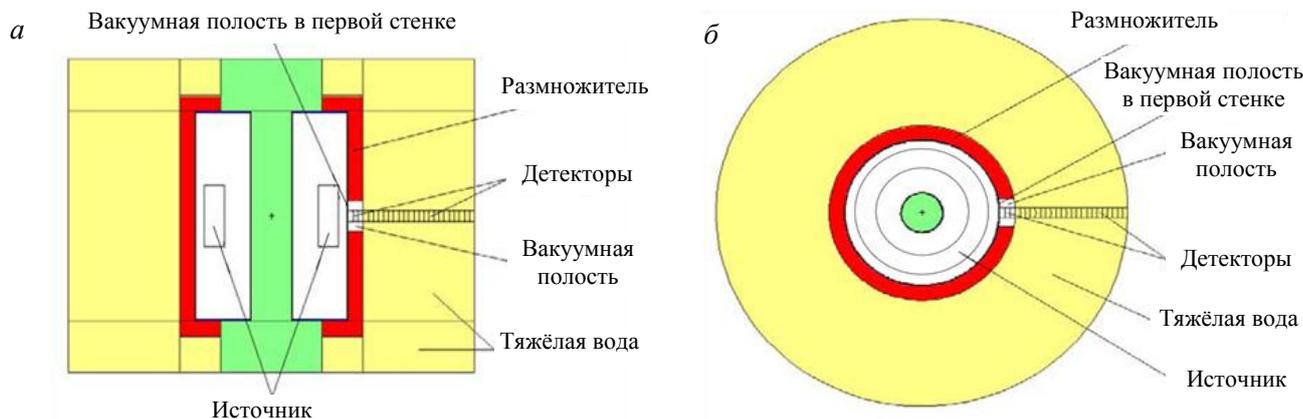


Рис. 10. Вид центрального вертикального (а) и горизонтального (б) сечения расчётной модели с цилиндрической вакуумной полостью

Баланс нейтронов представлен в табл. 4 и 5.

Т а б л и ц а 4. Полный баланс нейтронов для моделей с разной высотой щели  $h$  в первой стенке и бланкете ТИН

Высота щели $h$ , см	Процесс	Источник	Поглощение	$(n, 2n) + (n, 3n)$	Утечка	Итого
0	Прибыль	1	—	0,720	—	1,720
	Убыль	—	0,779	—	0,941	1,721
10	Прибыль	1	—	0,687	—	1,687
	Убыль	—	0,758	—	0,93	1,688
20	Прибыль	1	—	0,647	—	1,647
	Убыль	—	0,734	—	0,913	1,647
30	Прибыль	1	—	0,607	—	1,607
	Убыль	—	0,71	—	0,898	1,608

Т а б л и ц а 5. Полный баланс нейтронов для моделей с разным диаметром  $d$  вакуумной полости в первой стенке и бланкете ТИН

Диаметр вакуумной полости $d$ , см	Процесс	Источник	Поглощение	$(n, 2n) + (n, 3n)$	Утечка	Итого
0	Прибыль	1	—	0,72	—	1,720
	Убыль	—	0,778	—	0,942	1,720
10	Прибыль	1	—	0,72	—	1,72
	Убыль	—	0,778	—	0,942	1,72
20	Прибыль	1	—	0,718	—	1,718
	Убыль	—	0,777	—	0,941	1,718
30	Прибыль	1	—	0,715	—	1,715
	Убыль	—	0,776	—	0,940	1,716

Суммарное число нейтронов, генерируемых источником, и дополнительных нейтронов, рождённых в реакциях  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$ , в модели ТИН без неоднородностей равно 1,720. Число нейтронов, поглощённых в материалах ТИН, для рассматриваемой модели составляет 45% от данного числа.

При увеличении высоты щели от 0 до 30 см суммарное число нейтронов, рождённых в системе, уменьшается на 6%. При увеличении диаметра полости от 0 до 30 см это число уменьшается менее чем на 1%. Относительное число нейтронов, поглощённых в материалах ТИН, практически не зависит от высоты щели и диаметра полости. Для всех размеров неоднородностей оно равно 45% от суммарного числа нейтронов, рождённых в соответствующей модели.

В табл. 6 представлено число поглощений нейтронов и рождений дополнительных нейтронов в  $(n, xn)$ -реакциях в моделях ТИН с разной высотой  $h$  цилиндрической полости. Аналогичные данные для моделей с разным диаметром  $d$  щели представлены в табл. 7. Данные таблиц показывают уменьшение поглощения и рождения нейтронов с ростом  $d$  и  $h$  во всех материалах, за исключением тяжёлой воды. В тяжёлой воде увеличение числа рождений и поглощений нейтронов для  $h = 30$  см по сравнению с  $h = 0$  см достигает 2—2,5 раза. Для  $d = 30$  см по сравнению с  $d = 0$  см эта цифра равна 5%. В целом данные табл. 6, 7 незначительно отличаются друг от друга.

Таблица 6. Число поглощений нейтронов ( $NA$ ) и рождений дополнительных нейтронов в  $(n, xn)$ -реакциях в модели ТИН

Материал	$NA$ , н/с	$\delta_1$ , %	$(n, 2n)$ , н/с	$\delta_2$ , %	$(n, 3n)$ , н/с	$\delta_2$ , %
$h = 0$						
Cu	$2,34 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,35 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$2,54 \cdot 10^{-2}$	0,2	$2,51 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,45 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,86 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,99 \cdot 10^{-2}$	0,07	$5,27 \cdot 10^{-4}$	0,06
V—Ti—Cr	$4,24 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,14 \cdot 10^{-2}$	0,08	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,89 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,60 \cdot 10^{-1}$	0,09	—	—
Всего	$7,80 \cdot 10^{-1}$	0,1	$7,20 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,27 \cdot 10^{-4}$	0,06
$h = 10$						
Cu	$2,25 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,34 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$3,37 \cdot 10^{-2}$	0,2	$3,77 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,37 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,83 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,42 \cdot 10^{-2}$	0,09	$4,84 \cdot 10^{-4}$	0,08
V—Ti—Cr	$4,23 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,04 \cdot 10^{-2}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,72 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,22 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,58 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,88 \cdot 10^{-1}$	0,1	$4,84 \cdot 10^{-4}$	0,08
$h = 20$						
Cu	$2,16 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,32 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$4,37 \cdot 10^{-2}$	0,2	$5,30 \cdot 10^{-2}$	0,2	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,26 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,77 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,86 \cdot 10^{-2}$	0,1	$4,12 \cdot 10^{-4}$	0,09
V—Ti—Cr	$4,14 \cdot 10^{-2}$	0,2	$9,51 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,54 \cdot 10^{-1}$	0,1	$4,73 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,34 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,47 \cdot 10^{-1}$	0,1	$4,12 \cdot 10^{-4}$	0,09
$h = 30$						
Cu	$2,08 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,29 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$5,34 \cdot 10^{-2}$	0,1	$6,79 \cdot 10^{-2}$	0,2	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,14 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,68 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,32 \cdot 10^{-2}$	0,1	$4,01 \cdot 10^{-4}$	0,1
V—Ti—Cr	$4,01 \cdot 10^{-2}$	0,2	$8,61 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,38 \cdot 10^{-1}$	0,1	$4,25 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,10 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,08 \cdot 10^{-1}$	0,1	$4,01 \cdot 10^{-4}$	0,1

Т а б л и ц а 7. Число поглощений нейтронов ( $NA$ ) и рождений дополнительных нейтронов в  $(n, xn)$ -реакциях в модели ТИН

Материал	$NA$ , н/с	$\delta_1$ , %	$(n, 2n)$ , н/с	$\delta_2$ , %	$(n, 3n)$ , н/с	$\delta_2$ , %
$d = 0$						
Cu	$2,34 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,35 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$2,55 \cdot 10^{-2}$	0,2	$2,51 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,45 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,86 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,99 \cdot 10^{-2}$	0,1	$5,27 \cdot 10^{-4}$	0,1
V—Ti—Cr	$4,23 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,14 \cdot 10^{-2}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,89 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,61 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,79 \cdot 10^{-1}$	0,1	$7,21 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,27 \cdot 10^{-4}$	0,1
$d = 10$						
Cu	$2,34 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,35 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$2,55 \cdot 10^{-2}$	0,2	$2,53 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,44 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,86 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,98 \cdot 10^{-2}$	0,1	$5,26 \cdot 10^{-4}$	0,07
V—Ti—Cr	$4,23 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,14 \cdot 10^{-2}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,89 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,60 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,78 \cdot 10^{-1}$	0,1	$7,20 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,26 \cdot 10^{-4}$	0,07
$d = 20$						
Cu	$2,33 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,35 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$2,59 \cdot 10^{-2}$	0,2	$2,58 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,44 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,86 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,95 \cdot 10^{-2}$	0,09	$5,24 \cdot 10^{-4}$	0,07
V—Ti—Cr	$4,23 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,13 \cdot 10^{-2}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,88 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,58 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,78 \cdot 10^{-1}$	0,1	$7,19 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,24 \cdot 10^{-4}$	0,07
$d = 30$						
Cu	$2,32 \cdot 10^{-1}$	0,2	$5,35 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
D <sub>2</sub> O	$2,66 \cdot 10^{-2}$	0,2	$2,69 \cdot 10^{-2}$	0,3	—	—
H <sub>2</sub> O	$2,43 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
W	$2,86 \cdot 10^{-1}$	0,1	$6,90 \cdot 10^{-2}$	0,09	$5,21 \cdot 10^{-4}$	0,08
V—Ti—Cr	$4,23 \cdot 10^{-2}$	0,2	$1,12 \cdot 10^{-2}$	0,1	—	—
<sup>nat</sup> Pb	$1,87 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,55 \cdot 10^{-1}$	0,1	—	—
Всего	$7,76 \cdot 10^{-1}$	0,1	$7,16 \cdot 10^{-1}$	0,1	$5,21 \cdot 10^{-4}$	0,08

Влияние высоты щели  $h$  на величину и распределение плотности потока быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов представлено на рис. 11—13. Аналогичные данные для полости диаметром  $d$  представлены на рис. 14—16.

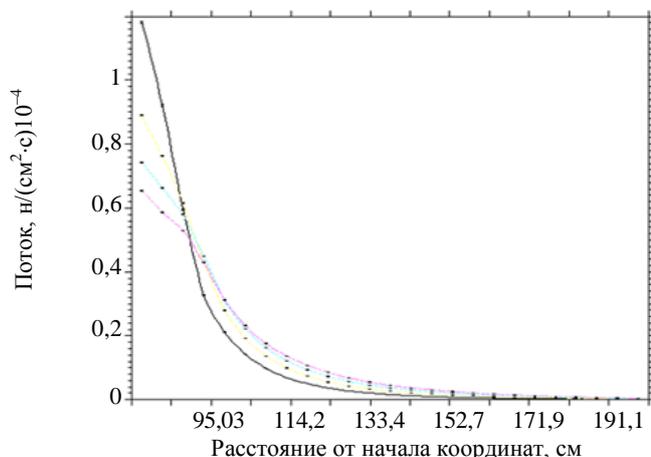


Рис. 11. Пространственное распределение плотности потока быстрых нейтронов ( $0,1 < E_n < 14,1$  МэВ) для разных значений высоты  $h$  щели в первой стенке и бланкете, см: 0 (—), 10 (—), 20 (—), 30 (—)

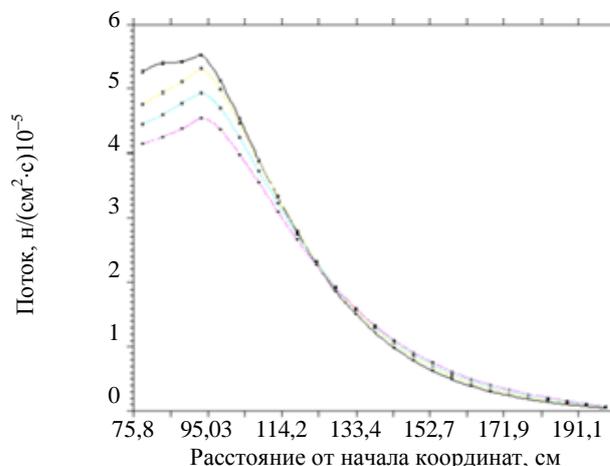


Рис. 12. Пространственное распределение плотности потока промежуточных нейтронов ( $5 \cdot 10^{-7} < E_n < 0,1$  МэВ) для разных значений высоты  $h$  щели в первой стенке и бланкете (обозначения как на рис. 11)

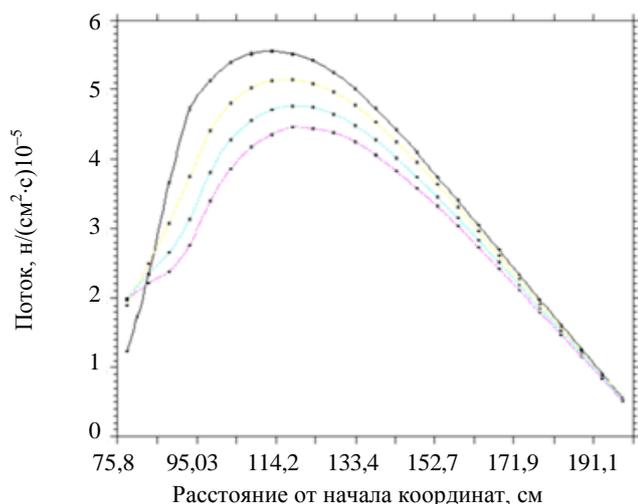


Рис. 13. Пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) для разных значений высоты  $h$  щели в первой стенке и бланкете (обозначения как на рис. 11)

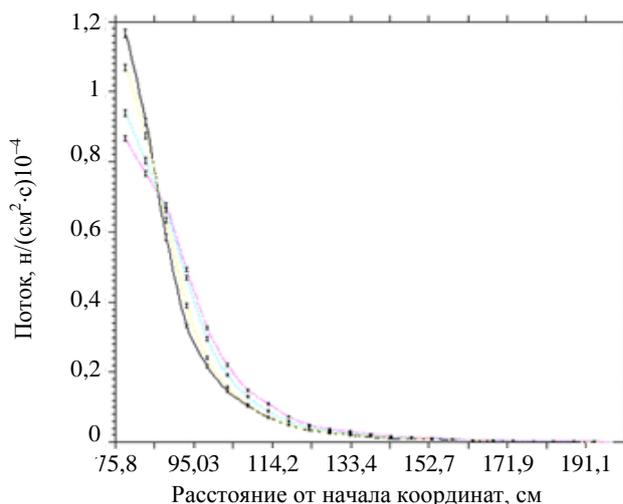


Рис. 14. Пространственное распределение плотности потока быстрых нейтронов ( $0,1 < E_n < 14,1$  МэВ) для разных значений диаметра  $d$  полости в первой стенке и бланкете (обозначения как на рис. 11)

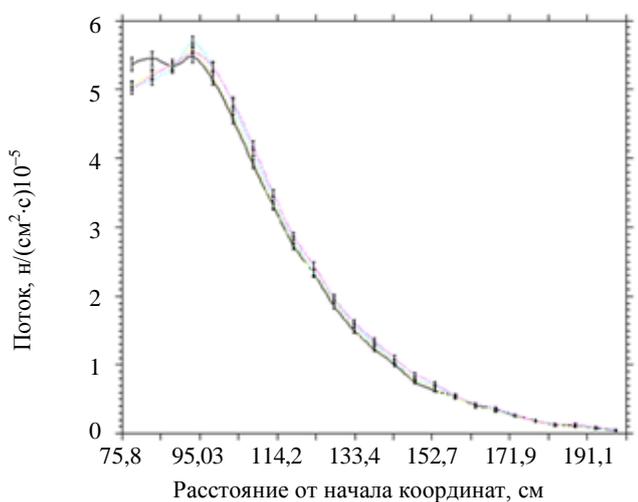


Рис. 15. Пространственное распределение плотности потока промежуточных нейтронов ( $5 \cdot 10^{-7} < E_n < 0,1$  МэВ) для разных значений диаметра  $d$  полости в первой стенке и бланкете (обозначения как на рис. 11)

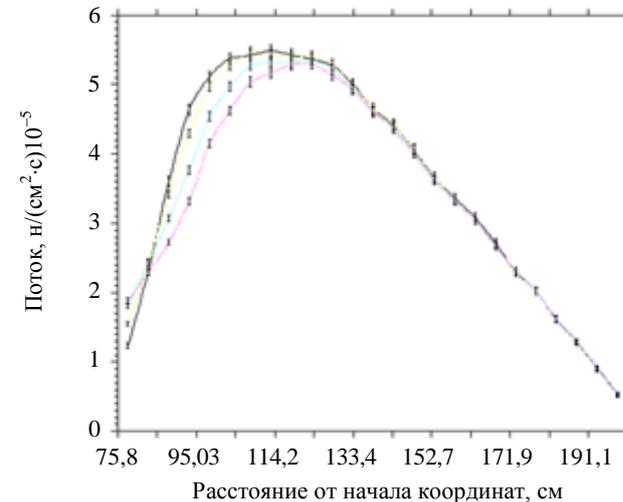


Рис. 16. Пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов ( $5 \cdot 10^{-9} < E_n < 5 \cdot 10^{-7}$  МэВ) для разных значений диаметра  $d$  полости в первой стенке и бланкете (обозначения как на рис. 11)

Максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе при увеличении высоты щели от 0 до 30 см уменьшается на 20%, а при увеличении диаметра полости от 0 до 30 см — на 5%.

В табл. 8 и 9 представлены распределения нейтронов для основных энергетических групп. В расчёте данных распределений в качестве детектора использовалась вся вакуумная камера, включая область источника.

Т а б л и ц а 8. Значение плотности потока  $\Phi$  основных групп нейтронов в вакуумной камере ТИН для разных значений высоты  $h$  щели

$E_{\min} - E_{\max}$ , МэВ	$h = 0$ см		$h = 10$ см		$h = 20$ см		$h = 30$ см	
	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %
$10^{-13} - 5 \cdot 10^{-9}$	$1,02 \cdot 10^{-8}$	3	$2,25 \cdot 10^{-8}$	4	$3,80 \cdot 10^{-8}$	3	$5,20 \cdot 10^{-8}$	3
$5 \cdot 10^{-9} - 5 \cdot 10^{-7}$	$3,92 \cdot 10^{-6}$	0,2	$4,88 \cdot 10^{-6}$	0,4	$5,87 \cdot 10^{-6}$	0,3	$6,68 \cdot 10^{-6}$	0,3
$5 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-1}$	$4,39 \cdot 10^{-5}$	0,1	$4,09 \cdot 10^{-5}$	0,2	$3,80 \cdot 10^{-5}$	0,2	$3,53 \cdot 10^{-5}$	0,2
$1 \cdot 10^{-1} - 14,1$	$8,42 \cdot 10^{-5}$	0,1	$7,81 \cdot 10^{-5}$	0,1	$7,16 \cdot 10^{-5}$	0,1	$6,57 \cdot 10^{-5}$	0,1
Всего	$1,32 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,24 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,15 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,08 \cdot 10^{-4}$	0,1

Примечание:  $\delta$  — статистическая погрешность результатов расчёта.

Таблица 9. Значение плотности потока  $\Phi$  основных групп нейтронов в вакуумной камере ТИН для разных значений диаметра  $d$  полости

$E_{\min}—E_{\max}$ , МэВ	$h = 0$ см		$h = 10$ см		$h = 20$ см		$h = 30$ см	
	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %	$\Phi$ , н/(см <sup>2</sup> ·с)	$\delta$ , %
$10^{-13}—5 \cdot 10^{-9}$	$1,02 \cdot 10^{-8}$	4	$1,05 \cdot 10^{-8}$	4	$1,13 \cdot 10^{-8}$	4	$1,21 \cdot 10^{-8}$	4
$5 \cdot 10^{-9}—5 \cdot 10^{-7}$	$3,89 \cdot 10^{-6}$	0,3	$3,91 \cdot 10^{-6}$	0,3	$3,96 \cdot 10^{-6}$	0,3	$4,05 \cdot 10^{-6}$	0,3
$5 \cdot 10^{-7}—1 \cdot 10^{-1}$	$4,38 \cdot 10^{-5}$	0,1	$4,37 \cdot 10^{-5}$	0,2	$4,36 \cdot 10^{-5}$	0,2	$4,34 \cdot 10^{-5}$	0,2
$1 \cdot 10^{-1}—14,1$	$8,42 \cdot 10^{-5}$	0,1	$8,41 \cdot 10^{-5}$	0,1	$8,38 \cdot 10^{-5}$	0,1	$8,33 \cdot 10^{-5}$	0,1
Всего	$1,32 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,32 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,31 \cdot 10^{-4}$	0,1	$1,31 \cdot 10^{-4}$	0,1

При увеличении высоты щели от 0 до 30 см поток тепловых нейтронов в вакуумной камере увеличивается в 1,7 раза. При увеличении диаметра полости от 0 до 30 см данный поток увеличивается на 4%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ расчётов показывает, что наибольшее поглощение тепловых нейтронов происходит в <sup>nat</sup>W и Cu. Для уменьшения поглощения необходимо оптимизировать состав материалов ТИН прежде всего для первой стенки. Первостепенное внимание следует уделить подбору материала, который заменит природный вольфрам <sup>nat</sup>W. Наиболее вероятными кандидатами для этого являются изотоп вольфрама <sup>184</sup>W и Be с малым содержанием примесей. Альтернативой Cu является Be.

Наиболее перспективной комбинацией «размножитель—замедлитель» нейтронов является сочетание Be или изотопа свинца <sup>208</sup>Pb с графитом или D<sub>2</sub>O. Использование изотопа урана <sup>238</sup>U не рекомендуется из-за сильного поглощения тепловых нейтронов на толщине более 5 см и образования большого количества осколков деления.

Оптимизация изотопного состава материалов ТИН может привести к существенному снижению числа поглощаемых нейтронов. В связи с этим особый интерес для ТИН представляют материалы с малой активацией.

Требуемое значение плотности потока тепловых нейтронов, равное  $1,0 \cdot 10^{15}$  н/(см<sup>2</sup>·с), может быть получено при мощности ядерного синтеза 7 МВт ( $2,49 \cdot 10^{18}$  н/с) в blankets из Be толщиной 45 см. При этом сердечник и КПМП должны быть изготовлены из Be, а первая стенка — состоять из слоёв Be, H<sub>2</sub>O и Zr. Замедлителем является D<sub>2</sub>O. В центре бериллиевого сердечника данное значение плотности потока тепловых нейтронов достигается для мощности ядерного синтеза 5,4 МВт ( $1,92 \cdot 10^{18}$  н/с).

Большие по размеру неоднородности могут приводить к уменьшению максимальной плотности потока тепловых нейтронов на 20%. Неоднородности, по возможности, следует заполнять материалом, размножающим нейтроны.

Авторы считают, что полученные в данной работе расчётные результаты нуждаются в сравнении с экспериментальными, которые могут быть получены в дальнейшем с использованием термоядерного источника нейтронов на базе D—T-нейтронных генераторов или нейтронных пучков, генерируемых в <sup>7</sup>Li(*p*, *n*)-реакциях. В первую очередь это обусловлено необходимостью верификации используемых транспортных программ и библиотек для данного энергетического диапазона.

Авторы выражают благодарность В.С. Петрову, А.А. Морозову, В.В. Лукьянову за обсуждение технических деталей базовых расчётных моделей ТИН-СТ и В.В. Федорову, А.П. Серебрякову за обсуждение современных требований к исследовательским нейтронным источникам с тепловым спектром.

## REFERENCES

1. Velikhov E.P., Gagarinskiy A.Yu., Subbotin S.A., Tsibul'skiy V.F. Energetics in economics of XXI century. — M.: IzdAt, 2010 (in Russian).
2. Reactor installation for AES WWER-1000. — The booklet of Experimental design Bureau «Gidropress», Podol'sk, Moscow region, 2008; [http://www.gidropress.podolsk.ru/files/booklets/ru/wwer1000\\_ru.pdf](http://www.gidropress.podolsk.ru/files/booklets/ru/wwer1000_ru.pdf) (in Russian).
3. Andrushechko S.A., Afrov A.M., Vasil'ev B.Yu. et al. AES with WWER-1000 reactor type. From the physical principles of operation to the evolution of the project. — M.: Logos, 2010 (in Russian).

4. **Lemekhov V.V., Smirnov V.S.** BREST: fast reactor BREST with lead heat-transfer and the near-station fuel cycle. — Booklet of Russian nuclear society, September, 2012; <http://www.atomic-energy.ru/technology/36000> (in Russian).
5. **Novikov V.M., Ignat'ev V.V., Fedulov V.I., Cherednikov V.N.** Molten salt NPF: prospects and problems. — M.: Energoatomizdat, 1990 (in Russian).
6. **Alekseev P.N., Dudnikov A.A., Petkevich P.G. et al.** Calculation and experimental research of high-flux molten-salt reactor. — In coll.: Abstracts of 13-th Russian conference on physical chemistry and electrochemistry of molten slag and solid electrolytes. Vol. I. Ekaterinburg, 27 September — 1 October 2004, UB RAS, pp. 271—272 (in Russian).
7. **Batyaev V.F., Butko M.A., Pavlov K.V. et al.** Analysis of the major nuclear-physical features of the interaction of proton beams with heavy metallic targets. — *Atomnaya energiya (Atomic energy)*, 2008, vol. 104, issue 4, pp. 242—249 (in Russian).
8. **Ait Abderrahim H., D'Hondt P.** MYRRHA: a European Experimental ADS for R&D Applications. Status at Mid-2005 and Prospective towards Implementation. — *Nuclear Science and Technology*, 2007, vol. 44, № 3, pp. 491—498; <http://www.sckcen.be/myrrha>.
9. **Basov N.G., Zakharchenkov Yu.A., Zorev N.N. et al.** Heating and compression of thermonuclear targets, irradiated by the laser. — *Itogi nauki i tekhniki. Ser. Radiotekhnika (Results of science and technology. Ser. Radio engineering)*, vol. 26. — M.: VINITI (All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of Russian Academy of Sciences), 1982 (in Russian).
10. **Goncharov P.R., Kuteev B.V., Golikov A.A. et al.** Comparison between neutron yields of classical and spherical tokamaks. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2011, issue 2, pp. 36—43 (in Russian).
11. **Kuteev B.V., Khripunov V.I.** Current view on the hybrid fusion reactor. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2009, issue 1, pp. 3—29 (in Russian).
12. **Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., Khripunov V.I.** Powerful neutron sources based on nuclear fusion reaction. — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 2010, vol. 36, pp. 307—346 (in Russian).
13. **Azizov E.A., Gladush G.G., Lopatkin A.V., Lukasevich I.V.** Hybrid systems based on the tokamak for producing fuel and utilization of spent nuclear fuel. — *Atomnaya energiya (Atomic energy)*, 2011, vol. 110, issue 2, pp. 84—88 (in Russian).
14. **Goncharov P.R., Kuteev B.V., Golikov A.A. et al.** Comparison between neutron yields of classical and spherical tokamaks. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2011, issue 2, pp. 36—43 (in Russian).
15. **Gryaznevich M.P., Sykes A., Kingham D. et al.** Options for steady-state compact fusion neutron source. — *Transactions of Fusion Science and Technology*, 2012, vol. 61, pp. 89—94.
16. **MCNP** — a General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. LA-13709-M. Ed. J.F. Briesmeister. Los Alamos National Laboratory, 2000.
17. **Aldama D.L., Trkov A.** FENDL-2.1. — Evaluated nuclear data library for fusion applications, INDC (NDS)-467, 2004.
18. **Rose R.F., Dunford C.L.** BNL-NCS-44945 (ENDF-102), revision 10/91. ENDF-102 Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6, October 1991.
19. **Pelowitz D.B.** MCNPX User's Manual, Version 2.6.0. LANL report LA-CP-07-14 73, April 2008.

#### AUTHORS

**Kuteev B.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; [Kuteev\\_BV@nrcki.ru](mailto:Kuteev_BV@nrcki.ru)

**Zhirkin A.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

**Chukbar B.K.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; [chukbar@hotmail.ru](mailto:chukbar@hotmail.ru)

**Batyaev V.F.** Federal State Budget Institution "State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Theoretical and Experimental Physics" FSBI SSC RF ITEP, Bolshaya Cheremushkinskaya, 25, 117218 Moscow, Russia; vfb@itep.ru

**Titarenko Yu.E.** Federal State Budget Institution "State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Theoretical and Experimental Physics" FSBI SSC RF ITEP, Bolshaya Cheremushkinskaya, 25, 117218 Moscow, Russia; Yury.Titarenko@itep.ru

**Pavlov K.V.** Federal State Budget Institution "State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Theoretical and Experimental Physics" FSBI SSC RF ITEP, Bolshaya Cheremushkinskaya, 25, 117218 Moscow, Russia; Kirill.Pavlov@itep.ru

**Titarenko A.Yu.** Federal State Budget Institution "State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Theoretical and Experimental Physics" FSBI SSC RF ITEP, Bolshaya Cheremushkinskaya, 25, 117218 Moscow, Russia; alexey.gang@gmail.com

**Yuldashev S.N.** Federal State Budget Institution "State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Theoretical and Experimental Physics" FSBI SSC RF ITEP, Bolshaya Cheremushkinskaya, 25, 117218 Moscow, Russia; seryuld@gmail.com

**Gudovski V.** Royal Institute of Technology, Alba Nova University Centre, 10691 Stockholm, Sweden; waclaw@kth.se

Received 5 November 2012

Revised version — 17 January 2013

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 1, pp. 64—77.