

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ, УПРАВЛЯЕМОЙ УСКОРИТЕЛЕМ ПРОТОНОВ

*Е. А. Жаворонкова*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе проведен нейтронно-физический расчет металлических нейтронопроизводящих мишеней из свинца, вольфрама и природного урана для подкритической сборки, управляемой ускорителем протонов с энергиями 0,6, 1 и 2,5 ГэВ. При таких высоких энергиях протонов их взаимодействие с атомами мишени сопровождается реакцией расщепления. С точки зрения выхода нейтронов на один первичный протон эта реакция более выгодна, чем реакция деления. Результаты расчетов использованы для оценки плотности потоков нейтронов в подкритической размножающей сборке.

This article contains a neutron-physical calculation of metal neutron-producing targets from lead, tungsten, and natural uranium for a subcritical assembly controlled by a proton accelerator with energies of 0.6, 1 and 2.5 GeV. At such high proton energies, their interaction with target atoms is accompanied by a splitting reaction. From the point of yield of neutrons per one primary proton, this reaction is more advantageous than the fission reaction. The calculation results were used to estimate the density of neutron fluxes in a subcritical breeding assembly.

PACS: 29.25.Δz; 29.20.-c

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведутся разработки новых нейтронных источников на основе протонных ускорителей, в которых нейтроны образуются в результате реакции расщепления тяжелых ядер металлической нейтронопроизводящей мишени. В качестве мишени можно использовать не только делящиеся материалы, такие как уран, торий или нептуний, но и вольфрам, свинец. В данной работе представлены результаты нейтронно-физического расчета нейтронопроизводящих мишеней из свинца, вольфрама и природного урана для подкритической сборки, управляемой ускорителем протонов с энергиями 0,6, 1 и 2,5 ГэВ.

Взаимодействие ускоренных протонов с ядрами мишени сопровождается реакцией расщепления, в результате которой образуются нейтроны. Расщепление — это сложная последовательность реакций, инициированных взаимодействием высокоэнергетических частиц, например, протонов с тяжелыми ядрами. Протоны с энергией ~ 1 ГэВ от ускорителя сталкиваются с ядрами мишени из материалов с большим массовым числом, например из урана, вольфрама, тантала или ртути. Нейтроны, протоны и пионы, возникающие при столкновениях, снова сталкиваются и покидают возбужденные ядра. Возбужденные ядра быстро испаряют частицы (преимущественно нейтроны) [1, 2].

¹E-mail: zhavoronkova.ieliena@mail.ru

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙТРОНОПРОИЗВОДЯЩЕЙ МИШЕНИ ДЛЯ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

Нейтронопроизводящую мишень можно использовать в подкритической размножающей сборке в роли внешнего источника нейтронов. Мишень размещается в центре подкритической сборки, в которую через окно ввода поступает узкий протонный пучок из ускорителя.

Использование для нейтронного источника в качестве мишени неделящихся материалов, таких как вольфрам, свинец или висмут, обусловлено тем, что фон между импульсами нейтронов для таких мишеней меньше, чем для мишени из урана [2].

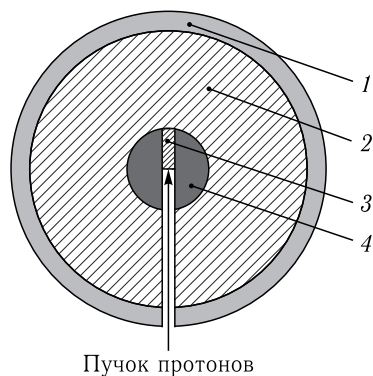


Рис. 1. Модель двухкаскадного бустера: 1 — активная зона из ^{235}U ; 2 — вольфрамовый замедлитель; 3 — вольфрамовая мишень; 4 — активная зона из ^{237}Np

Одним из вариантов подкритической размножающей сборки является двухкаскадный бустер. Принцип работы двухкаскадного бустера состоит в следующем. Сборка содержит две активные зоны, выполненные из делящегося материала: внутренняя активная зона из ^{237}Np , внешняя из ^{235}U . Активные зоны разделены замедлителем с высоким атомным весом, например, вольфрамом. Первичные нейтроны появляются внутри мишени, в торец которой направлен протонный пучок из ускорителя (рис. 1). Первичные нейтроны размножаются в первой активной зоне, далее проходят через слой металлического вольфрама и попадают во внешнюю активную зону из ^{235}U . При прохождении вольфрамового слоя-замедлителя большая часть нейтронов теряет энергию в результате неупругого рассеяния, и их энергия становится ниже порога деления ^{237}Np , который равен 0,4 МэВ. Следовательно, они уже не принимают участия в цепной реакции в первой активной зоне, а участвуют в цепной реакции во второй активной зоне. Таким образом, организуется одностороннее каскадное движение нейтронов [3–5].

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

В качестве мишени для протонного пучка рассматриваются монометаллические мишени из природного урана ($^{238}\text{U} + 0,7\%^{235}\text{U}$), вольфрама, свинца. Расчеты проводятся с помощью программы для нейтронно-физических расчетов, подобной MCNPX 2.6.0.

Источник протонов задается как направленный пучок протонов, бьющий в торец цилиндрической мишени диаметром 20 см и длиной 60 см ($\text{O}20 \times 60$). Мишень

таких размеров практически полностью поглощает налетающие протоны. Распределение координат протонов на торцевой поверхности соответствует стандартному распределению Гаусса с размером пятна диаметром 7 см. Для расчета выбрана модель внутриядерного каскада Бертини и библиотека ENDF/B-VII.

РАСЧЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

На рис. 2 представлены зависимости потоков нейтронов с боковой поверхности мишеней из свинца, вольфрама и урана. Наибольший интерес представляют мишени из неделящихся материалов (свинца и вольфрама), а уран на графиках приведен для сравнения.

На рисунках представлены энергетические спектры нейтронов, покидающих боковую поверхность мишени. Из графиков видно, что форма спектра не зависит от энергии протонного пучка. Энергия пучка влияет только на интенсивность нейтронного потока: поток нейтронов при энергии протонов $E_p = 2,5$ ГэВ примерно на 80% больше, чем при $E_p = 1$ ГэВ, и на 60% больше, чем при $E_p = 0,6$ ГэВ. Эти соот-

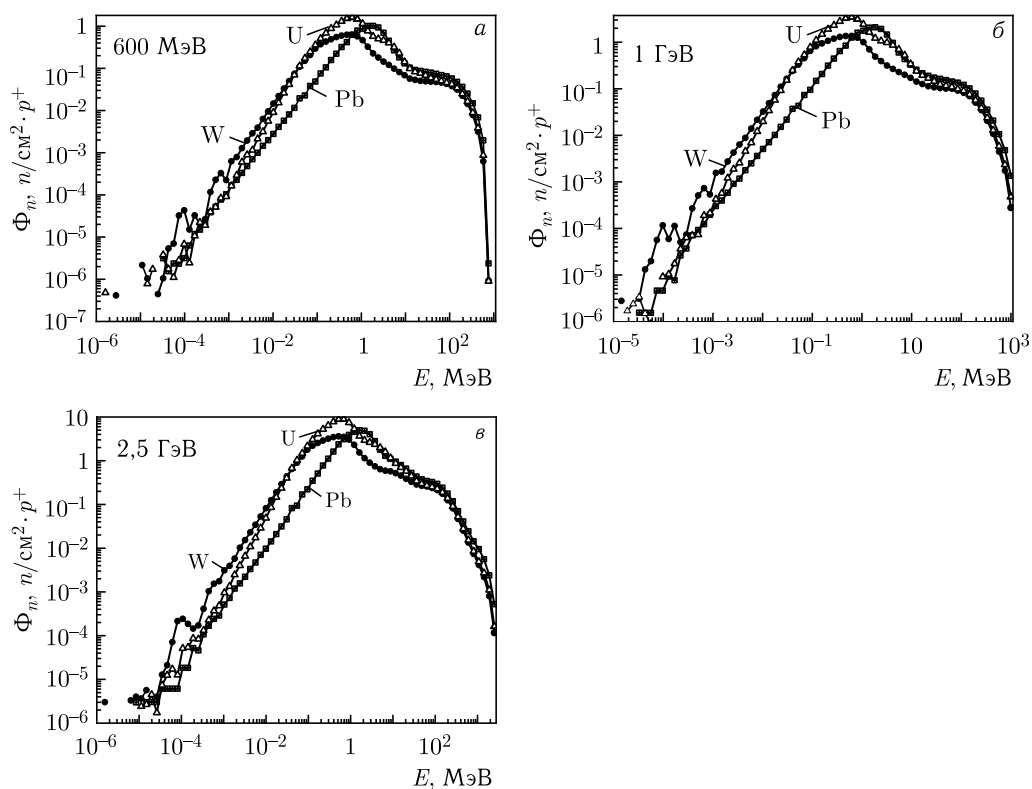


Рис. 2. Зависимость потока нейтронов с боковой поверхности мишеней размером $\varnothing 20 \times 60$ из свинца, вольфрама и урана от энергии нейтронов при энергии налетающих протонов 0,6 (а), 1 (б) и 2,5 ГэВ (в)

ношения справедливы для всех трех мишеней. Энергетический максимум спектров приходится на 1 МэВ. Аналогичный расчет представлен в работе [6].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ ПУЧКА ПРОТОНОВ И РАЗМЕРОВ МИШЕНИ

В качестве критерия для определения оптимальной энергии налетающих протонов рассматриваются энергозатраты протонов на производство максимального количества нейтронов. Энергозатраты — это выход нейтронов $Y(n)$, отнесенный к энергии протонов E_p (МэВ) и нормированный на один налетающий протон p^+ . График энергозатрат для трех мишеней приведен на рис. 3.

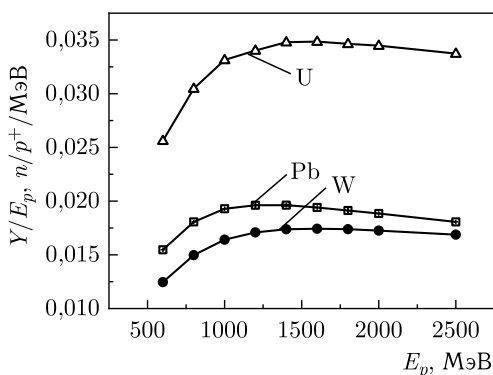


Рис. 3. Зависимость энергозатрат на производство одного нейтрона для мишеней размером $\varnothing 20 \times 60$ из свинца, вольфрама и природного урана от энергии протонов

1,5 ГэВ (рис. 4, б) приводит только к увеличению интенсивности нейтронного потока, а форма графика не меняется, и следовательно, оптимальный радиус мишени приходится на радиус $r = 3$ см. Подобные расчеты сделаны в работе.

Оптимальная длина для всех трех мишеней равна 40 см. Увеличение длины более 40 см не вносит существенного вклада в выход нейтронов с боковой поверхности, следовательно, наиболее оптимальные, с точки зрения выхода нейтронов, размеры мишени составляют $r = 3$ см и $l = 40$ см ($\varnothing 6 \times 40$).

Выход нейтронов с боковой поверхности, нормированный на один протон источника, для всех расчетных моделей, в том числе и для мишеней с оптимальными размерами, представлен в таблице.

Из таблицы видно, что выход нейтронов от свинцовой мишени выше, чем от вольфрамовой при размерах мишеней $\varnothing 20 \times 60$, а при переходе на оптимальные размеры $\varnothing 6 \times 40$ — напротив — выход от вольфрамовой мишени выше, чем от свинцовой. Это также видно и из графиков на рис. 4. На рис. 5 представлен график зависимости выхода нейтронов с боковой поверхности мишеней размером $\varnothing 6 \times 40$.

На графике изображена зависимость выхода нейтронов с боковой поверхности мишени при определенной энергии протонов, отнесенного к энергии этих протонов. Такой график позволяет оценить минимальную энергию для производства максимального количества нейтронов. Из графика видно, что максимум выхода нейтронов для всех мишеней примерно соответствует энергии 1,5 ГэВ.

Для оценки оптимального радиуса мишени рассматривается выход нейтронов с единицы площади боковой поверхности. На рис. 4, а представлен график зависимости выхода нейтронов от радиуса мишени с единицы площади при энергии протонов 1 ГэВ. Увеличение энергии протонов до

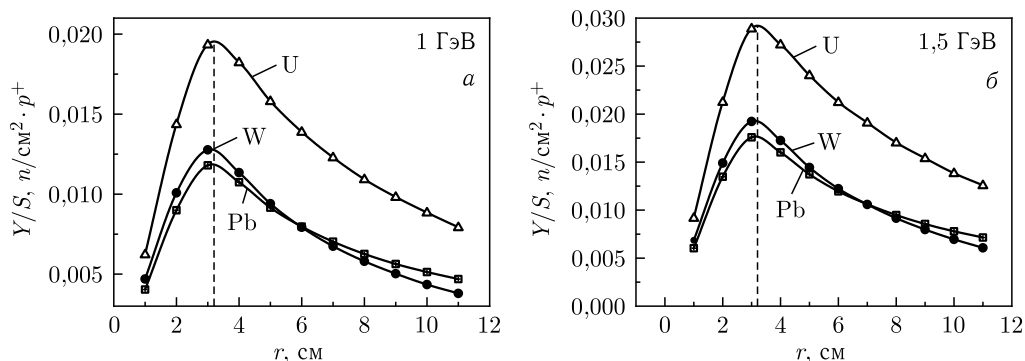


Рис. 4. Зависимость выхода нейтронов с единицы площади боковой поверхности трех мишеней от радиуса мишеней при энергии протонов: а) 1 ГэВ; б) 1,5 ГэВ, длина мишени $l = 60$ см. Выход нейтронов нормирован на один протон

Выход нейтронов с боковой поверхности мишеней из свинца, вольфрама и природного урана, нормированный на один протон источника, при энергиях протонов от 0,6 до 2,5 ГэВ

Материал мишени	Энергия протонов, ГэВ							
	0,6		1,0		1,5		2,5	
	Ø20 × 60	Ø6 × 40	Ø20 × 60	Ø6 × 40	Ø20 × 60	Ø6 × 40	Ø20 × 60	Ø6 × 40
Pb	9,3	7,1	19,3	13,0	29,4	19,0	45,2	28,3
W	7,5	7,5	16,4	14,4	26,1	21,6	42,2	31,1
U	15,4	11,7	33,1	21,8	52,2	32,3	84,3	49,7

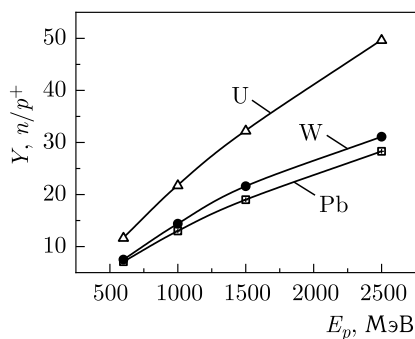


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов с боковой поверхности мишеней размером Ø6 × 40 из свинца, вольфрама и природного урана от энергии налетающих протонов. Выход нейтронов нормирован на один протон

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен нейтронно-физический расчет металлических нейтронопроизводящих мишеней из свинца, вольфрама и природного урана, облучаемых пучком протонов с энергиями 0,6, 1 и 2,5 ГэВ. Из представленных в работе графиков энергетических спектров нейтронов, покидающих боковую поверхность мишени, видно, что форма спектров не зависит от энергии налетающих протонов. От энергии протонов

зависит только интенсивность нейтронного потока. При увеличении энергии протонов от 0,6 до 1 ГэВ и от 0,6 до 2,5 ГэВ интенсивность потока увеличивается примерно на 60 и 80% соответственно.

Также оценены оптимальные размеры всех трех мишеней с точки зрения максимального выхода нейтронов с боковой поверхности мишени. Максимальный выход нейтронов достигается при размерах $\varnothing 6 \times 40$ см; оптимальная энергия налетающих на мишень протонов, с точки зрения минимальной энергии для производства максимального числа нейтронов, равна $E_p = 1,5$ ГэВ.

Результаты расчетов, представленные в работе, могут быть использованы для оценки нейтронных потоков в подкритической размножающей сборке, а также полезны при разработках нейтронных источников на основе ускорителей протонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Carpenter J. M.* Neutron Production, Moderation, and Characterization of Sources. Cambridge Univ. Press, 2004.
2. *Барашенков В. С.* Ядерно-физические аспекты ядерного метода // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9, № 5. С. 871–921.
3. *Аксенов В. Л., Балагуров А. М., Пепельшев Ю. Н., Рогов А. Д.* Высокопоточный источник нейтронов на основе каскадного бустера. Препринт ОИЯИ Р13-2016-49. Дубна, 2016. 28 с.
4. *Юревич В. И.* Образование нейтронов в толстых мишенях протонами и ядрами высоких энергий // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, № 5. С. 1451–1530.
5. *Бзнуни С. А., Барашенков В. С., Жамкоян В. М., Соснин А. Н., Полянски А., Худавердян А. Г.* Перспективные электроядерные системы // ЭЧАЯ. 2003. Т. 34, № 4. С. 977–1032.
6. *Петреченков С., Полянский А., Пузынин И.* Моделирование параметров подкритической сборки ПСД (SAD). Препринт ОИЯИ Р11-2005-77. Дубна, 2005. 8 с.