

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
И ПОЛЯ

УДК 539.172

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ “ТОЛСТОЙ”
Be-МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 21.5 МэВ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМЫ
МОНИТОРИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА

© 2025 г. Ю. Е. Титаренко^{1,*}, А. А. Архипов¹, С. А. Балюк¹, В. Ф. Батяев¹,
М. В. Батяева¹, В. Д. Давиденко¹, В. М. Живун¹, Я. О. Зарицкий¹, А. А. Ковалишин¹,
М. В. Котельный¹, А. С. Кирсанов¹, Т. В. Кулевой¹, И. В. Медников¹, Б. А. Новиков¹,
А. В. Орлов¹, К. В. Павлов¹, В. С. Столбунов¹, А. Ю. Титаренко¹, Р. С. Тихонов¹,
М. Н. Шленский¹, Н. А. Коваленко¹

Поступила в редакцию 17.04.2025 г.; после доработки 05.05.2025 г.; принята к публикации 05.05.2025 г.

Представлены результаты определения выхода нейтронов стенда НС-21М на базе линейного ускорителя протонов И-2 и Be-мишени толщиной 3.8 мм при ее бомбардировке протонами с энергией 21.5 МэВ. Данная величина получена путем вычисления интегрального потока нейтронов, пересекающих переднюю полусферу на заданном расстоянии от центра Be-мишени к среднему потоку протонов, прошедших коллиматор заданного диаметра. Экспериментальное значение данной величины — $Y_n^{\text{exp}} = (1.35 \pm 0.09) \times 10^{-2}$, а расчетное, полученное путем моделирования полной математической модели стенда НС-21М с использованием транспортной программы RHITS-3.31, соответствует значению $Y_n^{\text{calc}} = 1.18 \times 10^{-2}$. Для энергии протонов 21.2 МэВ с использованием мониторинговых реакций ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$ и ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$ определены сечения реакций ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{61}\text{Cu}$, ${}^{62}\text{Cu}$, ${}^{64}\text{Cu}$. Построены расчетные функции возбуждения этих реакций (TENDL-2023, JENDL-5, PADF-2 и RHITS-3.31 (модель INCL)) в диапазоне 0.01–3 ГэВ вместе с экспериментальными данными, представленными в EXFOR.

Ключевые слова: линейный ускоритель, протонный пучок, нейтронный источник

DOI: 10.31857/S0044002725030054, **EDN:** QGJFMO

1. ВВЕДЕНИЕ

При проведении нейтронных исследований необходимы интенсивные источники нейтронов различного назначения. В работе [1] мы обсуждали нейтронный источник на основе импульсного линейного ускорителя протонов И-2 и Be-мишени толщиной 1.3 мм, облучаемой протонами с энергией 21.3 МэВ. В настоящее время этот нейтронный стенд НС-21М модернизирован, в нем изменена толщина Be-мишени (с 1.3 до 3.8 мм, что исключает вклад протонов в нейтронные реакции, поскольку при такой толщине даже первоначальные протоны ускорителя с энергией 24.6 МэВ полностью теряют энергию, что позволяет считать используемую мишень “толстой”), введены дополнительные коллиматоры и система мониторинга протонного

пучка, которая использует два токовых трансформатора и плату оцифровки их сигналов CS85G.

В настоящей работе представлены результаты измерения выхода нейтронов НС-21М, анализ результатов мониторинга протонного пучка, результаты калибровки системы мониторинга с использованием мониторинговых реакций ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$, ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$, а также результаты измерений сечений других ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)$ -реакций, протекающих в образце при протонном облучении.

2. ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННОГО СТЕНДА И СИСТЕМЫ МОНИТОРИРОВАНИЯ

Модернизированный нейтронный стенд НС-21М представлен на рис. 1. Параметры линейного ускорителя И-2 и схема вывода внешнего протонного пучка представлены в работах [1–5]. НС-21М расположен по оси пучка протонов на расстоянии ~180 мм от выпускного окна. Он включает:

¹) НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

* E-mail: yury.titarenko@itep.ru

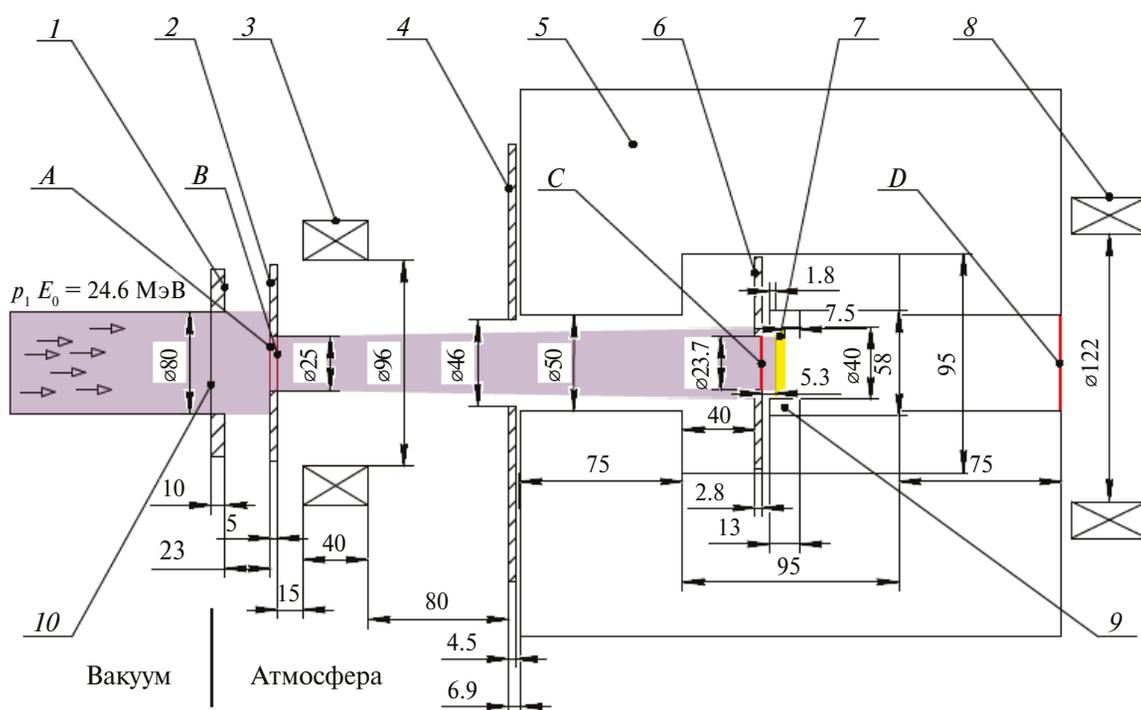


Рис. 1. Блок-схема НС-21М: 1 — выпускной фланец, 2 — коллиматор № 1 (Ø25 мм), 3 — первый токовый трансформатор ТТ1, 4 — коллиматор № 2 (Ø 46 мм), 5 — защитная камера из борированного полиэтилена, 6 — коллиматор № 3 (Ø 23.7 мм), 7 — Ве-пластина 30 × 30 × 3.8 мм³, 8 — второй токовый трансформатор ФСТ-122 [5], 9 — подставка Ве-мишени, совмещенная с коллиматором № 3, 10 — выпускное окно в виде Al-фольги толщиной 0.5 мм; C — расположение ^{nat}Cu-монитора, позиции A, B и D — расположения дополнительных ^{nat}Cu-мониторов.

- нейтронно-производящую Ве-мишень;
- защитную камеру;
- систему мониторинга.

Блок-схема НС-21М с основными размерами стенда показана на рис. 1.

Число протонов в выводимом пучке может отличаться за счет различных факторов, влияющих на работу ускорителя И-2. Для их учета введена система мониторинга, обеспечивающая on-line-измерения интенсивности протонного пучка с использованием двух токовых трансформаторов ТТ-1 (авторского изготовления) и ФСТ-122 (ФСТ-122-05:1-Н) [6–9].

Расположение токовых трансформаторов относительно выходного окна внешнего вакуумного канала ускорителя показано на рис. 1.

3. МОНИТОРИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПРОТОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОКОВОГО ТРАНСФОРМАТОРА

Для анализа стабильности работы ускорителя И-2 каждый сеанс был разбит на несколько этапов,

в которых измерялось число протонов в каждом протонном импульсе данного этапа ($N_{ij}^{TT1/ФСТ}$) и, соответственно, определялось среднее число протонов в этапе $\bar{N}_i^{TT1/ФСТ} = \sum_{j=1}^n N_{ij}^{TT1/ФСТ} / n$. Функционально этапы имели следующее назначение:

- $i = 1$ — контроль прохождения протонного пучка путем сравнения показаний токовых трансформаторов без коллиматора № 3 и без Ве-мишени ($k_1 = \bar{N}_1^{ФСТ} / \bar{N}_1^{TT1}$);
- $i = 2$ — то же самое, что для $i = 1$, но с коллиматором № 3 и без Ве-мишени ($k_2 = \bar{N}_2^{ФСТ} / \bar{N}_2^{TT1}$);
- $i = 3$ — то же самое, что для $i = 2$, но с экспериментальным образцом из ^{nat}Cu Ø23.7 мм, толщиной 50/15 мкм, размещенным на задней поверхности коллиматора № 3 (рис. 1, точка C) ($k_3 = \bar{N}_3^{MR} / \bar{N}_3^{TT1}$), для сравнения дополнительно приводится значение $k'_3 = \bar{N}_3^{ФСТ} / \bar{N}_3^{TT1}$;
- $i = 4$ — то же самое, что в $i = 1$, но с коллиматором № 3 и Ве-мишенью $k_4 = \bar{N}_4^{TT1} / \bar{N}_1^{TT1}$.

Во всех сеансах для вычисления значения $N_i^{\text{TT1/FCT}}$ использовалась формула

$$N_i^{\text{TT1/FCT}} = \frac{I_i^{\text{TT1/FCT}} \cdot t \cdot K_{\text{TT1/FCT}}}{e}, \quad (1)$$

где $N_i^{\text{TT1/FCT}}$ — число протонов в пучке, измеренное с помощью токового трансформатора ТТ1 или FCT (протон); $I_i^{\text{TT1/FCT}}$ — поканальная сумма в импульсах суммарных осциллограмм (B); t — ширина канала оцифровки (c); $K_{\text{TT1/FCT}}$ — коэффициент преобразования сигнала токового трансформатора (A/B); e — элементарный заряд (Кл).

Примеры измеренных суммарной и временной осциллограмм и, соответственно, подробное описание методики калибровки токового трансформатора

и формулы вычисления поканальной суммы и ее погрешности представлены в работе [10].

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПРОТОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОНИТОРНЫХ РЕАКЦИЙ

В целях минимизации ошибок эксперимента и проведения калибровки токовых трансформаторов в качестве независимого метода определения числа протонов применялся метод мониторинга реакций. В настоящей работе использовались мониторинговые реакции ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$ и ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$ как наиболее характерные для рассматриваемого диапазона энергий. На рис. 2 и 3 представлены оцененные функции возбуждения указанных реакций из библиотеки PADF-2 вместе с экспери-

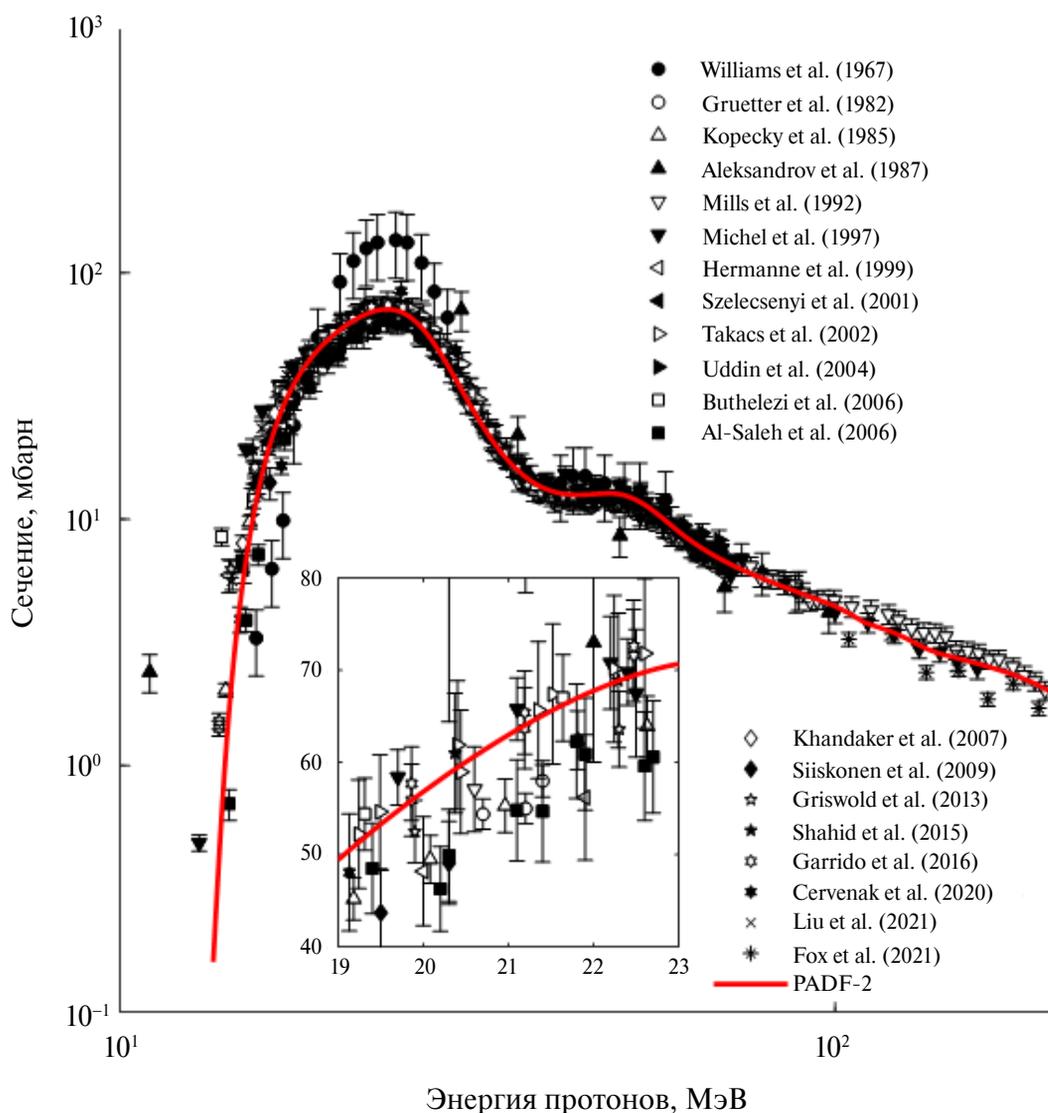


Рис. 2. Функция возбуждения реакции ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$.

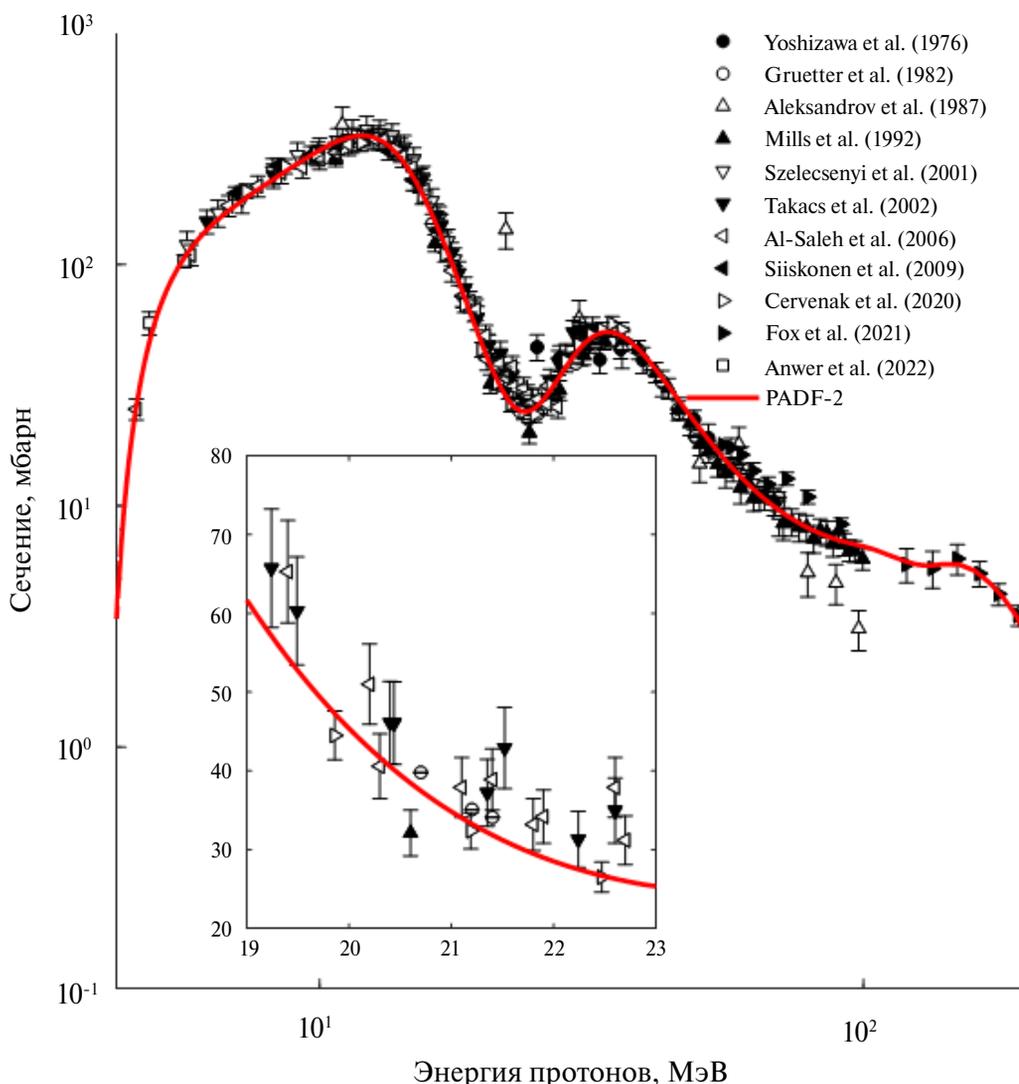


Рис. 3. Функция возбуждения реакции ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$.

ментальными данными, представленными в базе ядерных данных EXFOR [11, 12].

В этом случае число протонов $N_3^{\text{MR}} = \sum_{j=1}^n N_j^{\text{MR}}$, попавших в экспериментальный образец ${}^{\text{nat}}\text{Cu}$, может быть определено с использованием формулы [10]

$$N_3^{\text{MR}} = \frac{RR_i^{\text{cum/ind}}}{\sigma_i^{\text{cum/ind}}} \times S \times t, \quad (2)$$

где N_3^{MR} — число протонов, определяемых методом “мониторной реакции” в третьем этапе каждого сеанса (протон); $RR_i^{\text{cum/ind}}$ — независимая/кумулятивная скорость образования регистрируемого продукта реакции (с^{-1}); $\sigma_i^{\text{cum/ind}}$ — сечение мониторинговой реакции для энергии протонов на по-

ловине толщины экспериментального образца (бн); S — площадь сечения экспериментального образца (см^2); t — время облучения экспериментального образца (с).

Скорости ядерных реакций определялись методом прямой γ -спектрометрии без их предварительной радиохимической сепарации. Для описания ядерных переходов применялась двухзвенная цепочка ядерных превращений. Метод наименьших квадратов использовался для фитирования измеренных точек кривых распада материнского (первый нуклид) и дочернего (второй нуклид) нуклидов на начало высвечивания (конец облучения). Условие равенства числа ядер первого и второго нуклидов в облученных образцах на момент времени конца облучения и начала времени высвечивания дает возможность получить требуемые аналитические выражения скоростей реакций. В полном объеме формулы представлены в работах [13–15], здесь

приведена формула для вычисления независимой/кумулятивной скорости реакции материнского ядра, которая использовалась в настоящей работе:

$$RR_1^{\text{cum/ind}} = \frac{\hat{A}_1}{N_{\text{Tag}} \cdot \eta_1 \cdot \varepsilon_1} \frac{1}{F_1}, \quad (3)$$

где $\hat{A}_1 = A_1 \cdot k_{\mu}$ — параметр, определяемый путем фитирования экспериментальных точек кривой распада “материнского” ядра методом наименьших квадратов; N_{Tag} — число ядер в облучаемом образце; η_1 — абсолютный выход γ -квантов; ε_1 — абсолютная эффективность спектрометра при энергиях γ -квантов E_1 ; F_1 — временная функция, определяемая из данных токовых трансформаторов, фиксирующих изменение интенсивности протонного пучка во время облучения [15].

Поправки k_{μ} , учитывающие поглощение γ -квантов в материале экспериментального образца, вычислялись согласно работам [13–15].

В измерениях использовались два γ -спектрометра на базе коаксиальных детекторов типа GC2518 с разрешением 1.8 кэВ для гамма-линии 1332 кэВ ^{60}Co .

Абсолютная эффективность регистрации каждого спектрометра в заданной геометрии определялась с использованием аттестованных образцовых спектрометрических γ -источников: ^{207}Bi , ^{153}Gd , ^{22}Na , ^{241}Am , ^{228}Th , ^{152}Eu , ^{139}Ce , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{113}Sn , ^{109}Cd , ^{88}Y , ^{60}Co , ^{57}Co , ^{54}Mn , сертифицированных ВНИИМ им. Д.И. Менделеева (г. Санкт-Петербург). Энергетические зависимости абсолютной эффективности регистрации используемых спектрометров,

измеренные γ -спектры без образцов (фон лабораторного помещения, в котором производилось измерение), описание установок смены образцов УСО-45 и УСО-48, обеспечивающих практически полную автоматизацию проводимых измерений, приведены в работе [16].

В качестве программы обработки γ -спектров использовалась программа GENIE-2000 [17]. Идентификация γ -линий и вычисление скоростей реакций образования остаточных ядер-продуктов осуществлялись с помощью программы SIGMA [18]. Примеры измеренных γ -спектров представлены на рис. 4 и 5.

5. АНАЛИЗ СТАБИЛЬНОСТИ РАБОТЫ СТЕНДА

Результаты измерения среднего числа протонов \bar{N}_p^{TT1} в каждом из четырех этапов всех 13 сеансов продемонстрировали, что абсолютное значение среднего числа протонов в пучке в каждом сеансе может изменяться до ~ 3 раз, но при этом i -е значения коэффициентов k_1 – k_4 не выходят за пределы статистических неопределенностей.

6. АБСОЛЮТНЫЙ ВЫХОД НЕЙТРОНОВ ИЗ Ве-МИШЕНИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 20.5 МэВ

Определим выход нейтронов из Ве-мишени при ее бомбардировке протонами в виде отношения потока нейтронов, пересекающих переднюю полусферу на заданном расстоянии от центра мишени, к среднему потоку протонов, прошедших коллиматор заданного диаметра

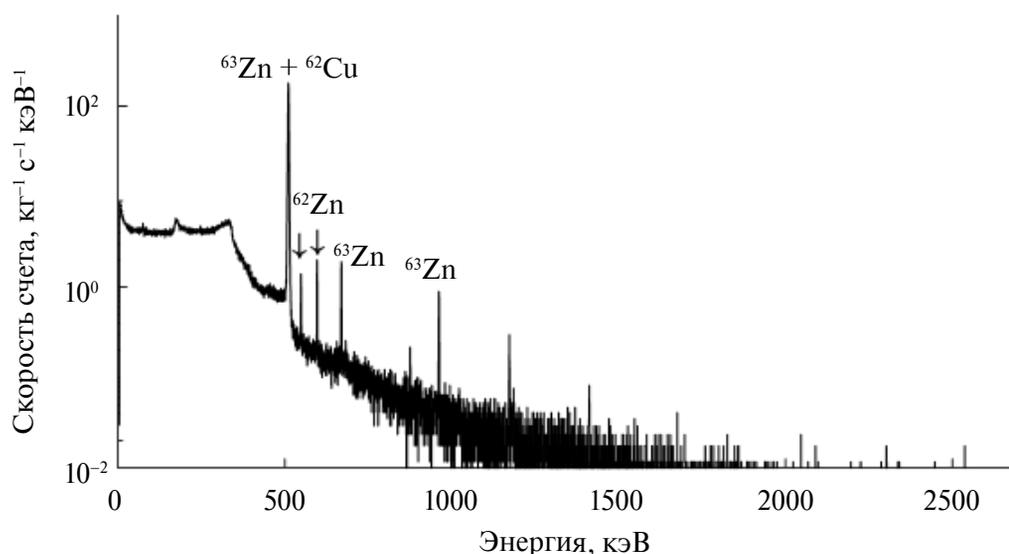


Рис. 4. Спектр γ -излучения облученного протонами образца из ^{nat}Cu толщиной 15 мкм (15 импульсов) через 34 мин после облучения.

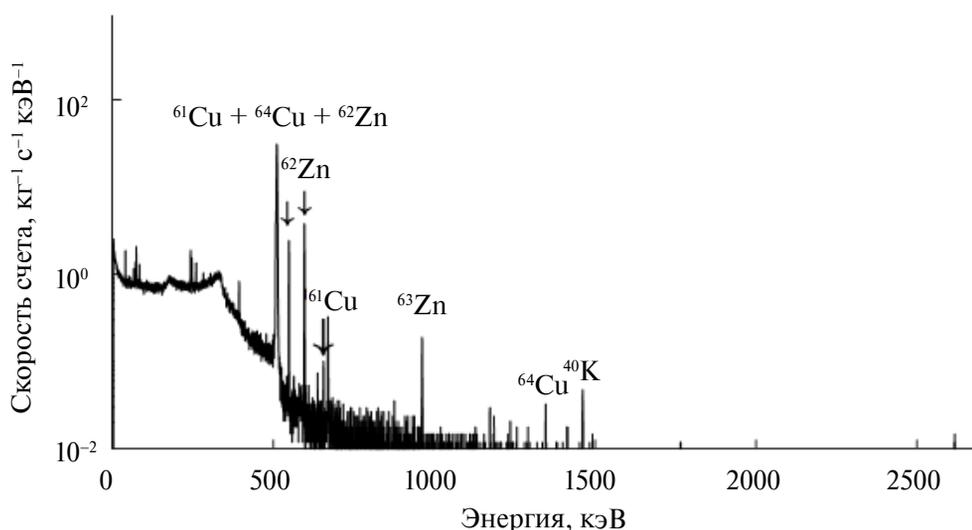


Рис. 5. Спектр γ -излучения облученного протонами образца из ^{nat}Cu толщиной 15 мкм (15 импульсов) после 174 мин облучения.

$$Y_n = \frac{F_n^{2\pi}}{F_p}, \quad (4)$$

где Y_n — выход нейтронов (н/пр); $F_n^{2\pi}$ — поток нейтронов, вылетевших из Be-мишени в заднюю область 2π -полусферы (н/с); F_p — поток протонов, бомбардирующих Be-мишень (пр/с).

В настоящей работе абсолютный выход нейтронов определялся комбинированным расчетно-экспериментальным методом, в котором скорости нейтронных реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ определялись с использованием активационной методики, а средние по спектру нейтронов сечения, используемые для расчета плотности потоков нейтронов, вычислялись с помощью транспортной программы и соответствующей библиотеки ядерных данных.

6.1. Определение нейтронных скоростей реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$

Скорости реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и соответствующее азимутальное распределение потоков нейтронов, испускаемых Be-мишенью, определялось с помощью Al-образцов размером $20 \times 20 \text{ мм}^2$, расположенных под углами 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 60^\circ$ и $\pm 90^\circ$ относительно направления протонного пучка. Центры мишени и Al-образцов располагаются в одной плоскости, а расстояние от центра каждой мишени до центра Be-мишени — 48 мм. Аксиальное распределение нейтронов вокруг оси протонного пучка предполагается симметричным.

Для каждого Al-образца с использованием формулы (3) были измерены значения двух скоростей реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$. Результаты их определения представлены в табл. 1 вместе

с расчетными значениями средних сечений этих реакций (см. разд. 7).

6.2. Оценка библиотек ядерных данных, используемых для расчета выхода нейтронов

Расчет средних сечений реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ проводился путем моделирования по программе RHITS-3.31 с использованием двух библиотек JENDL-4.0 и JENDL-5 [19–23].

Экспериментальные значения полученных скоростей реакций, нормированные на поток протонов, бомбардирующих Be-мишень (см. разд. 6.4), и соответствующие расчетные значения представлены на рис. 6.

Используя выражение (2) и данные, представленные в табл. 1, были определены значения плотности потока нейтронов для каждого Al-образца. Полученные значения аппроксимированы полиномом первой степени от косинуса угла θ . Результаты вычислений показаны на рис. 7.

Сравнивая расчетные данные, представленные на рис. 6 и 7, можно отметить заметное улучшение сходимости расчетных скоростей реакций с экспериментальными в случае использования библиотеки ядерных данных JENDL-5.

Скорости обеих реакций линейно растут в зависимости от косинуса угла вылета из мишени в случае JENDL-4.0, причем скорость этого роста заметно занижена в сравнении с экспериментальными данными, и в случае направления “вперед” ($\cos(\theta) = 1$) расчетные значения скоростей обеих реакций примерно вдвое ниже экспериментальных. В случае JENDL-5 расчетные зависимости скоростей реакций от косинуса угла в целом по-

Таблица 1. Экспериментальные значения скоростей реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и расчетные значения средних сечений этих реакций

Положение центра образца, ϕ, θ	$(RR^{27}\text{Mg} \pm \Delta RR^{27}\text{Mg}) \times 10^{-20}, \text{c}^{-1}$	$(RR^{24}\text{Na} \pm \Delta RR^{24}\text{Na}) \times 10^{-20}, \text{c}^{-1}$	JENDL-4.0		JENDL-5	
			$\bar{\sigma}^{27}\text{Mg}, \text{бн}$	$\bar{\sigma}^{24}\text{Na}, \text{бн}$	$\bar{\sigma}^{27}\text{Mg}, \text{бн}$	$\bar{\sigma}^{24}\text{Na}, \text{бн}$
$-\pi/2.0$	37.18 ± 2.71	22.27 ± 0.76	0.0142	0.0081	0.0139	0.0080
$-\pi/3.0$	97.88 ± 10.45	77.14 ± 3.05	0.0156	0.0109	0.0159	0.0113
$-\pi/6.0$	140.88 ± 4.67	122.91 ± 1.67	0.0179	0.0135	0.0184	0.0140
0.0	194.50 ± 7.28	169.00 ± 2.94	0.0193	0.0153	0.0205	0.0162
$\pi/6.0$	140.88 ± 4.67	122.91 ± 1.67	0.0179	0.0135	0.0184	0.0140
$\pi/3.0$	97.88 ± 10.45	77.14 ± 3.05	0.0156	0.0109	0.0159	0.0113
$\pi/2.0$	37.18 ± 2.71	22.27 ± 0.76	0.0142	0.0081	0.0139	0.0080

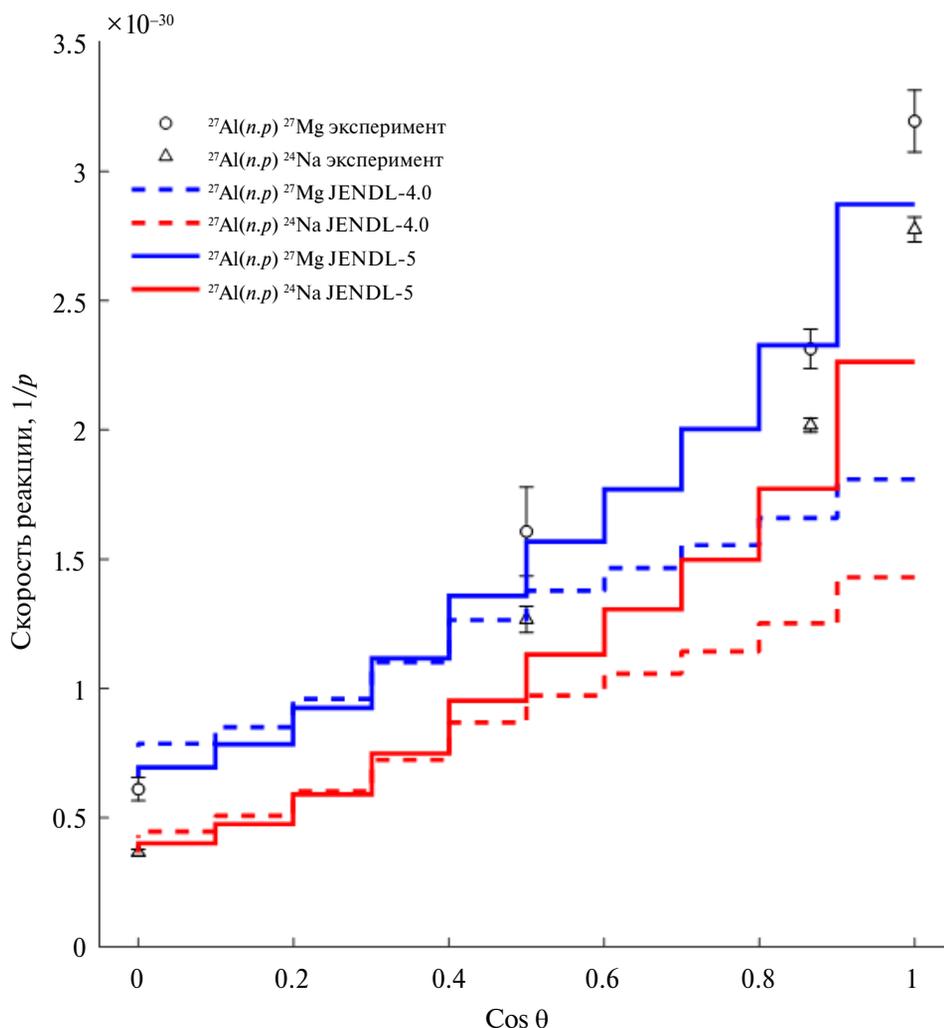


Рис. 6. Скорости реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ при разных косинусах угла θ относительно пучка протонов, измеренные экспериментально и рассчитанные с помощью программы RHITS-3.31 и библиотек JENDL-4.0 и JENDL-5.

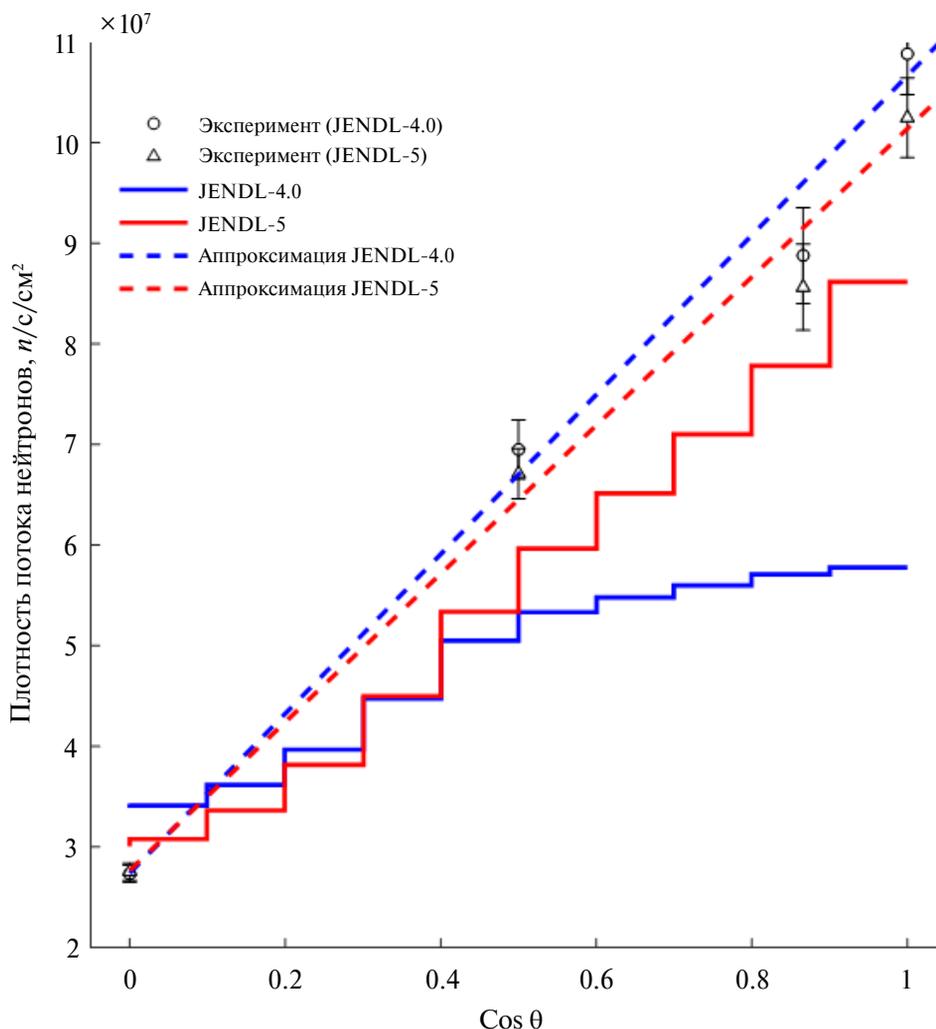


Рис. 7. Распределение плотности потока нейтронов в зависимости от косинуса угла вылета θ из Ве-мишени по отношению к пучку протонов, полученное экспериментально (точки) и с помощью программы RHITS-3.31 и библиотек JENDL-4.0 и JENDL-5.

вторяют экспериментальные данные, отклоняясь от них не более чем на 10–20%.

Для анализа результатов были проведены соответствующие расчеты угловых распределений спектров нейтронов с использованием библиотек JENDL-4.0 и JENDL-5, которые представлены на рис. 8. Полученные результаты демонстрируют значительные различия в расчетах с использованием этих библиотек при углах 0° – 26° и 26° – 37° и их практическое отсутствие при углах 53° – 66° и 84° – 90° .

Указанные обстоятельства подтверждают лучшую предсказательную способность библиотеки JENDL-5 в сравнении с JENDL-4.0. Поэтому все представленные ниже оценки потоков нейтронов получены с использованием библиотеки JENDL-5.

6.3. Определение потока нейтронов из Ве-мишени

В соответствии с ранее высказанным предположением, что большинство нейтронов, вылетающих из Ве-мишени, пересекают полусферу по нормали к ее поверхности, и в соответствии с экспериментально найденной линейной зависимостью распределения плотности потока нейтронов от косинуса угла вылета из Ве-мишени, которая выражается формулой

$$\Phi_n(\cos \theta) = \Phi_A + \Phi_B \cdot \cos \theta, \quad (5)$$

где Φ_A , Φ_B — коэффициенты линейной аппроксимации ($\text{н} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$), θ — азимутальный угол относительно направления оси протонного пучка, интегральный поток нейтронов и его погрешность можно представить в виде

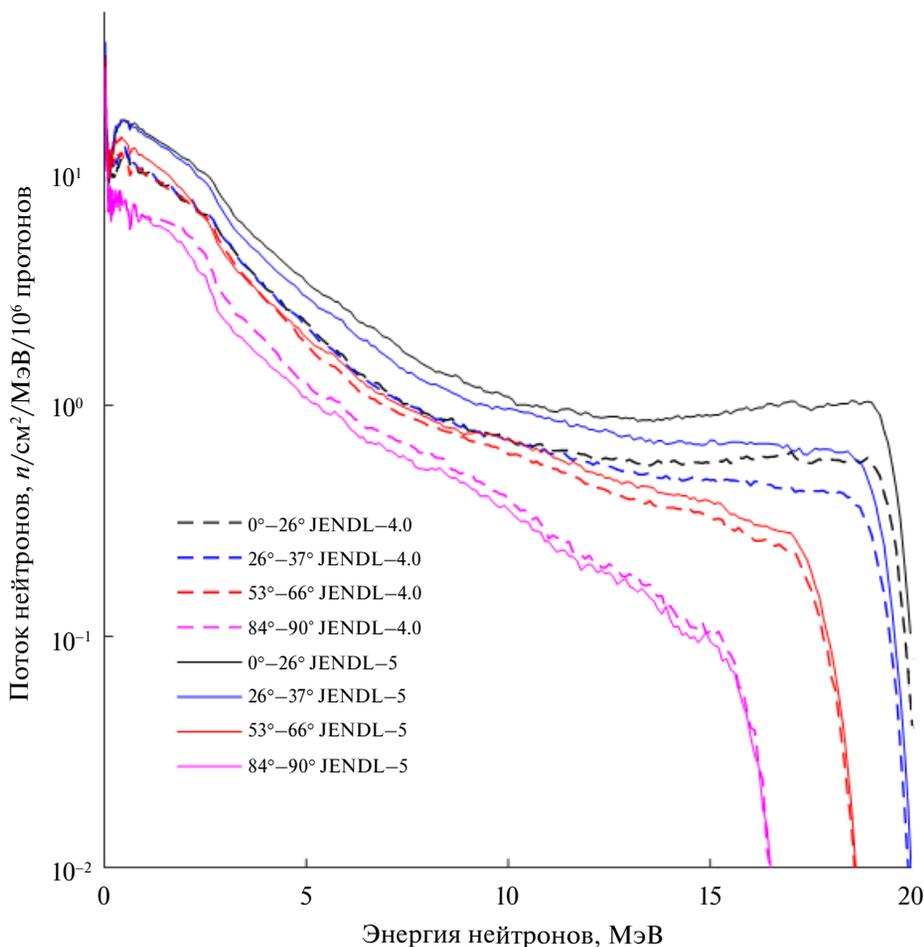


Рис. 8. Результаты расчета спектров нейтронов, вылетающих при различных углах из Ве-мишени, полученные с помощью программы PHITS-3.31 и библиотек JENDL-4.0 и JENDL-5.

$$\begin{aligned}
 F_n^{2\pi} &= 4R^2 \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^{\pi/2} \Phi_n(\theta) \sin(\theta) d\theta = \\
 &= 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} \Phi_n(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где R — радиус задней полусферы (см), ϕ — аксиальный угол относительно направления оси протонного пучка, $\Phi_n(\theta)$ — плотность потока нейтронов в зависимости от угла θ ($\text{н} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$).

После несложных интегральных преобразований с заменой переменной $z = \cos\theta$ можно получить простое выражение для вычисления потока нейтронов, вылетевших из Ве-мишени в заднюю область 2π -полусферы, с использованием параметров линейной аппроксимации экспериментальных данных в соответствии с формулой (5) и рис. 7:

$$\begin{aligned}
 F_n^{2\pi} &= 2\pi R^2 \int_0^1 (\Phi_A + \Phi_B \cdot z) dz = \\
 &= 2\pi \cdot R^2 \cdot \left(\Phi_A + \frac{\Phi_B}{2} \right). \quad (7)
 \end{aligned}$$

Погрешность данной величины можно вычислить, используя формулу

$$\begin{aligned}
 \Delta F_n^{2\pi} &= 2\pi \times R^2 \times \\
 &\times \left[\Delta_{\Phi_A}^2 + \frac{\Delta_{\Phi_B}^2}{4} + \rho \times \Delta_{\Phi_A}^2 \times \Delta_{\Phi_B}^2 \right]^{1/2}, \quad (8)
 \end{aligned}$$

где Δ_{Φ_A} , Δ_{Φ_B} — погрешности определения коэффициентов линейной аппроксимации, а ρ — коэффициент их корреляции.

Анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 7, позволил получить значения $\Phi_A = (2.77 \pm 0.10) \times 10^7$ н/(см² · с) и $\Phi_B = (7.37 \pm 0.35) \times 10^7$ н/(см² · с) и, используя формулы (7) и (8), вычислить значение потока нейтронов и его погрешность в переднюю полусферу от Ве-мишени — $F_n^{2\pi} = (8.21 \pm 0.21) \times 10^9$ н/с.

6.4. Определение потока протонов, бомбардирующих Ве-мишень

Средний поток протонов, бомбардирующих Ве-мишень, определяется из данных системы мониторинга протонного пучка с использованием результатов калибровки токового трансформатора по данным этапа 3. Значение коэффициента калибровки $k_3 = 0.75 \pm 0.04$ определялось из отношения числа протонов, полученных с использованием метода мониторинга реакций $N_p^{MR} = (1.70 \pm 0.08) \times 10^{12}$ и токового трансформатора $N_p^{TT1} = (2.27 \pm 0.07) \times 10^{12}$.

В этом случае, используя данные токового трансформатора, полученные в сеансе облучения Al-фольг ($N_p^{TT1} = (2.871 \pm 0.086) \times 10^{15}$), указанное выше значение коэффициента k_3 и время облучения ($t = 3536.59$ с), было вычислено значение потока протонов, бомбардирующих Ве-мишень — $F_p^{TT1} = (6.09 \pm 0.37) \times 10^{11}$ пр/с.

6.5. Экспериментальное значение выхода нейтронов

Используя значения потоков нейтронов и протонов, представленные в разд. 6.3 и 6.4, в соответствии с выражением (4) было вычислено значение экспериментального выхода нейтронов в переднюю полусферу на один протон, воздействующий на Ве-мишень — $Y_n^{exp} = (1.35 \pm 0.09) \times 10^{-2}$ н/пр.

7. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ Ве И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НС-21М

Как уже отмечалось ранее, моделирование прохождения протонного пучка на НС-21М в процессе проведения различных экспериментов проводилось с помощью пакета программ RHITS-3.31 [19–21] и библиотеки JENDL-5 [23]. Данная высокоэнергетичная транспортная программа позволяет моделировать энергетические потери протонов, многократное рассеяние, взаимодействие с ядрами материалов стенда и Ве-мишени, а также образование и транспорт вторичных нейтронов в заданной математической модели. Рисунок 9 показывает разрез математической модели НС-21М вдоль оси пучка протонов, построенной в соответствии с рис. 1. В табл. 2 представлены параметры протонного пучка, которые были определены фитированием

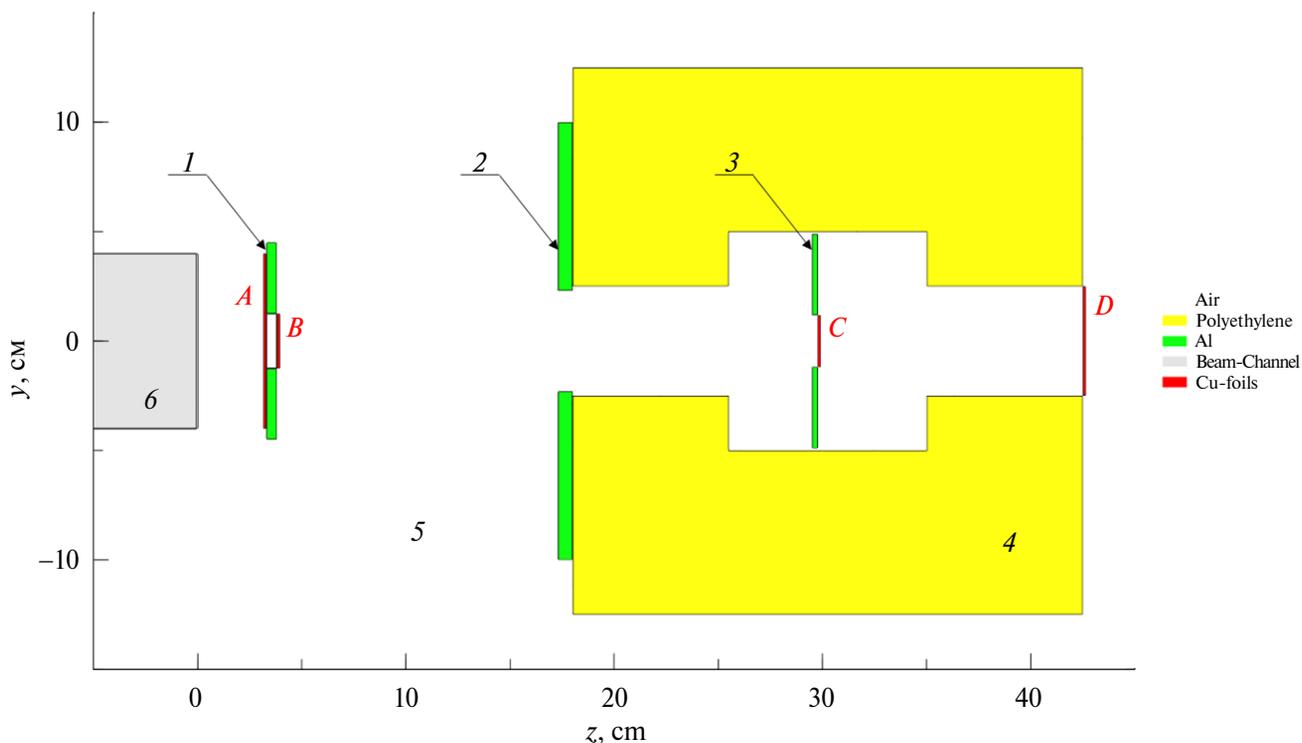


Рис. 9. Математическая модель НС-21М для проведения расчетов программой RHITS-3.31.

экспериментальных данных функцией Гаусса, полученных по методике, описанной в работе [24].

Красными линиями и буквами *A, B, C, D* на рис. 9 указаны возможные положения экспериментальных образцов, соответствующие позициям *A–D* на рис. 1: 1–3 — расположение алюминиевых коллиматоров; 4 — борированный полиэтилен; 5 — воздух (белый цвет); 6 — вакуум (серый цвет). Пучок протонов направлен слева направо вдоль оси *Z*. Протонный пучок задан с нормальным энергетическим распределением со средней энергией 24.61 МэВ и среднеквадратичным отклонением $\Delta(E) = 0.75$ МэВ [1]. Многократное рассеяние протонов моделировалась по оригинальной модели NMTC [25].

В результате расчетов были получены:

– энергетические спектры, значения энергии протонов в точках *A, B, C, D* в случае отсутствия Ве-мишени в позиции *C*;

– потоки и спектры нейтронов в передней полусфере относительно Ве-мишени (результаты представлены на рис. 7, 8).

Значение энергий протонного пучка в позиции *C* стенда НС-21М (медные фольги в позициях *A, B* и *D* отсутствуют) соответствует значению 21.54 ± 0.25 МэВ.

Моделирование потока нейтронов осуществлялось в переднюю (по направлению пучка) полусферу от Ве-мишени, размещенной вблизи позиции *C* в соответствии с рис. 1. В этой серии расчетов положения Al-образцов и Ве-мишени в математической модели соответствовали рис. 1. Дополнительно вокруг Ве-мишени задавалась сфера радиусом 4.5 см с центром, расположенным в точке пересечения оси пучка с фронтальной (обращенной к пучку) плоскостью Ве-мишени.

С помощью равноотстоящих друг от друга 10 плоскостей, перпендикулярных оси пучка, передняя половина сферы (по направлению хода пучка) разделялась на 10 сегментов равной площади. В результате каждый сферический сегмент занимал свой угловой диапазон, соответствующий $a \cos(i \times \pi / 20)$, где $i = 0, 1, \dots, 10$. Полученные

в расчетах спектры нейтронов и соответствующие им средние сечения реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, p)^{24}\text{Na}$ представлены в табл. 1 и на рис. 8. Значения потоков нейтронов и угловые зависимости плотности их потоков представлены в табл. 3 и на рис. 7 соответственно. Отметим, что угловые распределения, представленные на рис. 7, получены при нормировке на ток протонов ускорителя:

$$F_A = k_{A/C} \times F_p^{\text{TT1}} = 0.997/0.467 \times \\ \times (6.09 \pm 0.37) \times 10^{11} \text{ пр/с} = (1.30 \pm 0.08) \times \\ \times 10^{12} \text{ пр/с.} \quad (9)$$

Таким образом, выход нейтронов на один протон ускорителя равен 0.549×10^{-2} н/пр. Чтобы нормировать эту величину на один протон, падающий на Ве-мишень, необходимо получить соотношение тока протонов на Ве-мишени (позиция *C*) к току протонов ускорителя (позиция *A*). Расчет этой величины соответствует значению 0.467, т. е. за счет присутствия двух коллиматоров только 46.7% протонов ускорителя достигает Ве-мишени. Соответственно, расчетный выход нейтронов в переднюю полусферу из Ве-мишени при значении энергии протонов 21.5 МэВ составляет значение $Y_n^{\text{calc}} = 1.18 \times 10^{-2}$ н/пр.

8. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{61}\text{Cu}, ^{62}\text{Cu}, ^{64}\text{Cu}$ -РЕАКЦИЙ

При определении потока протонов методом мониторинговых реакций в облученных Cu-образцах кроме $^{62,63}\text{Zn}$ регистрировались и другие продукты — $^{61,62,64}\text{Cu}$, что и позволило определить их сечения при энергии протонов 21.2 МэВ.

Всего произведено облучение 13 $^{\text{nat}}\text{Cu}$ -образцов, измерено и обработано 165 γ -спектров. После вычисления соответствующих скоростей реакций, выполненных по программе SIGMA, и определения плотности потока протонов, выполненного с использованием мониторинговых реакций $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$ и $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$, сечения образования ^{61}Cu , ^{62}Cu и ^{64}Cu при энергии протонов 21.2

Таблица 2. Параметры протонного пучка

Параметр		Значение
Смещение по <i>X</i> , см	P_1	0.0505 ± 0.0013
Среднеквадратичное отклонение, Δ_x	P_2	0.6903 ± 0.0016
Смещение по <i>Y</i> , см	P_3	0.4922 ± 0.0124
Среднеквадратичное отклонение, Δ_y	P_4	0.7534 ± 0.0024

МэВ и их погрешности могут быть вычислены с использованием формул

$$\sigma_i^{\text{cum/ind}} = \frac{RR_i^{\text{cum/ind}}}{\Phi_{\text{мон}}}, \quad (10)$$

$$\frac{\Delta\sigma_i^{\text{cum/ind}}}{\sigma_i^{\text{cum/ind}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta RR_i^{\text{cum/ind}}}{R_i^{\text{cum/ind}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi_{\text{мон}}}{\Phi_{\text{мон}}}\right)^2}. \quad (11)$$

Результаты определения сечений представлены в табл. 4, результаты более ранних измерений для

Таблица 3. Значения угловых диапазонов в передней полусфере вокруг Be-мишени и количество нейтронов в них, нормированные на один протон

№ сегмента	Начало сегмента (град)	Конец сегмента (град)	Число нейтронов × 10 ³
1	0.0	25.8	0.842
2	25.8	36.9	0.761
3	36.9	45.6	0.696
4	45.6	53.1	0.637
5	53.1	60.0	0.583
6	60.0	66.4	0.523
7	66.4	72.5	0.440
8	72.5	78.5	0.373
9	78.5	84.3	0.329
10	84.3	90.0	0.301
Сумма			5.486

Таблица 4. Сечения реакции ^{nat}Cu(p, x)⁶¹Cu, ⁶²Cu, ⁶⁴Cu при энергии протонов 21.2 МэВ (настоящая работа)

E, МэВ	^{nat} Cu(p, x) ⁶¹ Cu	^{nat} Cu(p, x) ⁶² Cu		^{nat} Cu(p, x) ⁶⁴ Cu
	σ ± Δσ, мбн	(σ ± Δσ) ^{ind} , мбн	(σ ± Δσ) ^{cum} , мбн	σ ± Δσ, мбн
21.2 ± 0.3	2.24 ± 0.32	—	403 ± 18	96.8 ± 6.5
	2.02 ± 0.44	—	397 ± 18	94.5 ± 15.4
	1.92 ± 0.35	—	369 ± 16	101.9 ± 8.1
	1.99 ± 0.33	—	347 ± 25	110.6 ± 11.1
	2.12 ± 0.38	—	378 ± 17	109.5 ± 9.7
	1.82 ± 0.35	—	398 ± 18	110.4 ± 10.6
	1.85 ± 0.35	—	419 ± 18	94.2 ± 7.4
	1.82 ± 0.45	—	421 ± 20	107.3 ± 21.3
	1.82 ± 0.30	—	428 ± 21	94.8 ± 11.6
	2.13 ± 0.61	—	421 ± 18	95.0 ± 8.5
	2.29 ± 0.33	356 ± 32	533 ± 74	94.8 ± 7.5
	2.27 ± 0.34	364 ± 48	431 ± 50	95.8 ± 7.5
	2.03 ± 0.33	344 ± 22	404 ± 26	90.7 ± 6.5
Среднее	1.97 ± 0.39	355 ± 34	398 ± 19	101.5 ± 11.0

энергий протонов 200, 1200, 1600, 2600 МэВ представлены в табл. 5 [13].

Сравнение полученных сечений реакций $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{60}\text{Cu}$, ^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{64}Cu с экспериментальными данными, содержащимися в базе ядерных данных EXFOR, данными из библиотек TENDL-2023, JENDL-5, PADF-2 [11, 12, 23, 26], а также расчетами, выполненными по программе PHITS-3.31, представлено на рис. 10–13.

9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Представлен модернизированный нейтронный стенд НС-21М на базе линейного ускорителя И-2 НИЦ “Курчатовский институт” (рис. 1). Стенд предназначен для проведения нейтронных исследований с максимальной энергией нейтронов ~21 МэВ. В рамках работ по метрологическому обеспечению стенда разработана расчетно-экспериментальная методика определения выхода

Таблица 5. Сечения реакций $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{60}\text{Cu}$, ^{61}Cu , ^{64}Cu при энергии протонов 200–2600 МэВ [13]

E , МэВ	$^{nat}\text{Cu}(p, x)^{60}\text{Cu}$	$^{nat}\text{Cu}(p, x)^{61}\text{Cu}$	$^{nat}\text{Cu}(p, x)^{64}\text{Cu}$
	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мбн	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мбн	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мбн
200	6.79 ± 0.46	24.70 ± 2.53	21.00 ± 1.46
1200	2.73 ± 0.20	11.97 ± 1.37	18.93 ± 1.43
1600	2.18 ± 0.18	9.97 ± 1.22	19.27 ± 1.64
2600	2.05 ± 0.17	9.97 ± 1.19	18.56 ± 1.64

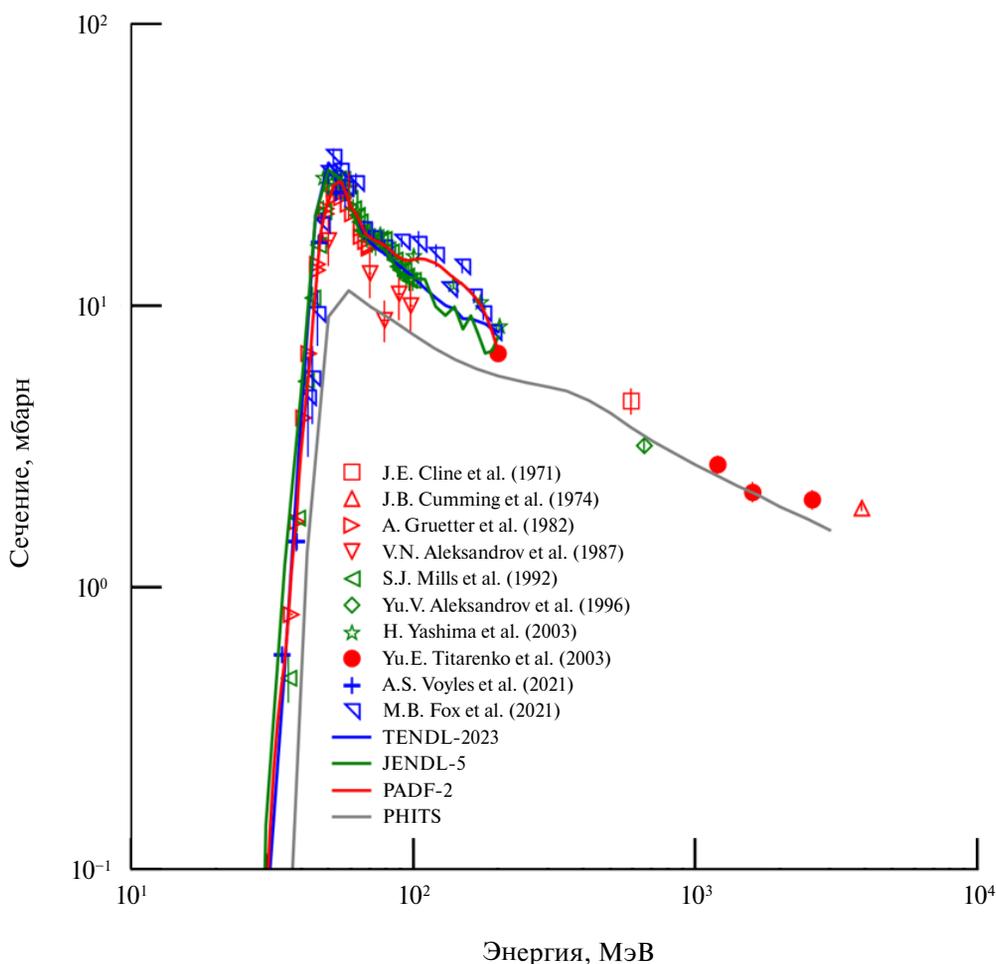


Рис. 10. Функция возбуждения $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{60}\text{Cu}$.

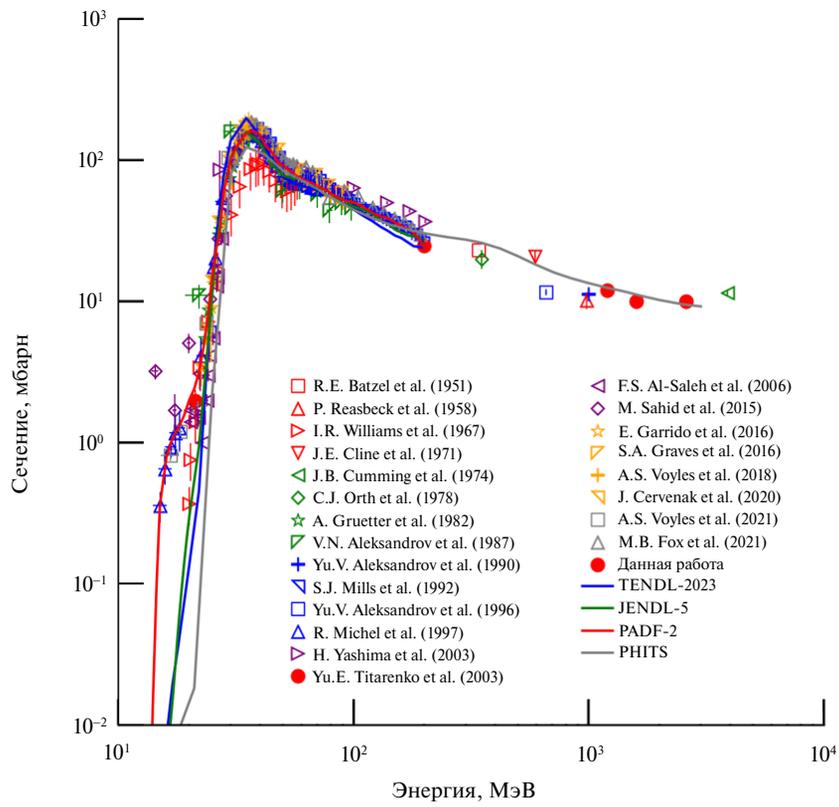


Рис. 11. Функция возбуждения ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{61}\text{Cu}$.

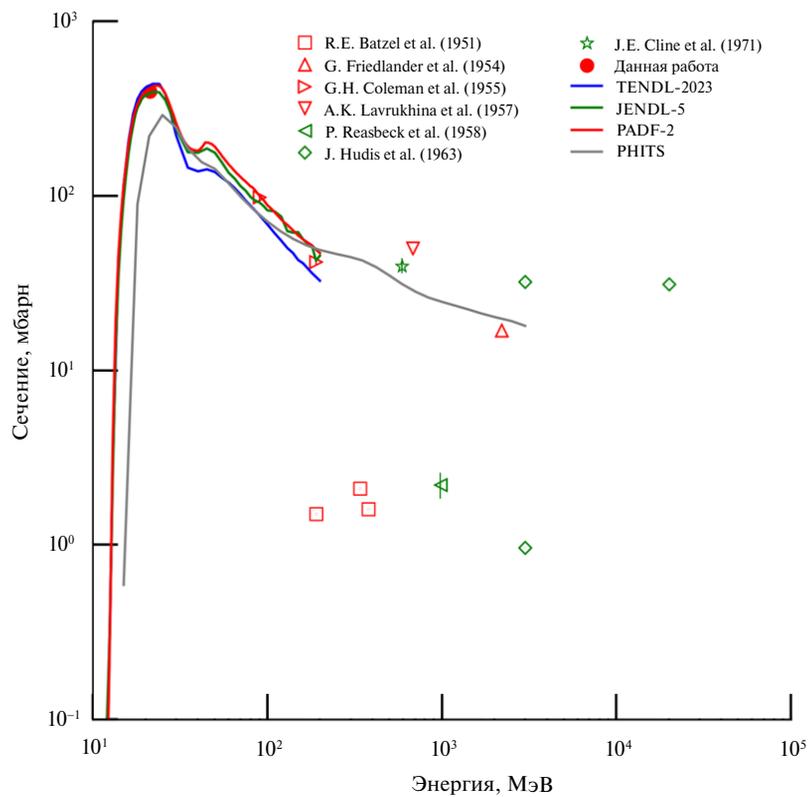


Рис. 12. Функция возбуждения ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Cu}$.

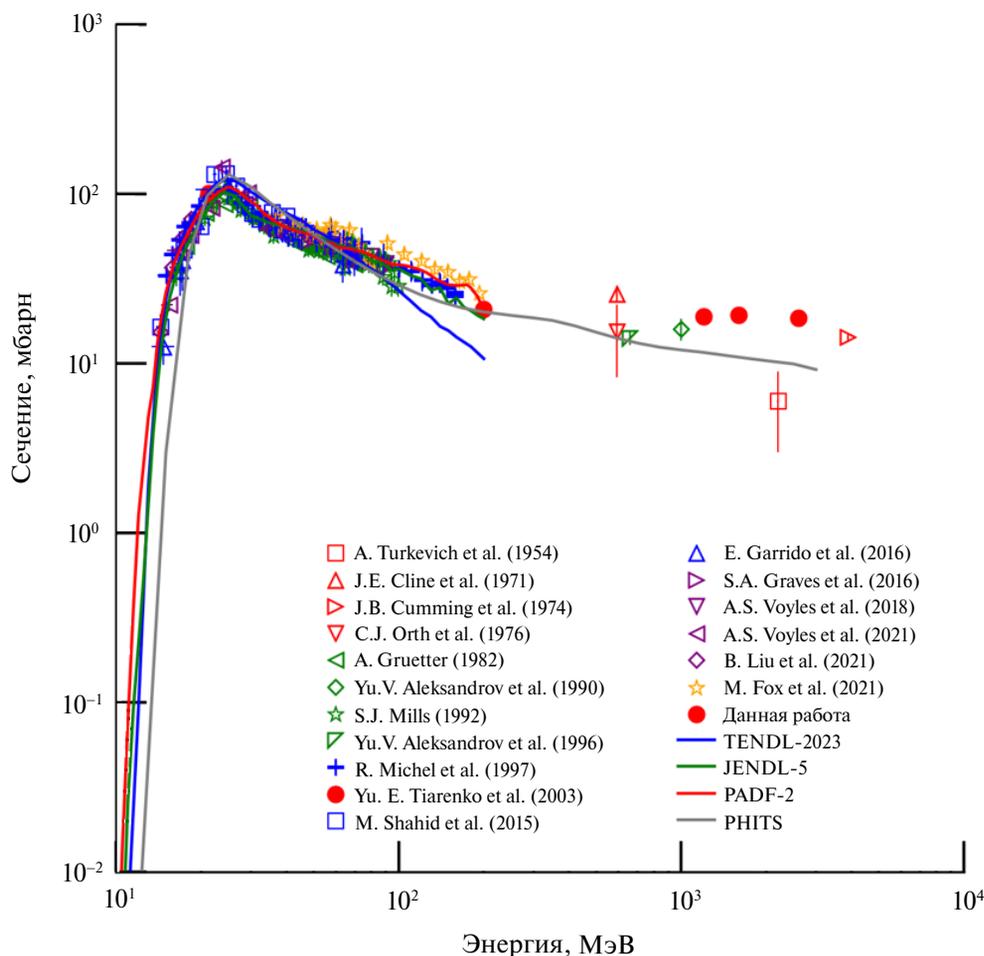


Рис. 13. Функция возбуждения ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{64}\text{Cu}$.

нейтронов из Ве-мишени стенда и предложены аналитические формулы (2), (4), (7) для его вычисления.

Экспериментальное значение выхода нейтронов в НС-21М в переднюю полусферу от Ве-мишени при воздействии на нее протонов с энергией 21.5 МэВ равно $(1.35 \pm 0.09) \times 10^{-2}$ н/пр.

Расчетное значение этой величины, полученное с использованием программы PHITS-3.31 и библиотеки ядерных данных JENDL-5, дает значение 1.18×10^{-2} н/пр, что на 13% ниже экспериментального значения выхода. Учитывая как экспериментальные погрешности, так и погрешности расчетной модели, мы можем сделать вывод о высоком уровне достоверности пакета программ PHITS-3.31 при использовании библиотеки ядерных данных JENDL-5.

Отметим, что поток нейтронов в переднюю полусферу составляет почти 10^{10} н/с, а их энергии достигают значений ~ 21 МэВ, что характеризует данный стенд НС-21М как достаточно высоко-

интенсивный источник нейтронного излучения с энергиями, позволяющими проводить бенч-марк-эксперименты по верификации оцененных сечений пороговых ядерных реакций, а также использовать и в других приложениях, например аттестации дозиметрической аппаратуры, ЭКБ для космических применений и т. д.

Кроме проведения нейтронных исследований стенд НС-21М позволяет проводить измерения сечений образования продуктов протонных реакций, например, для медицинских приложений.

Приводятся детальные измерения параметров протонного пучка для данного диапазона энергий с применением разработанной системы мониторинга.

Измерения сечений ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{60,61,62,64}\text{Cu}$ при энергии протонов 21.2 МэВ дополняют многочисленные данные этих реакций, представленные в базе ядерных данных EXFOR, а их графики функций возбуждения, на которых представлены как расчетные, так и экспериментальные резуль-

таты, демонстрируют отсутствие противоречий с данными других авторов, что характеризует работу разработанной системы мониторинга протонного пучка как стабильную и высокоэффективную.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт” с использованием оборудования центра коллективного пользования “КАМИКС”. Расчеты выполнены с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Е. Титаренко, В. Ф. Батяев, В. Ю. Бландинский, В. М. Живун, М. А. Жигулина, А. А. Ковалишин, Т. В. Кулевой, Б. В. Кутеев, В. О. Легостаев, С. В. Малиновский, К. В. Павлов, В. И. Рогов, А. Ю. Титаренко, Р. С. Халиков, В. С. Столбунов, Н. А. Коваленко и др., *ЯФ* **85**, 388 (2022); <https://doi.org/10.31857/S0044002722060137>
2. Н. Н. Алексеев, В. П. Заводов, Препринт № 81, ИТЭФ (Москва, 1984).
3. В. К. Плотников, И. М. Капчинский, Препринт № 389, ИТЭФ (Москва, 1965).
4. В. А. Баталин, Е. Н. Данильцев, А. А. Жданко, И. М. Капчинский, В. Г. Кульман, Н. В. Лазарев, Б. П. Мулин, И. Х. Невяжский, В. К. Плотников, Б. И. Поляков, Н. К. Титов, Приборы и техника эксперимента, № 5, 9 (1967).
5. И. М. Капчинский, В. К. Плотников, Приборы и техника эксперимента, № 5, 12 (1967).
6. FCT, Fast Current Manual Rev. 4.0.
7. GageScope User's Guide for version 3.1 (Gage Applied Technologies, Inc., 2001).
8. Ю. Е. Титаренко, В. Ф. Батяев, С. П. Боровлев, В. И. Рогов, К. В. Павлов, А. Ю. Титаренко, Р. С. Тихонов, С. А. Феофанов, С. Н. Юлдашев, В. С. Анашин, В. А. Берлянд, А. В. Берлянд, Приборы и техника эксперимента, № 5, 132 (2013).
9. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2015617026 “Программа измерения числа ионов в пучке (GageUn4)”.
10. Ю. Е. Титаренко, С. П. Боровлев, М. А. Бутко, В. М. Живун, К. В. Павлов, В. И. Рогов, А. Ю. Титаренко, Р. С. Тихонов, С. Н. Флоря, А. Б. Колдобский, *ЯФ* **74**, 531 (2011).
11. A. Yu. Konobeyev, D. Leichtle, *PADF-2. Data for Stable Isotopes of Ca, Cr, Fe, and Ni* (Repository KITopen, Karlsruhe Institut für Technologie, 2023).
12. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) Website, International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Services; <https://www-nds.iaea.org/exfor/> (DatabaseVersion of 2024-12-03)
13. Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, E. I. Karpikhin, R. D. Mulambetov, A. B. Koldobsky, V. M. Zhivun, S. V. Mulambetova, K. A. Lipatov, Yu. A. Nekrasov, A. V. Belkin, N. N. Alexeev, V. A. Schegolev, Yu. M. Goryachev, V. E. Luk'yashin, E. N. Firsov, INDC(CCP)-434 (Vienna, 2002); <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0434.pdf>
14. Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, E. I. Karpikhin, V. M. Zhivun, A. V. Ignatyuk, V. P. Lunev, N. N. Titarenko, Yu. N. Shubin, V. S. Barashenkov, INDC(CCP)-0447 (Vienna, 2009); <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0447.pdf>
15. Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, A. A. Belonozhenko, S. P. Borovlev, M. A. Butko, S. N. Florya, R. V. Pavlov, V. I. Rogov, R. S. Tikhonov, A. Yu. Titarenko, V. M. Zhivun, INDC(CCP)-0453 (Vienna, 2009); <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0453.pdf>
16. Ю. Е. Титаренко, И. В. Медников, В. Ф. Батяев, К. В. Павлов, А. Ю. Титаренко, В. О. Легостаев, В. М. Живун, Я. О. Зарицкий, А. А. Ковалишин, В. Д. Давиденко, Б. В. Кутеев, Ю. А. Кашук, С. А. Мещанинов, С. Ю. Обудовский, ВАИТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, вып. 2, 60 (2023).
17. Genie™ 2000 Spectroscopy Software, Mirion Technologies (Canberra), Inc.
18. V. M. Zhivun, Y. E. Titarenko, Certificate of State Registration of the Program for PC №2015617025, Rospatent Federal Service for Intellectual Property (2015).
19. T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, P.-E. Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, H. Shigyo, L. Sihver, K. Niita, *J. Nucl. Sci. Technol.* **55**, 684 (2018).
20. A. Boudard, J. Cugnon, J. C. David, S. Leray, D. Mancusi, *Phys. Rev. C* **87**, 014606 (2013); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.014606>
21. S. Furihata, R. Niita, S. Meigo, Y. Ikeda, F. Maekawa, *The GEM Code — Simulation Program for Evaporation and the Fission Process of an Excited Nucleus*, in JAERI-Data/Code, 2001, 2001–015.
22. JENDL-4.0, <https://wwwndc.jaea.go.jp/jendl/j40/j40.html>
23. O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, F. Minato, S. Nakayama, Y. Abe, K. Tsubakihara, S. Okumura, C. Ishizuka, T. Yoshida, S. Chiba, N. Otuka, J.-C. Sublet, H. Iwamoto, K. Yamamoto, Y. Nagaya, K. Tada, C. Konno, N. Matsuda, K. Yokoyama, H. Taninaka, A. Oizumi, M. Fukushima, S. Okita, G. Chiba, S. Sato, M. Ohta, S. Kwon, *J. Nucl. Sci. Technol.* **60** (1), 1 (2023).
24. Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, V. M. Zhivun, A. Yu. Titarenko, M. A. Butko, K. V. Pavlov, S. N. Florya, W. Gudowski, INDC(CCP)-0448 (Vienna, 2009); <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0448.pdf>
25. G. R. Lynch, O. I. Dahl, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **58**, 6 (1991); [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)95671-Y](https://doi.org/10.1016/0168-583X(91)95671-Y)
26. TENDL-2023 Nuclear Data Library, https://tendl.web.psi.ch/tendl_2023/tendl2023.html

DETERMINATION OF NEUTRON YIELD FROM “THICK” Be TARGET IRRADIATED WITH 21.5 MeV PROTONS USING A PROTON BEAM MONITORING SYSTEM

© 2025 Yu. E. Titarenko¹⁾, A. A. Arkhipov¹⁾, S. A. Balyuk¹⁾, V. F. Batyaev¹⁾, M. V. Batyaeva¹⁾, V. D. Davidenko¹⁾, V. M. Zhivun¹⁾, Ya. O. Zaritskiy¹⁾, A. A. Kovalishin¹⁾, M. V. Kotelnii¹⁾, A. S. Kirsanov¹⁾, T. V. Kulevoy¹⁾, I. V. Mednikov¹⁾, B. A. Novikov¹⁾, A. V. Orlov¹⁾, K. V. Pavlov¹⁾, V. S. Stolbunov¹⁾, A. Yu. Titarenko¹⁾, R. S. Tikhonov¹⁾, M. N. Shlenskii¹⁾, N. A. Kovalenko¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

The results of determining the neutron yield of the NS-21M facility, based on the I-2 linear proton accelerator and 3.8 mm thick Be target under bombardment by 21.5 MeV protons, are presented. This value was obtained by calculating the integral neutron flux passing through the front hemisphere at a specified distance from the center of the Be target relative to the average proton flux transmitted through a collimator of defined diameter. The experimental value of this quantity is $Y_n^{\text{exp}} = (1.35 \pm 0.09) \times 10^{-2}$, while the calculated value $Y_n^{\text{calc}} = 1.18 \times 10^{-2}$ was derived by simulating the full mathematical model of the NS-21M stand using the PHITS-3.31 transport code. For 21.2 MeV protons, reaction cross-sections of $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{61}\text{Cu}$, $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Cu}$, and $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{64}\text{Cu}$ were determined using the monitor reactions $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$ and $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$. Simulated excitation functions for these reactions (TENDL-2023, JENDL-5, PADF-2, and PHITS-3.31 with the INCL model) were plotted over the 0.01–3 GeV range alongside experimental data from EXFOR.