

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ${}^7\text{Be}$ ИЗ ЯДЕР КИСЛОРОДА ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ ПРИ $E_{\gamma}^{\max} = 40$ И 70 МэВ

А.Ю. АЛЕКСАНИЯН, С.М. АМИРХАНИЯН, Г.Р. ГУЛКАНИЯН,
Т.В. КОТАНДЖЯН*, В.С. ПОГОСОВ, Л.А. ПОГОСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

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

(Поступила в редакцию 29 ноября 2021 г.)

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) при граничных энергиях тормозных фотонов $E_{\gamma}^{\max} = 40$ и 70 МэВ методом наведенной активности исследован инклюзивный процесс ${}^{16}\text{O}(\gamma, X){}^7\text{Be}$ фотообразования изотопа ${}^7\text{Be}$ из ядер кислорода. Этот процесс в околопороговой области энергий $E_{\gamma} < 40$ МэВ впервые наблюден в данной работе благодаря низкофоновым условиям в подземной лаборатории ННЛА, где проводились спектроскопические измерения. Измерены усредненное по спектру тормозных фотонов сечение и сечение на один эквивалентный фотон. Получены также оценки для интегрального сечения этого процесса. Проведено сравнение измеренных сечений с имеющимися экспериментальными данными и с предсказаниями моделей TALYS1.9, GEANT4 и FLUKA. Показано, что предсказания TALYS и GEANT4 сильно занижены (особенно при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ) по сравнению с нашими данными, что связано с сильной недооценкой в модельных расчетах роли двух основных околопороговых каналов реакций: канала ${}^{16}\text{O}(\gamma, {}^9\text{Be}){}^7\text{Be}$, протекающего через механизм двухчастичного фотоделения, и канала расщепления ${}^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha){}^7\text{Be}$. Предсказания же FLUKA качественно сопоставимы с экспериментальными данными при $E_{\gamma} < 40$ МэВ и $E_{\gamma} = (50-60)$ МэВ, однако сильно превышают их в области энергий $E_{\gamma} = (40-50)$ МэВ, причем это превышение практически полностью обусловлено завышенным вкладом сечения реакции расщепления ${}^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha){}^7\text{Be}$. Полученные данные могут оказаться полезными при попытках усовершенствования теоретических моделей ядерных реакций, при изучении радиоизотопного содержания земной атмосферы, а также представлять интерес в связи с так называемой «проблемой первичного лития».

1. Введение

Одной из не решенных в настоящее время проблем первичного нуклеосинтеза (синтеза легчайших ядер в течение нескольких минут после Большого взрыва) является так называемая космологическая проблема лития-7. Согласно теории первичного нуклеосинтеза [1–3], образование ${}^7\text{Li}$ следует за синтезом изотопов водорода и гелия в основном через реакции слияния ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ и

${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, с последующим β -распадом ${}^7\text{Be}$ на ${}^7\text{Li}$, причем доля β -распадных ${}^7\text{Li}$ составляет около 90%. Предсказуемые теорией распространенности изотопов водорода и гелия хорошо согласуются с данными наблюдения для звезд, практически целиком состоящих из продуктов первичного нуклеосинтеза, а именно, для звезд первого поколения с небольшими массами (меньше солнечной массы). Предсказание же для лития (${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 5 \times 10^{-10}$) примерно втрое превышает данные наблюдений (${}^7\text{Li}/\text{H} \approx (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ [4]). В ряде работ (см. например [3]) были предприняты попытки устранения возможных причин такого разногласия, в частности, путем видоизменения распределений по скоростям и сечений взаимодействия ядер; учета эффектов, обусловленных конвекцией и турбулентностью в атмосфере звезд; видоизменения стандартных моделей космологии и физики частиц. На распространенность лития в атмосфере звезд некоторое влияние могут оказывать также инициированные в течение длительного времени космическими лучами (в основном протонами) ядерные реакции с веществом околозвездной среды, что может привести, с одной стороны, к образованию ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в этих реакциях (см. [5] и содержащиеся в ней ссылки), а с другой стороны – к расщеплению ядер лития. Следует отметить, что, кроме космофизического и ядерно-физического аспектов, реакции образования радиоизотопа ${}^7\text{Be}$ (обладающего временем полураспада $T_{1/2} = 53.22$ дней), особенно в реакциях расщепления ядер азота и кислорода, представляют также и геофизический интерес, связанный с изучением и мониторингом радиоизотопного содержания в земной атмосфере (на аэрозольных частицах) и на поверхности земли (например, на растительности) [6]. Как показано недавно в [7], помимо преимущественного вклада нуклонной компоненты космических лучей в образование ${}^7\text{Be}$, заметную роль может играть и фотонная компонента, причем основная роль в последней принадлежит сравнительно малоэнергичным фотонам, поскольку, согласно расчетам [7], их поток быстро убывает с ростом энергии и в основном заключен в области менее 100 МэВ.

Проведенные до настоящего времени эксперименты по фотообразованию ${}^7\text{Be}$ из ядер выполнены при помощи тормозных фотонов на электронных ускорителях. Подавляющая часть этих данных [8–10] получена в области сравнительно высоких граничных энергий E_{γ}^{max} тормозных фотонов, от $E_{\gamma}^{\text{max}} = 250$ МэВ до 1050 МэВ. В работах [8–10] было измерено сечение этого процесса на один эквивалентный фотон (σ_q) в зависимости от атомного веса A ядра-мишени и от E_{γ}^{max} . На основе этих данных было установлено, что с уменьшением A (особенно в области $A < 30$) в реакции образования ${}^7\text{Be}$ все заметнее превалирует механизм расщепления, т.е. откалывания от ядра-мишени легких частиц (преимущественно нуклонов и, в меньшей степени, α -частиц) с образованием остаточного ядра (в данном случае – ${}^7\text{Be}$). С другой стороны, данные [8–10] указывают на то, что при уменьшении E_{γ}^{max} усиливается роль другого механизма – фрагментации, т.е. прямой эмиссии ${}^7\text{Be}$ из возбужденного ядра-мишени. Как отмечалось в [10], для изучения процесса фрагментации наиболее подходящим является, по-видимому, интервал сравнительно небольших энергий ($E_{\gamma} < 100$ МэВ), охватывающий области квазидейтронного фотопоглощения и гигантского дипольного резонанса.

Имеющиеся в настоящее время данные по фотообразованию ^7Be в интервале $E_\gamma^{\text{max}} < 250$ МэВ весьма скудны [7, 11]. В работе [7] было измерено усредненное по спектру тормозных фотонов сечение $\langle\sigma\rangle$ фотообразования ^7Be из ядер азота и кислорода при $E_\gamma^{\text{max}} = 90$ МэВ. (Об определении сечений $\langle\sigma\rangle$ и σ_q см. ниже). В сравнительно недавно выполненной работе [11] было исследовано фотообразование ^7Be из ядер углерода, азота и кислорода при нескольких значениях граничной энергии от $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ МэВ до 70 МэВ; при помощи приближенного метода «вычитания спектров» были извлечены оценки для функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ исследуемого процесса, усредненной в сравнительно узких интервалах энергий фотонов (например, для случая кислородной мишени, в интервалах $E_\gamma = 40\div 50$ МэВ и $E_\gamma = 50\div 60$ МэВ). В этом методе для энергетической зависимости спектра тормозных фотонов использовалось приближение $\sim 1/E_\gamma$. Это приближение, однако, является весьма грубым, особенно при сравнительно небольших граничных энергиях ($E_\gamma^{\text{max}} < 60$ МэВ, см., напр., [12]). При этом в работе [11] не приведены экспериментальные данные по сечениям $\langle\sigma\rangle$ и σ_q , необходимые для установления их энергетической зависимости начиная от околопороговых значений E_γ^{max} и для сравнения этой зависимости с предсказаниями теоретических моделей.

В данной работе предпринята попытка частичного пополнения указанного пробела в экспериментальных данных. Целью работы является измерение сечений $\langle\sigma\rangle$ и σ_q образования ^7Be в инклюзивной реакции $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ на ядре кислорода при граничных энергиях тормозных фотонов $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ и 70 МэВ. Эксперимент проводился на пучке тормозных фотонов на линейном ускорителе ННЛА [13]. Гамма-спектрометрический анализ облучённых кислородосодержащих мишеней с целью регистрации радиоизотопа ^7Be осуществлялся при помощи низкофоновой экспериментальной установки в подземной лаборатории ННЛА [14]. Описание методики эксперимента приведено в Разделе 2. Экспериментальные результаты и их сравнение с данными других работ и с теоретическими предсказаниями представлены в Разделе 3 и резюмированы в Разделе 4.

2. Постановка эксперимента

2.1. Условия облучения мишени и расчет тормозных спектров

Эксперимент проводился на пучке линейного ускорителя при энергиях начальных электронов $E_e = 40$ и 70 МэВ (с разбросом по энергии около 2%). Выведенный из ускорителя пучок электронов проходил через отклоняющий магнит и направлялся на облучаемую установку, проходя предварительно два цилиндрических коллиматора: стальной с внутренним диаметром 14 мм и длиной 32 мм и вставленный в него алюминиевый с внутренним диаметром 10 мм и длиной 17 мм. Непосредственно после коллиматора были расположены вольфрамовый радиатор толщиной 2.1 мм и диаметром 12 мм и алюминиевый замедлитель электронов толщиной 25 мм (35 мм) и диаметром 12 мм (20 мм) при $E_e = 40$ МэВ

($E_e = 70$ МэВ), после чего следовали медная мишень диаметром 12 мм и толщиной 75 мкм (50 мкм) при $E_e = 40$ МэВ ($E_e = 70$ МэВ), далее – кислородосодержащая мишень из сапфира (Al_2O_3) толщиной 730 мкм и диаметром 16 мм при $E_e = 40$ МэВ, а при $E_e = 70$ МэВ – две кислородосодержащие мишени: из кристалла германата висмута ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ или BGO) толщиной 1 мм и диаметром 12 мм и из сапфира толщиной 480 мкм и диаметром 14 мм. Количество ядер кислорода ν_i на единичную площадь мишени составляла для BGO мишени $\nu_i = 4.13 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, а для сапфировой мишени $5.15 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (при $E_e = 40$ МэВ) или $3.38 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (при $E_e = 70$ МэВ). Схематическое изображение мишенной системы можно найти в [15, 16]. Медная мишень (с естественным содержанием 69.1% и 30.9% изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu) использовалась для измерения выхода мониторинжной реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$, сечение (функция возбуждения) $\sigma_m(E_\gamma)$ которой более или менее хорошо известно практически во всей области энергий E_γ , где $\sigma_m(E_\gamma)$ достаточно значимо [17, 18]. На основе выхода мониторинжной реакции оценивался средний ток электронов за время облучения при данной E_e (см. ниже). Для оценки вклада индуцированной нейтронным фоном реакции $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ в образование дочернего ядра ^{64}Cu нами в мишенную систему была вставлена тонкая (55 мкм) мишень из золота, позволяющая оценить вклад нейтронного фона путем измерения отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ (см. ниже). Продолжительность облучения при обеих энергиях составила один час. Для извлечения среднего тока электронов из измеренного выхода мониторинжной реакции необходимо знание спектра тормозных фотонов, падающих на мониторинговую мишень. Для его расчета нами был использован программный пакет GEANT4 (версия 10.4) [19]. В качестве библиотеки, включающей электромагнитные взаимодействия, использовалась G4EMLOW7.33 [20]. В качестве конструктора использован класс G4EmStandardPhysics_option4 [19, 20]. Кроме основного вклада в спектр от вольфрамового радиатора, учитывались также тормозные фотоны, образованные в коллиматорах и алюминиевом замедлителе. В расчетах учитывался энергетический разброс пучка электронов. На Рис. 1 приведены результирующие спектры на медной мишени при $E_e = 40$ и 70 МэВ. Аналогичным

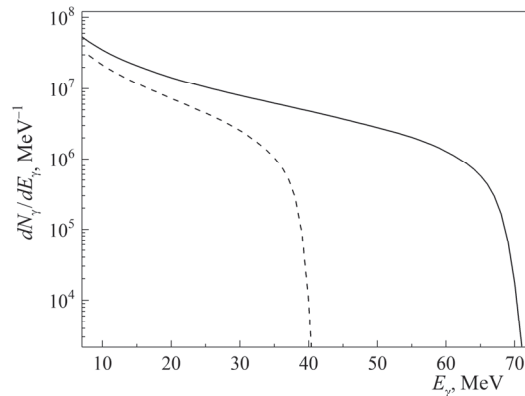


Рис.1. Рассчитанный по GEANT4 спектр фотонов (на 10^9 первичных электронов), падающих на медную мишень при $E_e = 40$ (пунктирная кривая) и 70 МэВ (сплошная кривая).

образом рассчитывались спектры тормозных фотонов и для остальных рассматриваемых мишеней.

2.2. Гамма-спектроскопические измерения

Гамма-спектроскопические измерения облученных мишеней проводились, в основном, с помощью низкофоновой установки на основе сверхчистого германиевого детектора HPGe GCD-20180 (с чувствительным объёмом 101.2 см^3 кристалла германия), установленного в подземной лаборатории ННЛА. Лаборатория расположена в Аванском соляном руднике на глубине 650 метров водного эквивалента. Детектор окружен защитой из радиационно-чистых блоков свинца и меди для подавления влияния внешнего фона. Для предотвращения попадания радона установка окружалась полиэтиленовым мешком, который продувался азотом. Проведенные нами измерения уровня фоновое гамма-излучения показали [15], что он почти на три порядка ниже, чем в наземных измерениях, что позволило нам измерить фотопыходы ряда радионуклидов с низким уровнем гамма-активности [15, 16, 21]. Подробное описание подземной гамма-спектроскопической установки и методики ее калибровки представлено в работе [15]. Эффективность регистрации γ -квантов измерялась с использованием стандартных калибровочных источников ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{226}Ra , ^{232}Th , а также определялась моделированием с помощью пакета GEANT4 (версия 10.4) [19] с учетом геометрических размеров источников и облученных мишеней. Так как толщина мертвого слоя детектора влияет на эффективность регистрации, то при расчетах был учтен этот параметр и наилучшее согласие с результатами экспериментальных измерений был достигнут при значении 1.2 мм искомого параметра.

Обработка γ -спектров проводилась по программе LSRM SpectraLine 1.5.5182. В случае значительного наложения двух или более спектральных линий применялась специально созданная программа, в которой подгонка спектра осуществлялась суперпозицией двух или нескольких гауссовых функций и монотонной фоновой функции. При определении площади фотопика полного поглощения учитывалась поправка, связанная с истинным совпадением разных линий. При $E_\gamma = 1.333 \text{ МэВ}$ энергетическое разрешение детектора составило примерно 1.8 кэВ, а эффективность регистрации при расположении источника на расстоянии 2 мм от крышки контейнера германиевого кристалла или 7.8 мм от поверхности самого кристалла (именно на таком расстоянии располагались кислородосодержащие мишени) – примерно 2.1%.

В случае реакции $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ с образованием сравнительно долгоживущего изотопа ^7Be (с периодом полураспада $T_{1/2} = 53.22$ дней [22]) облученная мишень BGO остывала в течение около сорока дней, затем в течение около четырех месяцев проводилась серия четырех измерений продолжительностью в среднем около четырех дней на каждое измерение. В случае сапфировых мишеней время остывания составляло 21 день, затем в течение двух месяцев проводились два измерения продолжительностью три и четыре дня.

В случае мониторинг реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ с образованием сравнительно

короткоживущего изотопа ^{64}Cu ($T_{1/2} = 12.7$ часов [22]) измерения проводились сначала в наземном помещении с использованием установки на базе сверхчистого германиевого детектора HPGe Ortec GEM15P4-70 в течение нескольких часов (несколько измерений по примерно 15 мин каждое) через час-полтора после облучения мишеней, а затем примерно через 18 часов – в подземной лаборатории (несколько измерений по 15–30 мин каждое). При этих измерениях медная мишень располагалась на расстоянии 105 мм от крышки германиевого кристалла.

3. Результаты измерений

В качестве примеров на Рис. 2 и 3 приведены спектры γ -квантов от мишеней BGO и Al_2O_3 вблизи энергии $E_\gamma = 477.6$ кэВ – единственной гамма-линии (с относительной интенсивностью 10.44%), сопровождающей распад ^7Be . В обоих случаях наблюдается четко выраженная спектральная линия распада ^7Be . Для оценки возможного фона от реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^7\text{Be}$ нами был проведен специальный спектроскопический анализ облученных мишеней из чистого алюминия. При этом не наблюдалось образования ^7Be . Для верхнего предела фона от этой реакции при энергиях $E_c = 40$ и 70 МэВ было получено (на уровне достоверности 95%), соответственно, 4% и 11% от количества зарегистрированных событий образования ^7Be при облучении сапфировой мишени. Подавленность фотообразования ^7Be из алюминия по сравнению с фотообразованием из кислорода связана в основном с различием порогов этих реакций. Так, наинизший порог E_{\min} инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$, который принадлежит эксклюзивному каналу реакции $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$, равен $E_{\min} = E_{th} + B_C = 33.7$ МэВ (где $E_{th} \approx 31.9$ МэВ суть порог без учета кулоновского барьера реакции, а $B_C = 1.8$ МэВ – рассчитанный по приближенной формуле [23] кулоновский барьер), в то время как наинизший порог инклюзивного процесса $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^7\text{Be}$, оцененный для эксклюзивного канала реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, ^{20}\text{F})^7\text{Be}$, составляет $E_{\min} = E_{th} + B_C = 33 \text{ МэВ} + 4.4 \text{ МэВ} =$

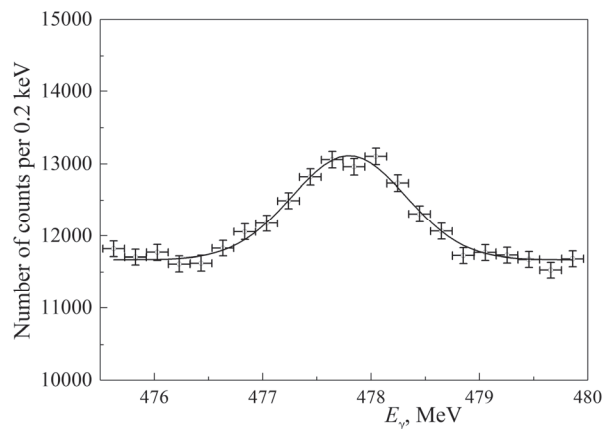


Рис.2. γ -спектр от BGO мишени вблизи энергии $E_\gamma = 477.6$ кэВ, измеренный в течение 94 часов спустя 39 дней после его облучения тормозными фотонами при $E_\gamma^{\max} = 70$ МэВ.

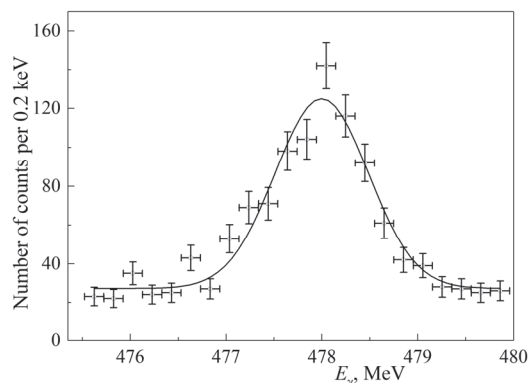


Рис.3. γ -спектр от Al_2O_3 мишени вблизи энергии $E_\gamma = 477.6$ кэВ, измеренный в течение 68 часов спустя 21 день после его облучения тормозными фотонами при $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ МэВ.

37.4 МэВ. Очевидно, что указанная подавленность должна сильнее всего проявляться при энергиях E_e , близких к порогу процесса $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^7\text{Be}$, а затем постепенно ослабевать с ростом E_e .

Однако, судя по имеющимся экспериментальным данным [8–10], ослабление фактора подавленности происходит достаточно медленно, так как даже при энергиях $E_e \sim 400$ МэВ этот фактор все еще значителен (около 3) [8–10]. Так как в случае BGO мишени образование ^7Be из германия и висмута возможно лишь при значительно более высоких энергиях, зарегистрированные события образования ^7Be могут быть практически полностью приписаны ядру-мишени кислорода.

Достоверность идентификации ядра ^7Be проверялась при помощи анализа кривой его распада, один из примеров которой приведен на Рис. 4. Полученное подгоночное значение периода полураспада $T_{1/2} = 50 \pm 4$ дней сопоставимо с табличным значением 53.22 дней для ^7Be .

Полученное в результате спектроскопического анализа значение площади фотопика полного поглощения для гамма-линии данного радионуклида использовалось для оценки его выхода Y , который в данной работе определяется как

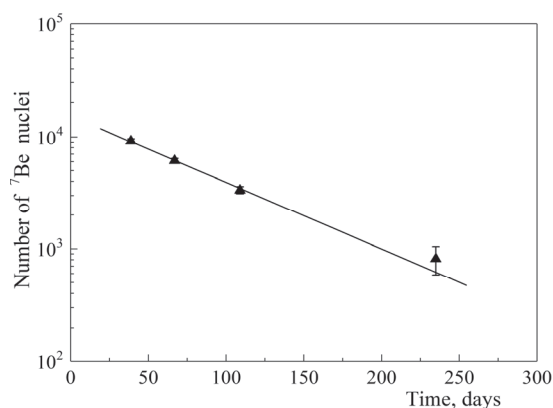


Рис.4. Кривая распада изотопа ^7Be , полученная в результате облучения мишени BGO тормозными фотонами при $E_\gamma^{\text{max}} = 70$ МэВ. Линия – результат экспоненциального фита.

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. напр. [24]). Выходы Y определялись по следующей формуле:

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

где S – площадь фотопика полного поглощения, ε_γ – эффективность регистрации γ -кванта, I_γ – относительная интенсивность γ -линии, λ – 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^{exp} бралось усредненное по кратным измерениям значение, причем в ошибке Y^{exp} учитывался разброс значений в кратных измерениях. С другой стороны, Y^{exp} может быть представлен как

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

где σ_w – взвешенное сечение, получаемое путем свертывания функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ реакции со спектром $W(E_\gamma, E_e)$ тормозных фотонов, падающих на соответствующую мишень (вычисляем при помощи программного пакета GEANT4):

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

Измерение выхода Y_m^{exp} мониторинговой реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ осуществлялось при помощи γ -линии $E_\gamma = 1345.77$ кэВ, сопровождающей электронный захват дочерним ядром ^{64}Cu . Далее использовались выражения (2) и (3) для определения I_e . При вычислении σ_w^m для мониторинговой реакции мы воспользовались экспериментальными значениями [17] функции возбуждения $\sigma_m(E_\gamma)$ для нее в области $E_\gamma \leq 18$ МэВ (т.е. до порога двухнейтронной реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{63}\text{Cu}$), а в области энергий 18–28 МэВ – значения, уточненные при помощи предложенного в работе [18] метода. Ввиду отсутствия экспериментальных данных при более высоких энергиях, использовались сечения, оцененные путем плавной экстраполяции данных интервала 17–28 МэВ, где $\sigma(E_\gamma)$ плавно уменьшается от максимального значения $\sigma(E_\gamma) \approx 80$ мбн при $E_\gamma = 17$ МэВ [17] до $\sigma(E_\gamma) \approx 10$ мбн при $E_\gamma = 28$ МэВ [18]. Расчетному значению σ_w^m приписывалась ошибка (примерно 3%), учитывающая как экспериментальные, так и экстраполяционные погрешности. Используя измеренные нами при $E_e = 40$ и 70 МэВ, соответственно, значения $Y_m^{\text{exp}} = (1.40 \pm 0.12) \times 10^6 \text{ сек}^{-1}$ и $(1.01 \pm 0.09) \times 10^6 \text{ сек}^{-1}$, получаем для среднего тока электронов: $I_e = (1.18 \pm 0.10) \times 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ при 40 МэВ и $(6.80 \pm 0.64) \times 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ при 70 МэВ. В приведенных ошибках, помимо статистической ошибки определения площади фотопика S , учтены также погрешности других величин, входящих в выражение (1). Суммарный вклад последних составляет около 6%. Следует отметить, что

некоторый вклад в измеренный выход Y_m^{exp} может быть привнесен фоновой реакцией радиационного захвата $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$, вызванной нейтронами, образованными в основном при прохождении пучков электронов через вещество коллиматоров. Этот вклад, оцененный при помощи программного пакета *GEANT4*, оказался пренебрежимо мал (около 0.4%). Примерно такую же экспериментальную оценку (около 0.3%) было получено нами для отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$.

Полученные оценки тока, наряду с измеренными значениями выходов Y^{exp} изучаемой реакции $^{16}\text{O}(\gamma,X)^7\text{Be}$, использовались для определения из соотношения (2) взвешенного сечения σ_w для этой реакции. Извлеченные значения σ_w представлены в Таблице 1 (приведенные ошибки – статистические, не включающие пока ошибку определения тока I_e). Измеренные значения σ_w использовались далее для определения следующих характеризующих изучаемую реакцию сечений:

а) Усредненное по спектру тормозных фотонов сечение:

$$\langle\sigma\rangle = \sigma_w/w, \quad (4)$$

где $w = \int W(E_\gamma, E_e) \cdot dE_\gamma$ представляет собой приходящее на один первичный электрон количество тормозных фотонов с энергиями выше порога E_γ^{\min} исследуемой реакции. В качестве E_γ^{\min} для реакций фотообразования заряженных фрагментов в разных работах рассматриваются два разных значения. В первом

Табл.1. Экспериментальное значение взвешенного сечения σ_w процесса $^{16}\text{O}(\gamma,X)^7\text{Be}$, расчетные значения количества фотонов w и q на один электрон, извлеченные значения сечений $\langle\sigma\rangle$, σ_q и σ'_{int} при двух значениях $E_\gamma^{\min} = 31.9$ и 33.7 МэВ для начальных энергий $E_e = 40$ и 70 МэВ.

Мишень	Сапфир	BGO	Сапфир
	$E_e = 40$ МэВ	$E_e = 70$ МэВ	
σ_w , мкб	0.168 ± 0.019	5.24 ± 0.25	6.03 ± 0.73
Нижний предел интегрирования $E_\gamma^{\min} = E_{th} = 31.9$ МэВ			
w	5.83×10^{-3}	9.85×10^{-2}	9.83×10^{-2}
q	5.02×10^{-3}	6.15×10^{-2}	6.14×10^{-2}
$\langle\sigma\rangle$, мкб	28.5 ± 3.2	53.2 ± 2.8	61.3 ± 7.4
σ_q , мкб	33.2 ± 3.7	85.2 ± 4.1	98.2 ± 11.8
σ'_{int} , МэВ·мкб	228 ± 25	1975 ± 94	2276 ± 273
Нижний предел интегрирования $E_\gamma^{\min} = E_{th} + B_C = 33.7$ МэВ			
	$E_e = 40$ МэВ	$E_e = 70$ МэВ	
w	3.48×10^{-3}	8.76×10^{-2}	8.75×10^{-2}
q	3.25×10^{-3}	5.64×10^{-2}	5.63×10^{-2}
$\langle\sigma\rangle$, мкб	47.9 ± 5.4	59.8 ± 2.8	68.9 ± 8.3
σ_q , мкб	51.2 ± 5.7	92.9 ± 4.4	107.1 ± 12.9
σ'_{int} , МэВ мкб	301 ± 34	2113 ± 101	2435 ± 292

случае используется порог E_{th} рассматриваемого процесса без учета кулоновского барьера: $E_{\gamma}^{\min} = E_{th}$ (см., напр., [25]). Наинизшим порогом инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ обладают эксклюзивные каналы $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$ с $E_{th} \approx 31.9$ МэВ и $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$ с $E_{th} \approx 33.5$ МэВ; в нижеприведенных расчетах нами будет использовано значение $E_{\gamma}^{\min} = 31.9$ МэВ. Во втором случае учитывается и кулоновский барьер (см., напр., [26]), который в случае реакции $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$ равен, в соответствии с формулами работы [23], $B_C = 1.8$ МэВ (соответственно, $E_{\gamma}^{\min} = 33.7$ МэВ). Следует подчеркнуть, что вычисленный по [23] порог реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n+\alpha)^7\text{Be}$, $E_{\gamma}^{\min} = E_{th} + B_C = 26.3 + 0.8 = 27.1$ МэВ, хорошо согласуется с экспериментально установленным порогом $E_{\gamma}^{\min} \approx 27$ МэВ из работы [27]. Рассчитанные при наших экспериментальных условиях значения количества тормозных фотонов w при обоих значениях $E_{\gamma}^{\min} = 31.9$ и 33.7 МэВ представлены в Табл. 1.

б) Сечение реакции (именуемое часто выходом реакции) на один эквивалентный квант:

$$\sigma_q = \sigma_w / q, \quad (5)$$

где q есть приходящее на один налетающий электрон количество эквивалентных фотонов с $E_{\gamma} > E_{\gamma}^{\min}$, определяемое как [28]:

$$q = \int E_{\gamma} \cdot W(E_{\gamma}, E_e) \frac{dE_{\gamma}}{E_e}, \quad (6)$$

Рассчитанные при наших экспериментальных условиях значения q при $E_{\gamma}^{\min} = 31.9$ и 33.7 МэВ представлены в Табл.1. Следует подчеркнуть, что при определении q , в отличие от работы [28], чаще используется нижний предел интегрирования, равный $E_{\gamma}^{\min} = 0$ (см., напр., [8–10, 29]); при этом предполагается $\sim 1/E_{\gamma}$ зависимость для тормозного спектра, что, как отмечалось выше, является весьма грубым приближением при сравнительно небольших E_{γ}^{\max} .

в) Приближенное значение для интегрального сечения, определяемого из соотношения

$$\sigma'_{\text{int}} = \sigma_w (E_e - E_{th}) / w, \quad (7)$$

обычно именуемого так вместо истинного интегрального сечения

$$\sigma_{\text{int}} = \int \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \quad (8)$$

которое невозможно измерить в экспериментах с использованием широкого спектра тормозных фотонов. Отметим, что выражение (7) получается из предположения о приблизительном равенстве двух определений среднего сечения: «математически» среднего $\langle \sigma \rangle = \sigma_{\text{int}} / (E_e - E_{th})$, которое не зависит от вида спектра $W(E_{\gamma}, E_e)$, и усредненного по спектру фотонов сечения $\langle \sigma \rangle = \sigma_w / w$, которое зависит от $W(E_{\gamma}, E_e)$. Интегральные сечения, вычисленные по формулам (7) и (8) могут заметно отличаться. Поэтому использование выражения (7) для оценки σ_{int} должно быть сделано с известной оговоркой.

В табл.1 приведены значения извлеченных сечений $\langle \sigma \rangle$, σ_q и σ'_{int} при $E_e = 40$ МэВ (колонка 2) и $E_e = 70$ МэВ (колонки 3, 4). Так как рост пороговой

энергии E_γ^{\min} приводит к уменьшению величин w и q , соответственно растут значения сечений $\langle\sigma\rangle$, σ_q и σ'_{int} , причем относительная величина их роста значительна (30–60%) при $E_e = 40$ МэВ, в то время как при $E_e = 70$ МэВ она составляет всего лишь около 10%. Как видно, данные при $E_e = 70$ МэВ для случая двух разных кислородосодержащих мишеней в пределах приведенных статистических ошибок находятся в согласии, что делает возможным использовать их усредненные значения (приведенные в табл.2).

Табл.2. Экспериментальные и предсказанные по модели TALYS1.9 значения сечений $\langle\sigma\rangle$, σ_q и σ'_{int} при двух значениях $E_\gamma^{\min} = 31.9$ и 33.7 МэВ, а также сечения σ_q при $E_\gamma^{\min} = 0$ для начальных энергий $E_e = 40$ и 70 МэВ.

	$E_e = 40$ МэВ		$E_e = 70$ МэВ	
	Эксперимент	TALYS1.9	Эксперимент	TALYS1.9
Сечения при нижнем пределе интегрирования $E_\gamma^{\min} = E_{th} = 31.9$ МэВ				
$\langle\sigma\rangle$, мкб	28.5 ± 3.7	0.05	54.2 ± 5.0	3.3
σ_q , мкб	33.2 ± 4.3	0.06	86.6 ± 7.6	5.2
σ'_{int} , мкб·МэВ	228 ± 30	0.38	2007 ± 176	125
Сечения при нижнем пределе интегрирования $E_\gamma^{\min} = E_{th} + B_C = 33.7$ МэВ				
$\langle\sigma\rangle$, мкб	47.9 ± 6.3	0.08	60.7 ± 5.3	3.5
σ_q , мкб	51.2 ± 6.7	0.09	94.4 ± 7.3	5.8
σ'_{int} , мкб·МэВ	301 ± 39	0.50	2147 ± 189	136
Сечения при нижнем пределе интегрирования $E_\gamma^{\min} = 0$				
σ_q , мкб	1.52 ± 0.20	0.0025	25.8 ± 2.0	1.6

Представленные в табл.2 сечения $\langle\sigma\rangle$, σ_q и σ'_{int} , в ошибках которых уже учтена также и погрешность в оценке тока I_e , сравниваются с предсказаниями модели TALYS1.9 [30] для инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$. Как видно из Табл.2 и из Рис.5, предсказания этой модели по сравнению с экспериментальными данными сильно занижены – более чем на два порядка при $E_e = 40$ МэВ и более чем на порядок при $E_e = 70$ МэВ. Аналогичное разногласие наблюдалось ранее [11] в области энергий фотонов $E_\gamma = 40\text{--}50$ МэВ и $50\text{--}60$ МэВ. Такое разногласие при сравнительно небольших энергиях возбуждения ядра-мишени связано с сильной недооценкой в модельных расчетах роли упомянутых выше двух основных околороговых каналов реакций: канала $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$, протекающего через механизм двухчастичного фотоделения и канала расщепления $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$. Подчеркнем еще раз, что извлеченные из экспериментальных данных значения сечений $\langle\sigma\rangle$, σ_q и σ'_{int} сильно зависят (особенно при $E_e = 40$ МэВ) от E_γ^{\min} , и это обстоятельство должно быть принято во внимание при сравнении с модельными предсказаниями и с данными других экспериментов.

На рис.5 измеренные в данной работе значения $\langle\sigma\rangle$ при начальных энергиях $E_e = 40$ и 70 МэВ (и при пороговой энергии $E_\gamma^{\min} = 31.9$ МэВ) сравниваются с измеренным в [7] усредненным сечением при $E_e = 90$ МэВ, полученным при том

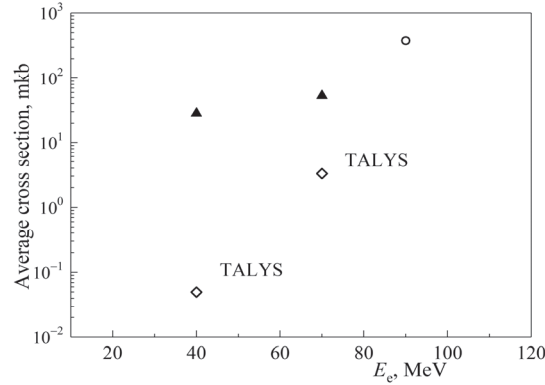


Рис.5. Среднее сечение инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ при $E_e = 40$ и 70 МэВ (треугольники, данная работа) и при 90 МэВ (кружок, работа [7]). Ромбики – предсказания модели TALYS1.9.

же E_γ^{\min} . Видно, что в интервале $E_e = 40\text{--}90$ МэВ сечение $\langle\sigma\rangle$ растёт более чем в 10 раз.

Отметим, что приведенное в Табл.2 сечение $\langle\sigma\rangle = 28.5 \pm 3.7$ мкб при $E_e = 40$ МэВ является усредненной в достаточно узком интервале энергии фотонов ($E_\gamma \approx 32\text{--}40$ МэВ) функцией возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ исследуемого процесса. На Рис. 6 это сечение сравнивается с усредненными в узких интервалах $E_\gamma = (40\text{--}50)$ и $(50\text{--}60)$ МэВ функциями возбуждения из работы [11]. Интересно заметить, что наблюдаемый в данной работе резкий рост сечения при околопороговых энергиях инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ подобен тому, что наблюдалось в той же работе [11], но для инклюзивного процесса $^{12}\text{C}(\gamma, X)^7\text{Be}$.

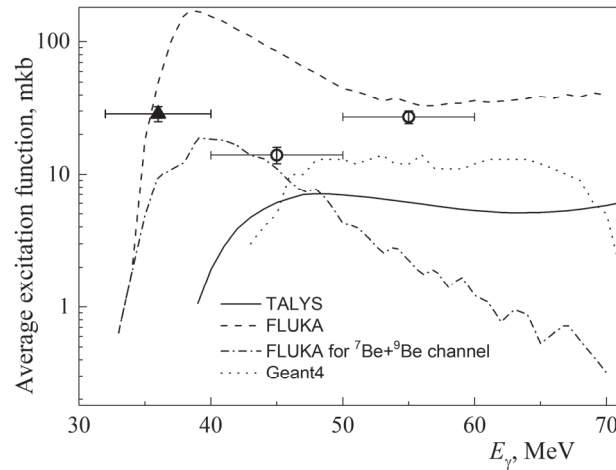


Рис.6. Усредненные в узких интервалах энергии фотонов E_γ значения функции возбуждения инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$; треугольник – данная работа; кружки – [11]. Сплошной кривой показано предсказание TALYS1.9, пунктирной кривой – предсказание GEANT4, штриховой кривой – предсказание FLUKA для инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$, а штрих-пунктирной кривой – предсказание FLUKA для эксклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$.

Представленные на Рис.6 сечения сравниваются с предсказаниями моделей TALYS1.9 [30], GEANT4 [19] и FLUKA [31]. Как уже отмечалось выше, предсказания TALYS1.9 сильно занижены по сравнению с экспериментальными данными во всей представленной области E_γ (особенно при $E_\gamma < 40$ МэВ). То же самое можно сказать о предсказаниях GEANT4. Напротив, предсказания FLUKA, будучи качественно сопоставимы с экспериментальными данными при $E_\gamma < 40$ МэВ и $E_\gamma = (50-60)$ МэВ, сильно превышают их в области энергий $E_\gamma = (40-50)$ МэВ, причем это превышение практически полностью обусловлено завышенным вкладом от реакции расщепления $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{B}$.

На рис.7 проводится сравнение данных по σ_q , полученных в [8–10] при энергиях, варьируемых от $E_c = 250$ до 1050 МэВ, с использованием нижнего предела $E_\gamma^{\min} = 0$ при определении количества эквивалентных фотонов q , с нашими данными, при получении которых использованы результаты расчета значений q при помощи GEANT4, согласно которому $q = 0.110$ (0.207) при $E_c = 40$ МэВ (70 МэВ). Как видно из Рис.7 и из Табл.2, наши данные демонстрируют сильную энергетическую зависимость сечения σ_q , которое возрастает от значения $\sigma_q = 1.52 \pm 0.20$ мкб при $E_c = 40$ МэВ до 25.8 ± 2.0 мкб при $E_c = 70$ МэВ. Затем эта зависимость, как следует из данных [8,9,10], замедляется и выходит на плато при более высоких энергиях. Следует также отметить, что приведенная в работе [8] оценка порога E_{th} процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ (а именно: $50 < E_{th} < 200$ МэВ), извлеченная путем экстраполяции данных этой работы в область малых энергий, сильно завышена и находится в противоречии с полученными в нашей работе данными, согласно которым этот порог меньше 40 МэВ.

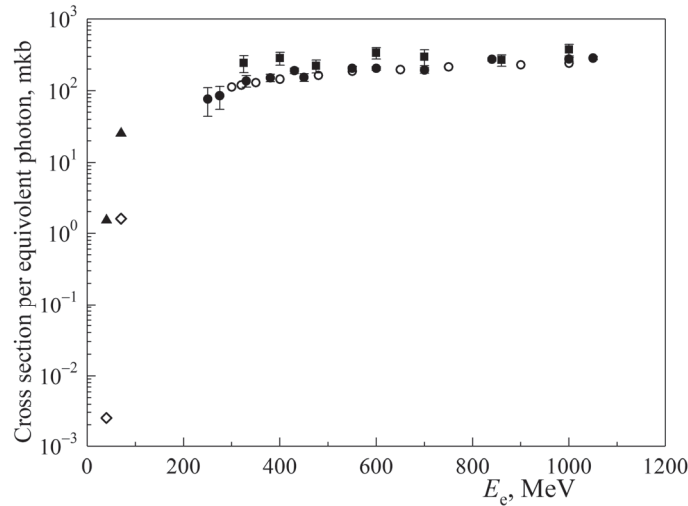


Рис.7. Сечение σ_q на один эквивалентный фотон инклюзивного процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ при $E_c = 40$ и 70 МэВ (треугольники, данная работа) и при E_c от 250 до 1050 МэВ (черные кружки – [8], квадраты – [9], белые кружки – [10]). Ромбики – предсказания модели TALYS1.9.

4. Заключение

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) при граничных энергиях тормозных фотонов $E_\gamma^{\max} = E_e = 40$ и 70 МэВ исследован инклюзивный процесс $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ фотообразования изотопа ^7Be из ядер кислорода. Этот процесс в околопороговой области энергий $E_\gamma < 40$ МэВ впервые наблюден в данной работе благодаря низкофоновым условиям в подземной лаборатории, где проводились спектроскопические измерения. Измерены усредненное по спектру тормозных фотонов сечение $\langle\sigma\rangle$ и сечение σ_q на один эквивалентный фотон этого процесса. Полученное при $E_e = 40$ МэВ значение $\langle\sigma\rangle$ свидетельствует о резком росте функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ при околопороговых энергиях процесса $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$, подобно тому, что наблюдалось ранее [11] для инклюзивного процесса $^{12}\text{C}(\gamma, X)^7\text{Be}$. Для сечения σ_q наблюдается сильная энергетическая зависимость в области $E_e = 40\text{--}70$ МэВ. Получены также оценки для интегрального сечения исследуемого процесса. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и с предсказаниями моделей TALYS1.9, GEANT4 и FLUKA. Показано, что предсказания TALYS1.9 и GEANT4 сильно занижены по сравнению с полученными данными, особенно при $E_\gamma^{\max} = 40$ МэВ. Такое разногласие при сравнительно небольших энергиях возбуждения ядра-мишени связано с сильной недооценкой в модельных расчетах роли двух основных околопороговых каналов реакций: канала $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$, протекающего через механизм двухчастичного фотоделения и канала расщепления $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$. Предсказания же FLUKA качественно сопоставимы с экспериментальными данными при $E_\gamma < 40$ МэВ и $E_\gamma = (50\text{--}60)$ МэВ, однако сильно превышают их в области энергий $E_\gamma = (40\text{--}50)$ МэВ, причем это превышение практически полностью обусловлено завышенным вкладом сечения реакции расщепления $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$. Полученные данные могут оказаться полезными при попытках усовершенствования теоретических моделей фотовывивания из ядер сложных фрагментов, при изучении радиоизотопного содержания земной атмосферы, а также представлять интерес в связи с так называемой «проблемой первичного лития».

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 научного проекта № 21AAP-1E006.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Tonabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D, **98**, 030001 (2018).
2. V. Liccario et al. arXiv:1805.10183v2 [astro-ph.SR] (2018).
3. S.Q. Hou et al., Astrophys. J., **834**, 165 (2017).
4. L. Sordone et al., Astron. Astrophys., **522**, A26 (2010).
5. M. Arnould, S. Goriely. arXiv:2001.11228 [astro-ph.SR] (2020).
6. G.M. Raisbeck et al. Geophys. Res. Lett., **8**, 1015 (1981).

7. **M.V. Bezuglov et al.** Phys. Rev. C, **86**, 024609 (2012).
8. **V. Di Napoli et al.** J. Inorg. Nucl. Chem., **40**, 1619 (1978).
9. **S. Sibata et al.** Radiochim. Acta, **80**, 181 (1998).
10. **H. Matsumura et al.** Radiochim. Acta, **88**, 313 (2000).
11. **A.N. Dovbnya et al.** Phys. of At. Nucl., **77**, 805 (2014).
12. **S.M. Seltzer, M.J. Berger.** Nucl. Instr. Meth. B, **12**, 95 (1985).
13. **Ա. Տիրունյան և ընկ.** Известия НАН Армении, Физика, **53**, 363 (2018).
14. **A.A. Vasenko et al.** Mod. Phys. Lett. A, **5**, 1299 (1990).
15. **A.S. Hakobyan et al.** J. Contemp. Phys., **55**, 111 (2020).
16. **A. Aleksanyan et al.** J. Contemp. Phys., **55**, 275 (2020).
17. **S.C. Fultz et al.** Phys. Rev., **133**, B1149 (1964).
18. **V.V. Varlamov et al.** Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics, **80**(3), 317 (2016).
19. **J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al.** Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **835** 186 (2016).
20. **D. Cullen, J.H. Hubbell, L. Kissel.** UCRL-50400, **6**, rev. 5 (1997).
21. **A.R. Balabekyan et al.** J. Contemp. Phys., **55**, 1 (2020).
22. USA National Nuclear Data Center database, “Chart of Nuclides. Basic properties of atomic nuclei”, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
23. **R. Bass.** Nucl. Phys. A, **231**, 45 (1974).
24. **S.S. Belyshev et al.** Eur. Phys. J. A, **51**, 67 (2015).
25. **A.N. Vodin et al.** arXiv:2012.14475 [nucl-ex] (2020).
26. **А.Д. Антонов и др.** Ядерная Физика, **53**, 14 (1991).
27. **V.V. Kirichenko et al.** Yad. Fiz., **29**, 572 (1979).
28. **K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki.** Nucl. Instr. Meth., **157**, 567 (1978).
29. **V. Di Napoli et al.** J. Inorg. Nucl. Chem., **35**, 1419 (1973).
30. **A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn,** Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology – ND2007, 211 (2007).
31. **G. Battistoni et al.** Annals of Nuclear Energy, **82**, 10 (2015).

ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՖՈՏՈՆՆԵՐՈՎ ԹԹՎԱԾՆԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻՑ ${}^7\text{Be}$ -ի
ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ $E_{\gamma}^{\text{max}}=40$ ԵՎ 70 ՄԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա.Յ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ս.Մ. ԱՄԻՐԻՆՅԱՆ, Հ.Ռ. ԳՈՒԼԲԱՆՅԱՆ,
Տ.Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈՂՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

ԱԱԳԼ-ի գծային էլեկտրոնային արագացուցչի վրա $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ և 70 ՄԷՎ սահմանային էներգիայով արգելակման ճառագայթման ֆոտոնների փնջերով, հարուցված ակտիվության մեթոդի կիրառմամբ հետազոտվել է թթվածնի միջուկից ${}^7\text{Be}$ իզոտոպի ֆոտոառաջացման ${}^{16}\text{O}(\gamma, X){}^7\text{Be}$ ներատական պրոցեսը: Այդ պրոցեսը շեմային էներգիայի մոտ տիրություն ($E_{\gamma} < 40$ ՄԷՎ) առաջին անգամ դիտարկվել է ներկայացվող աշխատանքում՝ շնորհիվ ԱԱԳԼ-ի (Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ) ստորգետնյա լաբորատորիայում առկա ցածր ֆոնային պայմանների, որոնցում իրականացվել են սպեկտրոսկոպիկ չափումները: Չափվել են արգելակման

ֆոտոնների սպեկտրով միջինացված կտրվածքը և մեկ համարժեք ֆոտոնին համապատասխանող կտրվածքը: Ստացվել են նաև գնահատականներ այդ պրոցեսի ինտեգրալ կտրվածքի համար: Չափված կտրվածքները համեմատվել են առկա փորձարարական տվյալների և TALYS1.9, GEANT4 և FLUKA մոդելների կանխատեսումների հետ: Ցույց է տրվել, որ TALYS-ի և GEANT4-ի կանխատեսումները մեր տվյալների համեմատ խիստ նվազեցված են (հատկապես $E_\gamma^{\max} = 40$ ՄէՎ-ի դեպքում), ինչը կապված է մոդելային հաշվարկներում հետևյալ երկու հիմնական շեմամերձ ռեակցիայի կանալների դերի խիստ թերագնահատման հետ, այն է՝ $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$ կանալի, որն ընթանում է երկմասնիկային ֆոտոքաժանման մեխանիզմով, և $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$ մասնատման կանալի: FLUKA -ի կանխատեսումները որակապես համադրելի են փորձարարական տվյալների հետ $E_\gamma < 40$ ՄէՎ և $E_\gamma = (50-60)$ ՄէՎ դեպքում, սակայն զգալիորեն գերազանցում են դրանք $E_\gamma = (40-50)$ ՄէՎ էներգիայի տիրույթում, ընդ որում այս ավելցուկը գրեթե ամբողջությամբ պայմանավորված է $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{B}$ մասնատման ռեակցիայի կտրվածքի գերազնահատված ներդրմամբ: Ստացված տվյալները կարող են օգտակար լինել միջուկային ռեակցիաների տեսական մոդելները բարելավելիս, երկրագնդի մթնոլորտում ռադիոիզոտոպների պարունակության ուսումնասիրություններում, ինչպես նաև հետաքրքրություն ներկայացնել այսպես կոչված «առաջնային լիթիումի խնդրի» հետ կապված:

STUDY OF ^7Be FORMATION FROM OXYGEN NUCLEI BY BREMSSTRAHLUNG PHOTONS AT $E_\gamma^{\max}=40$ AND 70 MeV

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

Using the induced activity method, the inclusive process $^{16}\text{O}(\gamma, X)^7\text{Be}$ of the ^7Be isotope photoproduction from oxygen nuclei was studied at the linear electron accelerator AANL (YerPhI) at the boundary energies of bremsstrahlung photons $E_\gamma^{\max} = 40$ and 70 MeV. This process in the near-threshold energy range $E_\gamma < 40$ MeV was first observed in this work owing to low-background conditions in the underground laboratory of the AANL, where spectroscopic measurements were carried out. The cross section averaged over the spectrum of bremsstrahlung photons and the cross section per equivalent photon have been measured. Estimates are also obtained for the integral cross section of this process. The measured cross sections are compared with the available experimental data and with the predictions of the TALYS1.9, GEANT4 and FLUKA models. It is shown that the predictions of TALYS and GEANT4 are strongly underestimated (especially at $E_\gamma^{\max} = 40$ MeV) in comparison with our data, which is associated with a strong underestimation in model calculations of the role of two main near-threshold reaction channels: the $^{16}\text{O}(\gamma, ^9\text{Be})^7\text{Be}$ channel, which proceeds through the two-particle photofission mechanism and the $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$ spallation channel. FLUKA predictions are qualitatively comparable with experimental data at $E_\gamma < 40$ MeV and $E_\gamma = (50-60)$ MeV, however, they greatly exceed them in the energy range $E_\gamma = (40-50)$ MeV, this excess being almost entirely due to the overestimated contribution of the $^{16}\text{O}(\gamma, n+\alpha+\alpha)^7\text{Be}$ spallation reaction cross section. The data obtained may turn out to be useful in attempts to improve theoretical models of nuclear reactions, in the study of the radioisotope content of the earth's atmosphere, and also be of interest in connection with the so-called "primary lithium problem".