

## ПОИСК ТЕТРАНЕЙТРОНА В РЕАКЦИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА ВИСМУТА

Т.В. КОТАНДЖЯН<sup>1\*</sup>, А.Ю. АЛЕКСАНЯН<sup>1</sup>, А.О. КЕЧЕЧЯН<sup>2</sup>,  
С.М. АМИРХАНИЯН<sup>1</sup>, Г.Р. ГУЛКАНЯН<sup>1</sup>, В.С. ПОГОСОВ<sup>1</sup>, Л.А. ПОГОСЯН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия,

\* e-mail: tigran.kotanjyan@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 7 сентября 2022 г.)

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) при средних энергиях  $\hat{E}_e = 28$  и 30 МэВ (с гауссовской шириной  $\sigma_e \approx 0.7$  МэВ) осуществлен поиск околопорогового образования четырехнейтронной системы в индуцированной тормозными фотонами реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  (с порогом  $E_{\gamma}^{th} = 29.5$  МэВ). В эксперименте был применен метод активационного анализа. Гамма-спектроскопические измерения проводились в подземной низкофоновой лаборатории ННЛА. Благодаря низкофоновым условиям удастся при  $E_e = 30$  МэВ надежно идентифицировать ядро  $^{205}\text{Bi}$  и впервые определить взвешенное по спектру тормозных фотонов сечение  $\sigma_w$  и усредненное по спектру тормозных фотонов сечение  $\langle\sigma\rangle$  этого редкого околопорогового процесса:  $\sigma_w = (4.42 \pm 0.48) \times 10^{-4}$  мб и  $\langle\sigma\rangle = (1.95 \pm 0.22)$  мб. При энергии  $\hat{E}_e = 28$  МэВ образования  $^{205}\text{Bi}$  не наблюдается. Низкофоновые условия позволяют также наблюдать редкий процесс распада долгоживущего ( $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5$  лет) радионуклида  $^{208}\text{Bi}$ , образованного в однеитронной реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ , и измерить при энергиях  $\hat{E}_e = 28$  и 30 МэВ ее взвешенное и среднее сечения, соответственно,  $\sigma_w = (19.6 \pm 3.5)$  и  $(16.4 \pm 2.2)$  мб и  $\langle\sigma\rangle = (139 \pm 25)$  и  $(142 \pm 19)$  мб. На основе данных при  $\hat{E}_e = 28$  МэВ установлена верхняя граница  $10^{-5}$  выхода реакции образования гипотетического связанного состояния четырех нейтронов (тетранейтрона) по отношению к выходу реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ . Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с предсказаниями моделей TALYS1.9 и FLUKA. Показано, что предсказания моделей сильно (более чем на порядок) занижены по сравнению с измеренным при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ сечением реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$ . Такое расхождение может быть обусловлено тем, что в моделях не предусмотрена возможность образования коррелированных нейтронных систем, в частности, резонансного состояния четырех нейтронов с энергией возбуждения около 2.4 МэВ, обнаруженного недавно в реакции  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^1\text{H}+^4\text{He})4n$ . По-видимому, наблюдаемое в данной работе околопороговое образование четырехнейтронной системы может служить косвенным указанием на ее резонансный характер.

### 1. Введение

Поиск связанных состояний нейтронов (нейтронных ядер) долгое время остается одной из актуальных задач ядерной физики. Обнаружение таких состояний имело бы далеко идущие последствия для уточнения наших представлений

о свойствах ядерных сил и о структуре атомного ядра, а также о механизмах космического нуклеосинтеза и формирования нейтронных звезд. Хотя имеющиеся теоретические предсказания, как правило, указывают на маловероятность существования нейтронных ядер (см. недавний обзор [1], а также работы [2–4]), недостаток знания свойств нейтрон–нейтронных взаимодействий, а также трехнейтронных и многонейтронных сил не позволяет сделать однозначных выводов касательно этой проблемы (см., например, обзорные работы [5,6]). Ситуация неоднозначна также с точки зрения экспериментальных данных. Хотя в большинстве экспериментов были получены отрицательные результаты, опубликованные недавно данные содержат указания на существование связанных или резонансных многонейтронных состояний. Так, в работе [7] было наблюдеено несколько событий, соответствующих выбиванию связанного тетранейтрона ( $^4n$ ) из ядра  $^{14}\text{Be}$ . В работах [8,9] было наблюдеено образование резонансного («квазисвязанного») четырехнейтронного состояния в реакциях  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})4n$  и  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^1\text{H}+^4\text{He})4n$ . В работе [10], где изучалась реакция трехпротонной передачи  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})4n$ , было получено указание на существование связанного состояния  $^4n$  с энергией связи  $0.42 \pm 0.16$  МэВ. В работах [11,12] были осуществлены эксперименты по поиску связанных многонейтронных систем,  $^xn$ , вылетающих при  $\alpha$ -индуцированном делении  $^{238}\text{U}$ , используя для их идентификации вторичные мишени из  $^{88}\text{Sr}$  [11] и  $^{27}\text{Al}$  [12], в которых  $^xn$  может вступить в реакцию передачи ядру-мишени нескольких нейтронов с образованием характерных дочерних радиоактивных ядер, подлежащих последующей идентификации при помощи  $\gamma$ -спектроскопии; в этих экспериментах было наблюдеено образование радиоактивных ядер  $^{92}\text{Sr}$  и  $^{28}\text{Mg}$ , которые по мнению авторов, образуются в реакциях, соответственно,  $^xn(^{88}\text{Sr}, ^{92}\text{Sr})(x-4)n$  и  $^xn(^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Mg})p(x-2)n$ , инициируемых, по всей вероятности, шестинейтронными ядрами  $^6n$ . Сравнительно недавно были опубликованы [13] результаты измерения  $\gamma$ -спектра калифорниевого источника, которые были интерпретированы авторами как возможное проявление октанейтронной ( $^8n$ ) радиоактивности ядра  $^{252}\text{Cf}$  с вероятностью  $R_8 = 1.74 \times 10^{-6}$  по отношению к  $\alpha$ -распаду; этот результат, однако, не был подтвержден выполненными в работе [14] измерениями, из которых следует более строгое ограничение  $R_8 < 5 \times 10^{-7}$ . Одновременно в работе [14] был установлен также верхний предел секстанейтронной радиоактивности ядра  $^{250}\text{Cf}$ :  $R_6 < 7 \times 10^{-6}$ .

Целью настоящей работы является попытка поиска фотовыбивания тетранейтрона из ядра висмута, а именно, реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  с образованием дочернего радионуклида  $^{205}\text{Bi}$  вблизи порога этой реакции ( $E_\gamma^{\text{th}} = 29.5$  МэВ) с использованием тормозных фотонов, образованных электронами со средними энергиями  $\hat{E}_e = 28$  и  $30$  МэВ (с гауссовским разбросом шириной  $\sigma_e \approx 0.7$  МэВ) на линейном ускорителе электронов ННЛА [15].

## 2. Экспериментальная часть

Эксперимент проводился на пучке линейного ускорителя при энергиях начальных электронов  $\hat{E}_e = 28$  и  $30$  МэВ (с разбросом по энергии примерно 2.5%). Следует отметить, что экспериментальное наблюдение образования  $^{205}\text{Bi}$  при  $\hat{E}_e = 28$  МэВ возможно (с учетом энергетического разброса) лишь при существовании связанного состояния  $^4n$  с энергией связи по меньшей мере  $\sim 1$  МэВ.

Именно этим обусловлен выбор энергии фотонов 28 МэВ для исследования околопорогового образования тетранейтрона в реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma,4n)^{205}\text{Bi}$ . Выведенный из ускорителя пучок электронов проходил через отклоняющий магнит и направлялся на облучаемую установку, проходя предварительно стальной коллиматор с внутренним диаметром 14 мм и длиной 32 мм (при энергии  $\hat{E}_e = 30$  МэВ в него вставлялся также алюминиевый коллиматор с внутренним диаметром 10 мм и длиной 17 мм). Непосредственно после коллиматора были последовательно расположены вольфрамовый радиатор для генерации тормозных фотонов, алюминиевый поглотитель электронов, тонкая медная мишень и мишень из кристалла германата висмута ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  или BGO). При  $\hat{E}_e = 28$  МэВ вольфрамовый радиатор имел толщину 2 мм и квадратный профиль размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>, алюминиевый поглотитель – цилиндрическую форму толщиной 30 мм и диаметром 20 мм, медная мишень – толщину 50 мкм и квадратный профиль размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>, BGO мишень – толщину 2 мм и квадратный профиль размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>. При  $\hat{E}_e = 30$  МэВ вольфрамовый радиатор имел цилиндрическую форму толщиной 2 мм и диаметром 12 мм, алюминиевый поглотитель – цилиндрическую форму толщиной 20 мм и диаметром 12 мм, медная мишень – толщину 25 мкм и круглый профиль диаметром 12 мм, BGO мишень – толщину 1 мм и круглый профиль диаметром 12 мм. Схематическое изображение мишенной системы можно найти в [16,17]. Медная мишень (с естественным содержанием 69.1% и 30.9% изотопов  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$ ) использовалась для измерения выхода мониторинговой реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ , относительно сечения (функция возбуждения)  $\sigma_m(E_\gamma)$  которой имеются экспериментальные данные практически во всей области энергий  $E_\gamma$ , где  $\sigma_m(E_\gamma)$  достаточно значимо [18, 19]. На основе выхода мониторинговой реакции оценивался средний ток электронов  $I_e$  за время облучения при данной  $E_e$  (см. подробности в работе [20]). Продолжительность облучения при  $\hat{E}_e = 28$  и 30 МэВ составила, соответственно, полтора часа и два часа.

Надежная идентификация  $^{205}\text{Bi}$  по характерному  $\gamma$ -излучению, сопровождающему его  $\beta$ -распад (с периодом полураспада  $T_{1/2} = 15.31$  дней), может служить однозначным свидетельством о вылете из ядра  $^{209}\text{Bi}$  четырех сопутствующих нейтронов. Гамма-спектроскопические измерения висмутосодержащих мишеней проводились с помощью экспериментальной установки на основе германиевого детектора HPGe GCD-20180, установленного в подземной лаборатории ННЛА [21, 22] в Аванском соляном руднике на глубине 650 метров водного эквивалента. Чувствительный объём кристалла германия составляет 101.2 см<sup>3</sup>. Разрешение детектора при 1.33 МэВ равно 1.8 кэВ. Детектор окружен защитой из радиационно-чистых свинца и меди для подавления влияния внешнего фона. Для предотвращения попадания радона в установку она окружена полиэтиленовым мешком, который продувается азотом. Подробное описание германиевого детектора и методики его калибровки можно найти в [16].

Спектр тормозных фотонов, знание которого необходимо для расчета взвешенного по нему сечения мониторинговой реакции и определения среднего тока электронов  $I_e$ , вычислялся с использованием программного пакета GEANT-4 (версия 10.4) [23]. Кроме основного вклада в спектр от вольфрамового радиатора учитывались также тормозные фотоны, образованные в коллиматорах и алюминиевом замедлителе (см. подробности в [16,17,20]). В расчетах учитывался

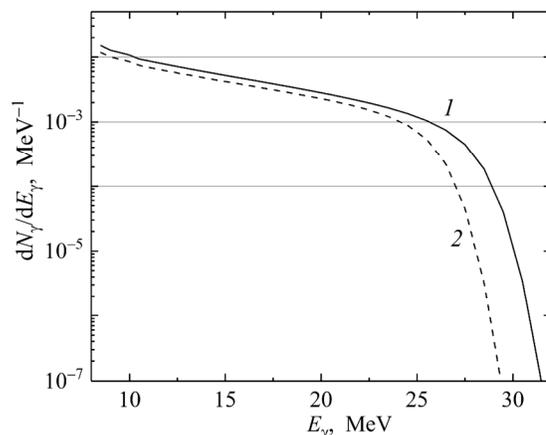


Рис.1. Рассчитанный по GEANT-4 спектр фотонов (на один первичный электрон), падающих на медную мишень при  $\hat{E}_e = 30$  (кривая 1) и 28 МэВ (кривая 2).

энергетический разброс пучка электронов. На рис.1 приведены результирующие спектры на медной мишени при  $\hat{E}_e = 28$  и 30 МэВ. Аналогичным образом рассчитывался спектр тормозных фотонов, падающих на мишень ВГО.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

При измерениях облученные мишени, как правило, располагались на расстоянии 105 мм от крышки германиевого кристалла. В случае мониторинговой реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$  с образованием сравнительно короткоживущего изотопа  $^{64}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 12.7$  часов) измерения проводились сначала в наземном помещении с использованием установки на базе сверхчистого германиевого детектора HPGe Ortec GEM15P4-70.

В случае реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  с образованием сравнительно долгоживущего изотопа  $^{205}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 15.31$  дней) облученная мишень ВГО остывала в течение нескольких дней, затем в течение 2–3 месяцев проводилась серия измерений в подземной лаборатории продолжительностью 3–4 дней на каждое измерение. Проводились также дополнительные продолжительные измерения с целью определения выхода долгоживущего изотопа  $^{208}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5$  лет) в реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  и отношения выходов четырехнейтронной и однойнейтронной реакций. При определении выходов изотопов висмута были использованы следующие гамма-линии, энергии  $E_\gamma$  (в кэВ) и относительные интенсивности  $I_\gamma$  (в %), которые составляют для  $^{205}\text{Bi}$ : 703.4 (31.1%) и 1764.3 (32.4%); для  $^{208}\text{Bi}$ : 2614.5 (99.8%) [24]. Для обеспечения возможно большей эффективности при регистрации линии 2614.5, мишень располагалась на близком расстоянии (2 мм) от крышки германиевого кристалла. При этом не возникает необходимости внесения поправок на истинные совпадения, т.к. эта линия не сопровождается другими распадными линиями.

В качестве примеров на рис.2–5 приведен ряд измеренных спектров  $\gamma$ -квантов от мишени ВГО вблизи энергий  $E_\gamma = 703.4$  кэВ, 1764.3 кэВ и

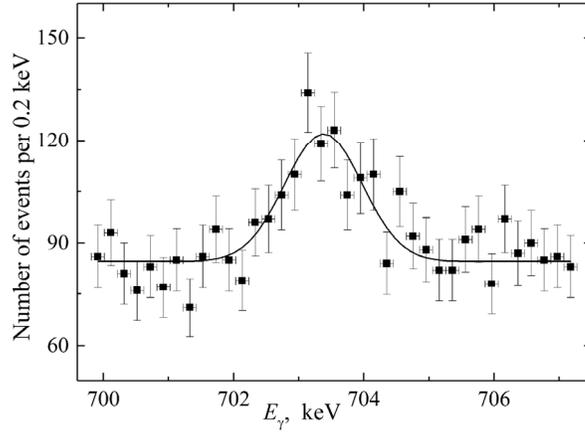


Рис.2  $\gamma$ -спектр от VGO мишени вблизи энергии  $E_\gamma = 703.4$  кэВ при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ.

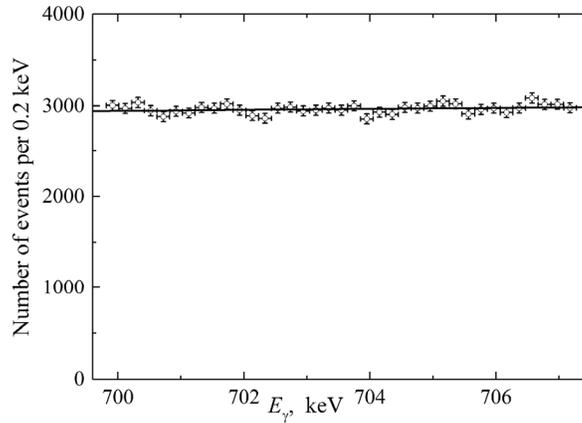


Рис.3  $\gamma$ -спектр от VGO мишени вблизи энергии  $E_\gamma = 703.4$  кэВ при  $\hat{E}_e = 28$  МэВ.

2614.5 кэВ. Низкофоновые условия, созданные в подземной лаборатории, позволяют однозначно идентифицировать  $\gamma$ -линии исследуемых радиоизотопов: удастся выделить  $\gamma$ -линии с энергиями 703.4 и 1764.3 кэВ (рис.2 и 4) и надежно идентифицировать редкий околопороговый процесс  $^{209}\text{Bi}(\gamma,4n)^{205}\text{Bi}$  при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ. В случае линии  $E_\gamma = 1764.3$  кэВ необходимо учесть вклад линии 1764.5 кэВ радиоизотопа  $^{214}\text{Bi}$ , образующегося в распадной цепочке содержащихся в окружающем воздухе радона ( $^{222}\text{Rn}$ ) и окружающих материалах урана ( $^{238}\text{U}$ ). Этот вклад определяется путем измерения площади фотопика полного поглощения для линии  $E_\gamma = 609.3$  кэВ изотопа  $^{214}\text{Bi}$  (рис.4).

Удается также выделить  $\gamma$ -линию с энергией 2614.5 кэВ (рис.5) долгоживущего дочернего радиоизотопа  $^{208}\text{Bi}$  благодаря значительному подавлению в низкофоновой лаборатории вклада от цепочки распада  $^{232}\text{Th}$  (содержащегося в окружающих материалах), и тем самым однозначно идентифицировать однеитронную реакцию  $^{209}\text{Bi}(\gamma,n)^{208}\text{Bi}$ .

Достоверность идентификации ядра  $^{205}\text{Bi}$  проверялась при помощи анализа

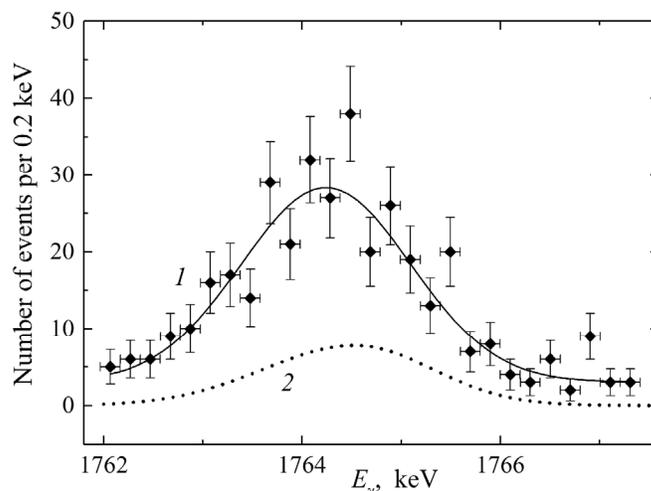


Рис.4.  $\gamma$ -спектр от ВГО мишени вблизи энергии  $E_\gamma = 1764.3$  кэВ при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ. Кривой 2 показан фоновый вклад линии  $E_\gamma = 1764.5$  кэВ изотопа  $^{214}\text{Bi}$ , образующегося в распадной цепочке содержащегося в окружающих материалах  $^{238}\text{U}$ .

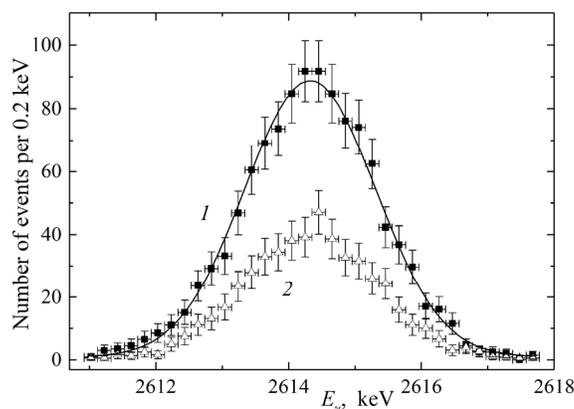


Рис.5.  $\gamma$ -спектр от ВГО мишени вблизи энергии  $E_\gamma = 2614.5$  кэВ при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ. Знаками на кривой 2 показан нормированный фон от содержащегося в окружающих материалах  $^{232}\text{Th}$ .

кривой его распада, приведенной на рис.6. Полученное подгоночное значение периода полураспада  $T_{1/2} = 15.7 \pm 4.8$  дней сопоставимо с табличным значением 15.31 дней для  $^{205}\text{Bi}$ . Из рис.6 также видно, что результаты измерений для двух линий  $E_\gamma = 703.4$  кэВ и 1764.3 кэВ в пределах ошибок согласуются друг с другом.

При подпороговой энергии  $\hat{E}_e = 28$  МэВ не наблюдается указаний на наличие сигнала от линии  $E_\gamma = 703.4$  кэВ, как это следует из рис.3 и результатов (не приведенных в данной статье) других дополнительных четырех измерений спектра вблизи этой линии. Горизонтальной (фоновой) линией на рис.3 показан результат фита данных при фиксированной нулевой величине вклада от распадной линии  $E_\gamma = 703.4$  кэВ. Оценка верхней границы этого вклада осуществлялась следующим образом. При подгонке всех вышеупомянутых пяти спектров в фитируемую

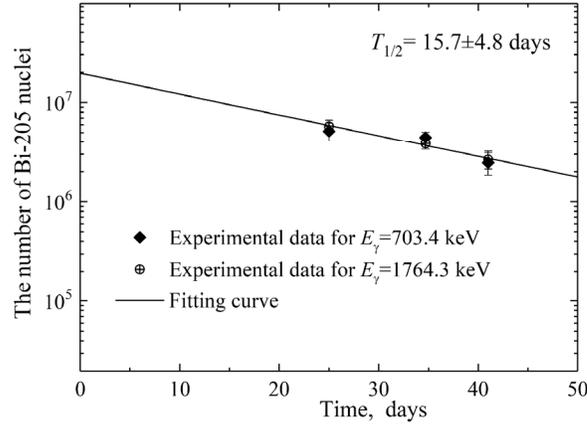


Рис.6. Кривая распада изотопа  $^{205}\text{Bi}$  при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ. Экспериментальные точки соответствуют линиям распада 1764.3 кэВ и 703.4 кэВ. Линия – результат экспоненциального фитирования.

функцию кроме фоновой линии включался также гипотетический фиксированный вклад (в виде гауссовской функции) от распадной линии и прослеживался рост суммарной (по всем пяти спектрам) величины  $\chi^2_{\min}$  в зависимости от увеличения этого гипотетического вклада. Верхней границей (на уровне достоверности 68%) последнего бралось значение, соответствующее росту величины  $\chi^2_{\min}$  на единицу ( $\Delta\chi^2_{\min} = 1$ ), по сравнению со случаем фиксированного нулевого вклада от распадной линии.

Полученное в результате спектроскопического анализа значение (или его верхняя граница) площади фотопика полного поглощения для гамма-линии данного радиоизотопа использовалось для оценки его выхода  $Y$  (или его верхней границы), который в данной работе определяется как количество ядер этого радиоизотопа, образованных в мишени за секунду её облучения тормозными фотонами. Величина  $Y$  связана с используемым иногда в литературе выходом  $y$ , нормированным на средний ток  $I_e$  первичных электронов следующим образом:  $y = Y/I_e$  (см. например, работу [25]). Выходы  $Y$  определялись по следующей формуле:

$$Y = \frac{S(t_R / t_L)\lambda}{I_e \varepsilon_\gamma (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_R})}, \quad (1)$$

где  $S$  – площадь фотопика полного поглощения,  $\varepsilon_\gamma$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта,  $\lambda$  – постоянная распада данного радиоизотопа,  $t_e$  – время облучения,  $t_c$  – время между концом облучения и началом измерений (время остывания),  $t_R$  и  $t_L$  – реальное и живое время гамма-спектроскопического измерения. Отношение  $t_L/t_R$  в среднем составляло 95% в случае наземных измерений и 99.5% в случае подземных измерений. В качестве окончательной оценки  $Y^{\text{exp}}$  бралось усредненное по кратным измерениям значение. С другой стороны,  $Y^{\text{exp}}$  может быть представлен как

$$Y^{\text{exp}} = I_e \nu_t \sigma_w, \quad (2)$$

где  $\nu_t$  – количество ядер мишени на единичную площадь, составляющее  $\nu_t = 6.56 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$  ( $1.312 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ ) для  $^{65}\text{Cu}$  в медной мишени и  $\nu_t = 2.756 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  ( $1.378 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ) для  $^{209}\text{Bi}$  в BGO мишени при  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$  (30 МэВ);  $\sigma_w$  – взвешенное сечение, получаемое путем свертывания функции возбуждения  $\sigma(E_\gamma)$  данной реакции со спектром  $W(E_\gamma, E_e)$  тормозных фотонов, падающих на соответствующую мишень (вычисляемым при помощи программного пакета GEANT4):

$$\sigma_w = \int \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma. \quad (3)$$

Из анализа результатов спектроскопических измерений для мониторинжной реакции с использованием выражений (1)–(3) были извлечены следующие значения для  $I_e$ :  $(3.46 \pm 0.36) \times 10^{12} \text{ сек}^{-1}$  при 28 МэВ и  $(4.33 \pm 0.47) \times 10^{12} \text{ сек}^{-1}$  при 30 МэВ. В приведенных ошибках, помимо статистической ошибки определения площади фотопика  $S$ , учтены также погрешности других входящих в выражение (1) величин, составляющих около 5% для  $\varepsilon_\gamma$ , 2% для  $I_\gamma$ , 1% для  $\lambda$ , 2% для  $t_e$  и менее 1% для  $t_c$ ,  $t_R$  и  $t_L$ .

Полученные оценки тока, наряду с измеренными значениями выходов  $Y^{\text{exp}}$  изучаемых реакций, использовались для определения из соотношения (2) взвешенного сечения  $\sigma_w$ , а также усредненного по спектру тормозных фотонов сечения  $\langle \sigma \rangle = \sigma_w / w$  для этой реакции, где

$$w = \int W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma \quad (4)$$

представляет собой приходящееся на один первичный электрон количество тормозных фотонов с энергиями выше порога  $E_\gamma^{\text{min}}$  исследуемой реакции ( $E_\gamma^{\text{min}} = 7.5 \text{ МэВ}$  и  $29.5 \text{ МэВ}$ , соответственно, для однейтронной и четырехнейтронной реакций). В верхнем пределе интегрирования  $E_\gamma^{\text{max}}$  в выражениях (3) и (4) учитывается разброс по энергии  $\hat{E}_e$  первичных электронов (см. также Рис.1): при  $\hat{E}_e = 30 \text{ МэВ}$  он принимался равным  $E_\gamma^{\text{max}} = 33 \text{ МэВ}$ , а при  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$  –  $E_\gamma^{\text{max}} = 31 \text{ МэВ}$ .

Полученные значения  $Y^{\text{exp}}$ ,  $\sigma_w$  и  $\langle \sigma \rangle$  (или их верхние пределы для четырехнейтронной реакции при  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$ ) представлены в табл.1. Можно заметить, что измеренные в данной работе сечения  $\langle \sigma \rangle$  реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  в пределах ошибок, по крайней мере качественно согласуются с полученными на основе данных [25,26], а также предсказываемыми в моделях TALYS1.9 [27] и FLUKA [28] значениями. Отметим также, что предсказываемое моделями ненулевое значение усредненного сечения реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  при  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$  обусловлено разбросом по энергии  $\hat{E}_e$  (см. выше).

Отношение выходов (или взвешенных сечений)  $R = Y^{\text{exp}}(^{205}\text{Bi}) / Y^{\text{exp}}(^{209}\text{Bi}) = \sigma_w(^{205}\text{Bi}) / \sigma_w(^{209}\text{Bi}) = (2.6 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  при  $\hat{E}_e = 30 \text{ МэВ}$  можно рассматривать как одну из возможных оценок верхнего предела выхода четырехнейтронной связанной системы по отношению к выходу одиночного нейтрона (безотносительно энергии связи гипотетического тетранейтрона). Этот предел на уровне достоверности 68% составляет примерно  $3 \times 10^{-5}$ . Более строгое ограничение  $R < 10^{-5}$  получается из приведенных в табл.1 данных при подпороговой энергии  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$ .

Из данных табл.1 следует, что предсказания моделей TALYS1.9 и FLUKA сильно занижены по сравнению с измеренным при  $\hat{E}_e = 30 \text{ МэВ}$  выходом реакции

Табл.1. Выходы  $Y^{\text{exp}}$ , взвешенные и усредненные сечения, соответственно,  $\sigma_w$  и  $\langle\sigma\rangle$  (или их верхние границы) реакций  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  и  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  и их сравнение с модельными предсказаниями. Приведенные ошибки сечений включают также систематические погрешности

	$\hat{E}_e = 30 \text{ МэВ}$		$\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$	
	$^{208}\text{Bi}$	$^{205}\text{Bi}$	$^{208}\text{Bi}$	$^{205}\text{Bi}$
$Y^{\text{exp}}, \text{сек}^{-1}$	$(9.81 \pm 0.95) \times 10^7$	$(2.56 \pm 0.28) \times 10^3$	$(1.87 \pm 0.30) \times 10^8$	$< 1.2 \times 10^3$
$\sigma_w, \text{мб}$	$16.4 \pm 2.2$	$(4.42 \pm 0.48) \times 10^{-4}$	$19.6 \pm 3.5$	$< 2 \times 10^{-4}$
$\langle\sigma\rangle, \text{мб}$	$142 \pm 19$	$1.95 \pm 0.22$	$139 \pm 25$	
$\langle\sigma\rangle, \text{мб}$ на основе данных [25,26]	$169 \pm 17$		$173 \pm 17$	
$\langle\sigma\rangle, \text{мб}$ (TALYS1.9)	179	0.139	163	0.0164
$\langle\sigma\rangle, \text{мб}$ (FLUKA)	158	0.0183	142	0.00014

$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$ . Такое расхождение, по-видимому, обусловлено тем, что в моделях не предусмотрена возможность образования коррелированных нейтронных систем, в частности, резонансного состояния четырех нейтронов с энергией возбуждения  $E^* = 2.37 \text{ МэВ}$  и шириной  $\Gamma = 1.75 \text{ МэВ}$ , обнаруженного недавно в реакции  $^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$  [9].

#### 4. Заключение

На линейном ускорителе электронов ННЛА с использованием тормозных фотонов и метода активационного анализа осуществлен поиск связанного состояния четырех нейтронов (тетранейтрона) в реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$ , при средних энергиях электронов  $\hat{E}_e = 28$  и  $30 \text{ МэВ}$  (с разбросом энергии около 2.5%), около порога этой реакции ( $E_\gamma^{\text{th}} = 29.5 \text{ МэВ}$ ). Идентификация дочернего ядра  $^{205}\text{Bi}$  проводилась путем гамма-спектроскопических измерений в подземной низкофоновой лаборатории ННЛА. Благодаря низкофоновым условиям удастся при  $\hat{E}_e = 30 \text{ МэВ}$  надежно идентифицировать это ядро и определить взвешенное по спектру тормозных фотонов сечение  $\sigma_w$  и усредненное по спектру тормозных фотонов сечение  $\langle\sigma\rangle$  этого редкого околопорогового процесса:  $\sigma_w = (4.42 \pm 0.48) \times 10^{-4} \text{ мб}$  и  $\langle\sigma\rangle = (1.95 \pm 0.22) \text{ мб}$ . При энергии  $\hat{E}_e = 28 \text{ МэВ}$  образования  $^{205}\text{Bi}$  не наблюдается; для верхней границы взвешенного сечения  $\sigma_w$  искомой реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  на уровне достоверности 68% получено  $2 \times 10^{-4} \text{ мб}$ . Низкофоновые условия позволяют также наблюдать редкий процесс распада долгоживущего ( $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5 \text{ лет}$ ) радионуклида  $^{208}\text{Bi}$ , образованного в однойнейтронной реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ , и измерить при энергиях  $E_e = 28$  и  $30 \text{ МэВ}$  ее взвешенное и

среднее сечения, соответственно,  $\sigma_w = (19.6 \pm 3.5)$  и  $(16.4 \pm 2.2)$  мб и  $\langle \sigma \rangle = (139 \pm 25)$  и  $(142 \pm 19)$  мб. На основе данных при  $\hat{E}_e = 28$  и  $30$  МэВ, для верхней границы выхода реакции образования гипотетического тетранейтрона по отношению к выходу однопоточной реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  получены на уровне достоверности 68%, соответственно значения  $10^{-5}$  и  $3 \times 10^{-5}$ . Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с предсказаниями моделей TALYS1.9 и FLUKA, показывающее, что эти предсказания сильно (более чем на порядок) занижены по сравнению с измеренным при  $\hat{E}_e = 30$  МэВ выходом реакции  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$ . Такое расхождение может быть обусловлено тем, что в моделях не предусмотрена возможность образования коррелированных нейтронных систем, в частности, резонансного состояния четырех нейтронов с энергией возбуждения  $E^* \approx 2.4$  МэВ, обнаруженного недавно в реакции  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^1\text{H}+^4\text{He})4n$  [10]. По-видимому, наблюдаемое в данной работе околопороговое образование четырехнейтронной системы может служить косвенным указанием на резонансный характер этой системы.

Авторы выражают благодарность персоналу линейного ускорителя ННЛА (ЕрФИ) за обеспечение пучками электронов для облучения экспериментальной установки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по Науке РА в рамках научных проектов № 21SCG-1C018 и № 21T-1C253.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **F.M. Marqués.** arXiv:2106.00516 [nucl-ex], 2021.
2. **N.T. Timofeyuk.** J. Phys., **G29**, L3 (2003).
3. **E. Hiyama, R. Lazauskas, J. Carbonell, M. Kamimura.** arxiv:1604.04363 [nucl-th], 2016.
4. **A.M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, J.P. Varyet.** arxiv:1607.05631 [nucl-th], 2016.
5. **K. Bodek.** Few-Body Systems, **55**, 713 (2014).
6. **R.Ya. Kezarashvili.** arxiv:1608.00169 [nucl-th], 2016.
7. **F.M. Marqués, M. Labiche, N.A. Orr, J.C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, U.C. Bergmann, M.J.G. Borge, W.N. Catford, S.P.G. Chappell et al.,** Phys. Rev. C, **65**, 044006 (2002).
8. **K. Kisamori, S. Shimoura, H. Miya, S. Michimasa, S. Ota, M. Assie, H. Baba, T. Baba, D. Beaumel, M. Dozono et al.,** Phys. Rev. Lett., **116**, 052501 (2016).
9. **M. Duer, T. Aumann, R. Gernhäuser, V. Panin, S. Paschalis, D.M. Rossi, N.L. Achouri, D. Ahn, H. Baba, C.A. Bertulani et al.,** Nature, **606**, 678 (2022).
10. **T. Faestermann, A. Bergmaier, R. Gernhäuser, D. Kolla, M. Mahgoub.** Phys. Lett. B, **824**, 136799 (2022).
11. **B.G. Novatsky, E. Yu. Nikolsky, S.B. Sakuta, D.N. Stepanov.** JETP Lett., **96**, 280 (2012).
12. **B.G. Novatsky, S.B. Sakuta and D.N. Stepanov.** JETP Lett., **98**, 656 (2013).
13. **G.N. Dudkin, A.A. Garapatskii, V.N. Padalko.** Nucl. Instr. Meth. A, **760**, 73 (2014).
14. **G. Ayvazyan, H. Gulkanyan, V. Pogosov, L. Poghosyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 1 (2016).
15. **A. Sirunyan, A. Hakobyan, G. Ayvazyan, A. Babayan, H. Vardanyan, G. Zohrabyan, K. Davtyan, H. Torosyan, A. Papyan.** J. Contemp. Phys., **53**, 271 (2018).

16. A.S. Hakobyan, A.Y. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, H.R. Gulkanyan, T.V. Kotanjyan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan. J. Contemp. Phys., **55**, 111 (2020).
17. A. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, A. Balabekyan, N.A. Demekhina, H.R. Gulkanyan, T.V. Kotanjyan, V. Mangasaryan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan, S. Faltajanyan. J. Contemp. Phys., **55**, 275 (2020).
18. S.C. Fultz, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell, R.R. Harvey. Phys. Rev. B, **133**, 1149 (1964).
19. V.V. Varlamov, A.I. Davydov, M.A. Makarov, V.N. Orlin, N.N. Peskov. Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, **80**, 317 (2016).
20. A. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, H.R. Gulkanyan, T.V. Kotanjyan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan. J. Contemp. Phys., **57**, 112 (2022).
21. A.A. Vasenko, I.V. Kirpichnikov, V.A. Kuznetsov, A.S. Starostin, A.G. Djanyan, V.S. Pogosov, S.P. Shachysisyan, A.G. Tamanyan. Mod. Phys. Lett. A, **5**, 1299 (1990).
22. A.R. Balabekyan, N.A. Demekhina, E. Melyan, S. Faltajanyan, A. Aleksanyan, S. Amirkhanyan, H. Gulkanyan, T. Kotanjyan, A.S. Hakobyan. J. Contemp. Phys., **55**, 1 (2020).
23. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **835**, 186 (2016).
24. SA National Nuclear Data Center database “Chart of Nuclides. Basic properties of atomic nuclei”, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
25. S.S. Belyshev, D.M. Filipescu, I. Gheoghe, B.S. Ishkhanov, V.V. Khankin, A.S. Kurilik, A.A. Kuznetsov, V.N. Orlin, N.N. Peskov, K.A. Stopani, O. Tesileanu, V.V. Varlamov. Eur. Phys. J. A, **51**, 67 (2015).
26. R.R. Harvey, J.T. Caldwell, R.L. Bramblett, S.C. Fultz. Phys. Rev. B, **136**, 126 (1964).
27. A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology – ND 2007, **058**, 211 (2007).
28. G. Battistoni, T. Boehlen, F. Cerutti, P.W. Chin, L.S. Esposito, A. Fassò, A. Ferrari, A. Lechner, A. Empl, A. Mairani et al., Annals of Nuclear Energy, **82**, 10 (2015).

ՏԵՏՐԱՆԵՅՏՏՐՈՆԻ ՈՐՈՆՈՒՄԸ ԲԻՍՄՈՒԹԻ ՄԻՋՈՒԿԻ  
ՖՈՏՈՃԵՂՔՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՅՈՒՄ

Տ.Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Ա.ՅՈՒ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա.Հ. ՔԵՉԵՉՅԱՆ, Ս.Ս. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ,  
Հ.Ռ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈՂՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

ԱԱԳԼ-ի գծային էլեկտրոնային արագացուցչի վրա  $E_e = 28$  և  $30$  ՄԷՎ միջին էներգիաների ( $\sigma_e \approx 0.7$  ՄԷՎ գաուսյան լայնությամբ) դեպքում իրականացվել է քառանյութային համակարգի շեմամերձ առաջացման որոնում արգելակման ճառագայթման ֆոտոններով հարուցված  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  ռեակցիայում (շեմային էներգիան՝  $E_{\gamma}^{th} = 29.5$  ՄԷՎ): Գիտափորձում կիրառվել է հարուցված ակտիվության մեթոդը:  $^{205}\text{Bi}$  դուստր միջուկի նույնականացումն իրագործվել է գամմա-սպեկտրաչափական վերլուծությամբ ԱԱԳԼ-ի ստորգետնյա լաբորատորիայում, որում առկա ցածր ֆոնային պայմանների շնորհիվ հաջողվել է  $E_e = 30$  ՄԷՎ-ի դեպքում հուսալիորեն նույնականացնել այդ միջուկը և առաջին անգամ շեմամերձ էներգիաների տիրույթում չափել  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  ռեակցիայի՝ արգելակման ֆոտոնների սպեկտրով կշռավորված կտրվածքը՝  $\sigma_w = (4.42 \pm 0.48) \times 10^{-4}$  մբ և այդ սպեկտրով միջինացված կտրվածքը՝  $\langle \sigma \rangle = (1.95 \pm 0.22)$  մբ:  $E_e = 28$  ՄԷՎ-ի դեպքում  $^{205}\text{Bi}$ -ի առաջացման վկայություններ չեն դիտարկվել: Ցածրֆոնային պայմաններում կատարված չափումները հնարավորություն են ընձեռում նաև գրանցելու  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  միանյութային ռեակցիայում առաջացած  $^{208}\text{Bi}$  երկարակյաց ռադիոնուկլիդի ( $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5$  տարի) տրոհման

հազվադեպ պրոցեսը և որոշելու այդ ռեակցիայի կշռավորված և միջինացված կտրվածքները  $\hat{E}_e = 28$  և  $30$  ՄէՎ էներգիաների դեպքում, համապատասխանաբար՝  $\sigma_w = (19.6 \pm 3.5)$  և  $(16.4 \pm 2.2)$  մբ և  $\langle \sigma \rangle = (139 \pm 25)$  և  $(142 \pm 19)$  մբ:  $\hat{E}_e = 28$  ՄէՎ-ի դեպքում ստացված տվյալների հիման վրա որոշվել է հիպոթետիկ քառանեյտրոն կապված համակարգի (տետրանեյտրոնի) առաջացման ռեակցիայի ելքի վերին սահմանը՝ համեմատած  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  ռեակցիայի ելքի հետ. այն կազմում է  $10^{-5}$ : Ստացված փորձարարական տվյալների համեմատությունը TALYS1.9 և FLUKA մոդելների կանխատեսումների հետ ցույց է տալիս, որ  $\hat{E}_e = 30$  ՄէՎ-ի դեպքում  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  ռեակցիայի չափված կտրվածքն անհամեմատ (ավելի քան մեկ կարգով) ավելի մեծ է, քան տեսական արժեքը: Նման տարաձայնությունը կարող է պայմանավորված լինել այն բանով, որ մոդելներում նախատեսված չէ կոռելացված նեյտրոնային համակարգերի առաջացման հնարավորությունը, ինչը վերջերս հաստատվել է  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^1\text{H}+^4\text{He})4n$  ռեակցիայի հետազոտման զիտափորձում, որում հայտնաբերվել է  $2.4$  ՄէՎ գրգռման էներգիայով քառանեյտրոն ռեզոնանսային համակարգ: Ըստ երևույթին, տվյալ աշխատանքում դիտարկված քառանեյտրոն համակարգի շեմամերձ առաջացումը  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  ռեակցիայում կարող է հանդիսանալ անուղղակի վկայություն այդ համակարգի ռեզոնանսային բնույթի վերաբերյալ:

## SEARCHING FOR TETRANEUTRON IN BISMUTH NUCLEUS PHOTODISINTEGRATION REACTION

T.V. KOTANJYAN, A.Y. ALEKSANYAN, A.O. KECHECHYAN,  
S.M. AMIRKHANYAN, H.R. GULKANYAN, V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN

At the linear electron accelerator AANL (YerPhi), at mean electron energies  $\hat{E}_e = 28$  and  $30$  MeV (with a Gaussian width  $\sigma_e \approx 0.7$  MeV), an attempt is undertaken to search for near-threshold production of four-neutron system in the reaction  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  (with the threshold energy  $E_{\gamma}^{th} = 29.5$  MeV) induced by bremsstrahlung photons. The induced activity method was applied in the experiment. The gamma-spectroscopic measurements were carried out in the underground laboratory of the AANL. Owing to low-background conditions in the laboratory, one achieves, at  $\hat{E}_e = 30$  MeV, a reliably identification of  $^{205}\text{Bi}$  radionuclide and first determination of the near-threshold cross sections of this rare process, namely, the weighted by the spectrum of bremsstrahlung photons cross section  $\sigma_w = (4.42 \pm 0.48) \times 10^{-4}$  mb and the averaged over the spectrum of bremsstrahlung photons cross section  $\langle \sigma \rangle = (1.95 \pm 0.22)$  mb. No  $^{205}\text{Bi}$  production was observed at  $\hat{E}_e = 28$  MeV. Low-background conditions allow one also to identify the rare decays of the  $^{208}\text{Bi}$  nucleus produced in the reaction  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ , and measure its weighted and averaged cross sections at  $\hat{E}_e = 28$  and  $30$  MeV:  $\sigma_w = (19.6 \pm 3.5)$  and  $(16.4 \pm 2.2)$  mb and  $\langle \sigma \rangle = (139 \pm 25)$  and  $(142 \pm 19)$  mb, respectively. From the data at  $\hat{E}_e = 28$  MeV, an upper limit of the yield of a hypothetical four-neutron bound state (tetraneutron) production reaction relative to the yield of the reaction  $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$  is estimated to be  $10^{-5}$ . The obtained experimental data are compared with predictions of the TALYS1.9 and FLUKA models. It is shown that the measured at  $\hat{E}_e = 30$  MeV cross section of the reaction  $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$  strongly overestimates (by more than one order of magnitude) the theoretical value. This disagreement can be caused by the fact that the models do not foresee the production of correlated neutron clusters, in particular, four-neutron resonance state with  $2.4$  MeV excitation energy observed recently in the reaction  $^1\text{H}(^8\text{He}, ^1\text{H}+^4\text{He})4n$ . The near-threshold production of four-neutron system, observed in present work, can, probably, serve as an indirect indication on its resonance nature.