

Об изучении выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ при измерениях (^{12}B , ^{12}N)–активности телескопами ΔE –детекторов между импульсами ускорителя электронов

С.С. Бельшев,¹ Л.З. Джилаван,^{2,*} А.И. Карев,³ А.М. Лапик,²
А.Л. Полонский,² В.Н. Пономарёв,² А.В. Русаков,² А.А. Туринге²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Институт ядерных исследований РАН. Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, д. 7а

³Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН. Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53
(Поступила в редакцию 07.12.2022; после доработки 29.12.2022; принята к публикации 14.01.2023)

Проанализированы возможности изучения выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ путём измерения наведенной (^{12}B , ^{12}N)–активности телескопами тонких ΔE –детекторов во временных интервалах между импульсами ускорителя электронов. Для образования и регистрации распада (^{12}B , ^{12}N)–ядер даны оценки с учётом параметров: пучка электронов; Та–радиатора и облучаемых мишеней из графита или NH_4NO_3 ; телескопов пластиковых сцинтилляционных ΔE –детекторов.

PACS: 25.20.-x УДК: 539.1

Ключевые слова: атомные ядра вблизи границ устойчивости к испусканию нуклонов, модели ядерных реакций, неразрушающее обнаружение скрытых концентраций углерода и азота, импульсные ускорители электронов.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330202](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330202)

ВВЕДЕНИЕ

Для фотонуклонных реакций, в которых у ядер–мишеней естественный изотопный состав $\eta_{is} > 1\%$, энергия падающих γ –квантов $E_\gamma \lesssim 50$ МэВ, испускается до 3 нуклонов, у ядер–продуктов периоды полураспада $T_{1/2}$ от нескольких миллисекунд до нескольких десятков миллисекунд, образуемые радионуклиды ^{12}B (β^- –распад; $T_{1/2} \cong 20.2$ мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β^- –частиц $E_{\beta max} \cong 13.4$ МэВ) и ^{12}N (β^+ –распад; $T_{1/2} \cong 11.0$ мс, $E_{\beta max} \cong 16.4$ МэВ) являются практически уникальными [1, 2]. Исследования сечений и выходов фотоядерных реакций с образованием ^{12}B и ^{12}N важны и для развития моделей ядерных реакций (см., например, TALYS, EMPIRE [3, 4]) с адекватным учетом в них образования ядер–продуктов вблизи границ устойчивости к испусканию нуклонов, и для разработки методов наружного контроля объектов для обнаружения в них скрытых концентраций углерода и азота с регистрацией (^{12}B , ^{12}N)–активности [5–8]. Речь идет о реакциях (см. их параметры в [1]):

$$\gamma + ^{13}\text{C}(\eta_{is} \cong 1.10\%) \rightarrow ^{12}\text{B} + p(E_{thr} \cong 17.5), \quad (1)$$

$$\gamma + ^{14}\text{N}(\eta_{is} \cong 99.63\%) \rightarrow ^{12}\text{B} + 2p(E_{thr} \cong 25.1), \quad (2)$$

$$\gamma + ^{14}\text{N}(\eta_{is} \cong 99.63\%) \rightarrow ^{12}\text{N} + 2n(E_{thr} \cong 30.6), \quad (3)$$

где E_{thr} — порог реакции в мегаэлектронвольтах.

В работе с помощью библиотеки программ GEANT4 [9] рассмотрены вопросы активационного изучения выходов реакций (1)–(3) с применением в режиме совпадений телескопических ΔE –детекторов из тонких пластиковых сцинтилляторов.

1. ДАННЫЕ О ВЫХОДАХ РЕАКЦИЙ (1)–(3) И РАССМАТРИВАЕМЫЕ НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Доступные экспериментальные и модельные сведения о сечениях $\sigma(E_\gamma)$ или различных их интегральных величинах для реакций (1)–(3) собраны в [10].

Сечения реакции (1) при энергиях падающих γ –квантов $E_{thr} < E_\gamma \leq 30$ МэВ (но не выше!) измерены в работах [11–13], результаты которых упомянутых задач приемлемо согласуются между собой. Но в [10] показано, что проведенные с помощью наиболее используемых моделей ядерных реакций [3, 4] расчёты сечений реакции (1) дают значения, которые примерно на порядок ниже значений, следуемых из [11–13].

Для реакций (2)–(3) ситуация ещё более неудовлетворительная. Согласно [10] для этих реакций имеются только фрагментарные по отношению к значениям кинетической энергии падающих

* E-mail: dzhil@inr.ru

на радиаторы электронов $E \approx (90 \text{ и } 100) \text{ МэВ}$ различные интегральные по энергиям тормозных γ -квантов E_γ экспериментальные данные об их сечениях из [14, 15] соответственно, полученные (как представляется) с весьма ограниченной точностью. Но, как показано в [10], проведенные по моделям [3, 4] расчеты сечений реакций (2)–(3) $\sigma(E_\gamma)$ оказываются по отношению к экспериментальным сечениям, соответствующим [14, 15], ниже вплоть до двух порядков их величин.

Поэтому для реакций (1)–(3) нужны новые измерения сечений $\sigma(E_\gamma)$ или хотя бы их различных интегральных характеристик [16, 17]. Например, измерений «эффективного выхода» реакции $Y_{\text{rad+coll}}(E)$ для $\sigma(E_\gamma)$, взвешенных по спектру $N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E)$ тормозных γ -квантов, бомбардирующих при некоем коллиматоре мишень толщиной dt_{tag} и испускаемых на один электрон с кинетической энергией E , падающих на радиатор толщиной dt_{rad} (при неких поперечных размерах и материалах радиатора и мишени):

$$\begin{aligned} dt_{\text{rad}} dt_{\text{tag}} Y_{\text{rad+coll}}(E) &= \\ &= dt_{\text{rad}} dt_{\text{tag}} \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E) dE_\gamma, \end{aligned}$$

где в $N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E)$ максимальная энергия тормозных γ -квантов $E_{\gamma \text{ max}} = E$.

Варианты активационных измерений выходов реакций (1)–(3) на импульсных ускорителях электронов во временных интервалах между импульсами пучка кратко рассмотрены в [18]. В [2] из таких вариантов был подробнее рассмотрен основанный на использовании NaI-спектрометров для регистрации (^{12}B , ^{12}N)-активности. Но фон в зале облучений принуждает рассмотреть и вариант регистрации β -активности от распадов ^{12}B и ^{12}N телескопами тонких ΔE -детекторов в режиме их совпадений. При этом надо учитывать разбросы энергии β -частиц при их выходе через боковую поверхность облучаемой мишени (относительно оси пучка z) как при самих (^{12}B , ^{12}N)-распадах (см., например, [1]), так и после прохода β -частицами пути в мишени (см. [19, 20]) и до каждого из ΔE -детекторов через их упаковку в своём телескопе.

Обычно в фотоядерных исследованиях на тормозных фотонах измеряется зависимость выхода реакции от E . Затем, решая обратную задачу, извлекают для сечения реакции зависимость $\sigma(E_\gamma)$. Однако с учетом огромных вышеуказанных расхождений доступных экспериментальных и модельно-расчетных данных интересно и сопоставление результатов измерения выхода при фиксированной E с соответствующими модельно-расчетными значениями в предположении, что в модели форма зависимости $\sigma(E_\gamma)$ близка к истинной, а причина таких расхождений — большое и одинаковое по E_γ занижение расчетных сечений интересующих реакций, которому пропорциональны искажения вышеупомянутых интегральных величин. При этом из-за

малости произведений $\eta_{is} \cdot \sigma(E_\gamma)$ важна оптимизация условий экспериментов.

2. АППАРАТУРА, РАССМАТРИВАЕМАЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Начальные эксперименты по измерениям выходов реакций готовятся на импульсном разрезном микротроне РМ-55 [21] Физического института имени П. Н. Лебедева РАН и Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына при МГУ имени М. В. Ломоносова.

У РМ-55 11 орбит. На последней орбите есть специальный магнит для вывода из РМ-55 его импульсного пучка. Движение реперной частицы при ее ускорении в РМ-55 и выводе из него идет в горизонтальной плоскости. Сам РМ-55 весьма компактен и размещен внутри также компактного бункера дополнительной защиты из тяжелого бетона. В стене этого бункера по оси выводимого пучка электронов z есть амбразура.

У электронов из РМ-55: фиксированная энергия $E \cong 55 \text{ МэВ}$ с разбросом $\Delta E \cong 84 \text{ кэВ}$; длительность токового импульса $\cong 8 \text{ мкс}$ [21]; при частоте повторения импульсов 12.5 с^{-1} средний ток $\approx 0.1 \text{ мА}$ (то есть в импульсе $\approx 5 \times 10^{10}$ электронов).

Пучок электронов падает по оси пучка z на расположенные вплотную друг к другу сборки Та-радиатора и облучаемых мишеней. Удобна для описания прямоугольная правосторонняя система координат с осями x и y такая, что точка её начала совпадает с точкой входа пучка в мишень, а ось y — вертикальная.

Рассматриваются цилиндрические соосные с осью z мишени диаметром D и длиной (по пучку) $t = 100 \text{ мм}$. Мишени двух типов: 1 — безоболочечные графитовые с плотностью 2.1 г/см^3 ; 2 — имеющие оболочку-пенал из титана с толщинами стенок 0.5 мм , заполняемые порошком нитрата аммония NH_4NO_3 с плотностью 1.4 г/см^3 . Каждый телескоп ΔE -детекторов состоит из двух тонких пластинок-параллелепипедов из пластикового сцинтиллятора ($1 \times 46 \times 100 \text{ мм}^3$), грани которых параллельны осям x , y , z соответственно. В одном телескопе ближняя к мишени пластинка расположена по оси x от $(0.5D + 30 \text{ мм})$ до $(0.5D + 31 \text{ мм})$, по оси y от -23 мм до $+23 \text{ мм}$ и по оси z от 0 до 100 мм , а следующая за ней пластинка этого же телескопа смещена параллельно по оси x на $+2 \text{ мм}$ (см. на рис. 1 схему для случая реакции (2) в NH_4NO_3 -мишени). Во втором телескопе пластинки расположены зеркально относительно оси x . Все пластинки находятся в упаковке толщиной 0.5 мм из тефлона и непрозрачной для видимого света бумаги и просматриваются (каждая) со своего узкого торца отдельным фотоэлектронным умножителем ФЭУ-143. В питании ФЭУ устанавливаются управляемые делители для снижения искажений из-за большой загрузки во время импульсов пучка [22].

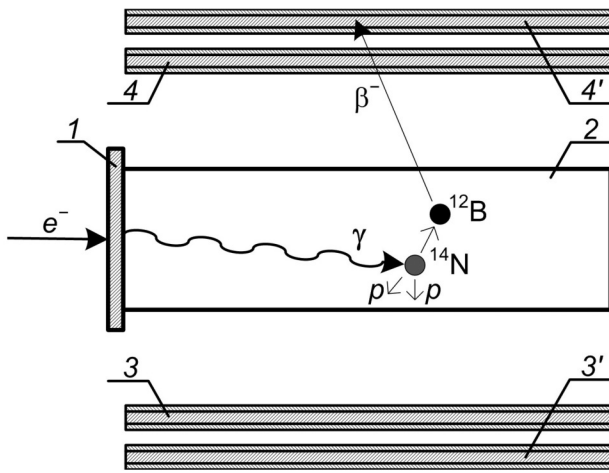


Рис. 1. Для случаев реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ схема образования ядер ^{12}B и регистрации их β -распадов. 1 — Ta-радиатор; 2 — NH_4NO_3 -мишень; 3, 3' и 4, 4' — два телескопа тонких пластиковых ΔE -детекторов (каждый в своей упаковке)

3. ОБРАЗУЕМЫЕ В МИШНЯХ ЯДРА ^{12}B И ^{12}N

Модельные расчеты на основе [9] проводились для монохроматического «игольчатого» (без угловых и линейных поперечных разбросов) пучка электронов с $E = 55$ МэВ. Потoki тормозных γ -квантов образуются и в самих мишенях, но в основном в Ta-радиаторе с толщиной $t_{\text{Ta}} = 1$ мм $\approx X_0/4$ (близкой, согласно нашим расчетам [2], к оптимальной, где X_0 — радиационная длина для Ta [23]). Здесь пренебрежимы вклады электроядерных реакций (см. например, в [24]). При этом реализуется следующая качественная картина идущих процессов. Падающий пучок электронов образует на выходе радиатора пучки тормозных γ -квантов и остаточных электронов. Из-за потерь энергии и рассеяния электронов при прохождении сборки (радиатор + мишень) у электронов и испускаемых ими тормозных γ -квантов есть существенные искажения их энергетических спектров (в сопоставлении для электронов с монохроматой на входе радиатора, а для тормозных γ -квантов с их спектрами из [23] для $E \cong 55$ МэВ) и распределений по углам по отношению к оси z . Но на выходе радиатора, благодаря довольно низкой величине t_{Ta} , есть сравнительно малые линейные поперечные смещения по x и y (которые затем нарастают в мишени с ростом z). Так что эффективные области, занимаемые в мишени тормозными γ -квантами и образуемыми ими ядрами ^{12}B и ^{12}N , видоизменяются от усеченного конуса в начале мишени до цилиндра с диаметром, примерно равным диаметру мишени D .

Характеристики этой качественной картины обретают свои количественные значения в проведенных нами модельных расчетах с использованием [9].

На рис. 2, а показаны в качестве примера для NH_4NO_3 -мишени рассчитанные (с использованием модельных сечений [25] для реакции (2)) распределения по z ядер ^{12}B , образованных за один импульс пучка. А на рис. 2, б — для актов распадов этих ^{12}B , зарегистрированных двумя телескопами ΔE -детекторов. При этом в таблице можно найти для NH_4NO_3 -мишеней с $D = (10; 15; 20)$ мм и для реакций (2)–(3) рассчитанные по модельным сечениям [25] количества ядер ^{12}B и ^{12}N , образованных за один импульс пучка, а также актов распадов этих ядер, зарегистрированных при этом двумя телескопами ΔE -детекторов. В таблице также для образованных в графитовых мишенях в реакции (1) аналогичных количеств ядер ^{12}B и зарегистрированных актов их распадов даны результаты расчетов по модельным сечениям из [25] и по экспериментальным сечениям из [13], но здесь сечение реакции (1) из [13] при $E_\gamma > 28$ МэВ линейно экстраполировалось в $\sigma(E_\gamma \geq 32 \text{ МэВ}) = 0$.

Показанные на рис. 2, а и в таблице результаты расчётов находятся в согласии с приведёнными выше в данном разделе качественными соображениями и дают количественные уточнения, нужные для оптимизации параметров пучка, состава и геометрических параметров всех элементов установки, предлагаемой для проведения рассматриваемых в настоящей работе измерений. Так, например, из рис. 2, а следует, что выбранная длина облучаемых мишеней близка к оптимальной. При росте z в начале мишени наблюдается рост образования искомых ядер (здесь до $z \approx 2 - 3$ см на (5–10)% в зависимости от диаметра мишени D) из-за нарастания потока дополнительных тормозных γ -квантов, генерируемых в мишени примесью в облучающем пучке прошедших радиатор электронов. Далее с ростом z идёт спад образования этих ядер (здесь в конце мишени по сравнению с её началом до (25–50)% тоже в зависимости от диаметра мишени D) из-за превалирования ослабления с ростом z потока тормозных γ -квантов и из-за ухода последних через бока мишени и поглощения их внутри неё.

4. РЕГИСТРАЦИЯ (^{12}B , ^{12}N)–РАСПАДОВ ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE -ДЕТЕКТОРОВ

Согласно [1] для распадов ядер ^{12}B и ^{12}N плотности вероятности ($\Delta w/\Delta E_\beta$) испускания β -частиц на один акт распада в зависимости от кинетической энергии этих частиц E_β близки к колоколообразным и достигают максимальных значений при $E_\beta \approx 0.5E_{\beta \text{ max}}$. Но у рассчитанных нами распределений кинетических энергий E для изотропно испускаемых β -частиц от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени, например с $D = 20$ мм, при их регистрации используемыми телескопами ΔE -детекторов (с учетом потерь энергии и рассеяния таких β -частиц в мишени и по пути до первых ΔE -детекторов этих телескопов) имеется су-

Таблица. Рассчитанные по модельным и экспериментальным сечениям реакций (1)–(3) числа ядер ^{12}B и ^{12}N , образуемых за один импульс пучка в мишенях, и актов распадов этих ядер, регистрируемых двумя телескопами пластиковых ΔE -детекторов

Мишень	Реакция	Сечение	Ядра-продукты ^{12}B или ^{12}N	$D=10$, мм	$D=15$, мм	$D=20$, мм
С (графит)	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	модельное	образуемые	14281	17490	22000
			регистрируемые	2632	2709	2498
		экспериментальное	образуемые	133218	173186	207771
			регистрируемые	24546	25495	23596
NH_4NO_3 (нитрат аммония в Тi-пенале)	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	модельное	образуемые	1188	1528	1764
			регистрируемые	236	255	241
	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	модельное	образуемые	737	941	1068
			регистрируемые	148	163	157

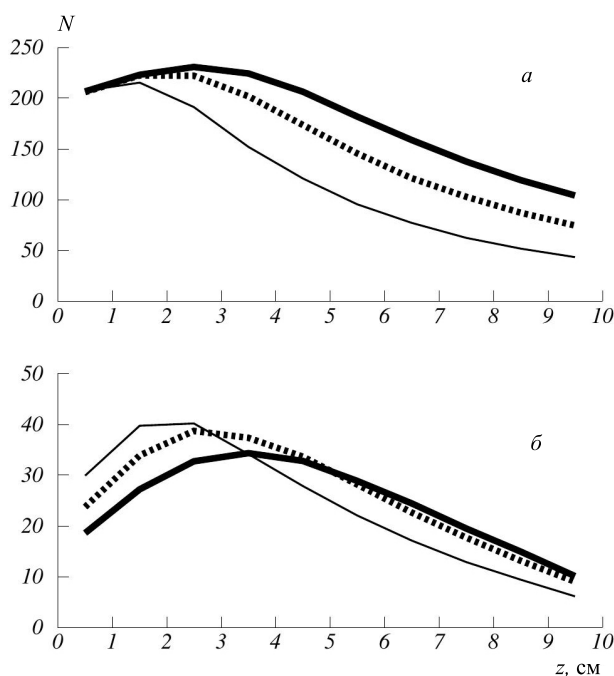


Рис. 2. Рассчитанные количества за один импульс пучка в зависимости от z в NH_4NO_3 -мишени для: a — образуемых ядер ^{12}B ; b — актов их распадов, регистрируемых двумя телескопами ΔE -детекторов. Тонкие сплошные линии — для диаметра мишени $D=10$ мм; толстые прерывистые линии — для $D=15$ мм; толстые сплошные линии — для $D=20$ мм

щественное уменьшение энергии регистрируемых β -частиц, соответствующей максимуму распределения их по энергиям E , а также появление у этого распределения значительного обогащения области E ниже такого максимума.

Из таблицы следует, что для указанных мишеней из NH_4NO_3 и графита оптимальные диаметры $D \approx 15$ мм, а средняя эффективность регистрации актов распадов искомых ядер двумя телескопами ΔE -детекторов $\sim (15-17)\%$ (отметим, что эффективность по z максимальна для середины ми-

шеней и спадает почти вдвое на краях, что, в частности, ведет к соответствующим дополнительным спадам на рис. 2, b).

Рассчитанные распределения ΔE — потерь энергии β -частицами от распадов ядер ^{12}B или ^{12}N , образованных в мишенях и зарегистрированных в каждом из используемых пластиковых сцинтилляторов в своей паре, — имеют максимумы при $\Delta E \sim 0.15$ МэВ. Отсюда следует, что введение дискриминации для амплитуд импульсов с ΔE -детекторов существенно для подавления фона в зале облучений. В этом фоне представляется наиболее опасным фон электронов, образуемых фоновыми тепловыми нейтронами при их радиационных захватах (см., например, [26, 27]). Важно, однако, указать, что даже если этот фон сопоставим с ожидаемым эффектом, при измерениях он может экспериментально определяться и учитываться при обработке результатов измерений, как это, например, осуществлялось нами при поисках короткой компоненты в образуемых при фотоделинии ядер ^{238}U запаздывающих нейтронов, измеряемых в интервалах между импульсами пучка линейного ускорителя электронов [27].

В настоящей работе рассматривается регистрация β -частиц, испускаемых при распадах ядер ^{12}B или ^{12}N во временных интервалах между импульсами пучка ускорителя электронов. При частоте повторений этих импульсов 12.5 c^{-1} имеем ≈ 80 мс между импульсами этого пучка. В этом случае к моменту следующего импульса остаются нераспавшимися только $\approx 6\%$ ядер ^{12}B , образованных за время предыдущего импульса пучка. Так что даже в этом случае можно считать, что регистрируются только распады радионуклидов, образованных текущим импульсом пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для последующей разработки на РМ-55 рассматриваемой задачи нужны аккуратные фоновые измерения с телескопами ΔE -детекторов в сопостав-

лении с результатами проведенных в данной работе модельных оценок. Важно указать, что у рассмотренной методики есть резервы при введении дополнительных располагаемых симметрично по отношению к оси z 1–3 пар телескопов ΔE -детекторов.

В дальнейшем желателен перенос экспериментов на импульсные ускорители электронов, име-

ющие значительно большие уровни числа ускоренных электронов в импульсе пучка и способные обеспечивать энергию падающих на мишени электронов в широком диапазоне, для извлечения данных не только о выходах, но и о сечениях исследуемых реакций.

- [1] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [2] Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Лапик А.М. // Изв. РАН. Сер. физ. **86**, № 4. 577. (2022) (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**, N 4. 479.(2022).)
- [3] TALYS-1.6. <http://www.talys.eu/>
- [4] Herman M., Capote R., Sin M. et al. // «EMPIRE-3.1». Rivoli. User's Manual. 2012.
- [5] Alvarez L.W. // Patent US 4756866: July 12, 1988.
- [6] Knapp E.A., Moler R.B., Saunders A.W., Trower W.P. // Appl. Rad. Isotopes. **53**. 711. (2000).
- [7] Карев А.И., Раевский В.Г., Джилавян Л.З. и др. // Патент RU № 2444003 C1, 27.02.2012. Бюл. № 6 (Karev A.I., Raevsky V.G., Dzhilavyan L.Z. et al. // Patent US 8,582,712 B2, November 12, 2013.)
- [8] Джилавян Л.З. // ЭЧАЯ. **50**. Вып. 5. 637 (2019). (Dzhilavyan L.Z. // Phys. Part. Nucl. **50**. N 5. 556. (2019).)
- [9] GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Physics Reference Manual.
- [10] Ачаковский О.И., Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Покотилковский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. **80**. № 5. 633 (2016) (Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovskiy Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**. N 5. 572. (2016).)
- [11] Cook B.C. // Phys. Rev. **106**. 300. (1957).
- [12] Денисов В.П., Куликов А.В., Кульчицкий Л.А. // ЖЭТФ **46**. 1488 (1964). (Denisov V.P., Kulikov A.V., Kul'chitskii L.A. // J. Exp. Theor. Phys. **19**. 1007. (1964).)
- [13] Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N., Jury J.W. // Phys. Rev. C. **27**. 1957. (1983).
- [14] Kotar A.P., Krzhemenek Ya., Yavor I.P. // Nucl. Phys. **34**. 551. (1962).
- [15] Panofsky W.K.H., Reagan D. // Phys. Rev. **87**. 543. (1952).
- [16] Fuller E.G. // Phys. Rep. **127**. 185. (1985).
- [17] Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Стопани К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. **83**. № 4. 509 (2019). (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Stopani K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **83**. N 4. 458. (2019)).
- [18] Dzhilavyan L.Z. About yield measuring for the reactions $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ and $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$. Proc. of the XIV Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (EMIN-2015). Poster Reports. INR RAS, Moscow. 2016. P. 12–15.
- [19] Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Покотилковский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. **80**. № 5. 627 (2016). (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovskiy Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**. N 5. 566. (2016).)
- [20] Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Лапик А.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. **83**. № 4. 500 (2019). (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**. N 4. 449. (2019)).
- [21] Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Каманин А.Н. и др. // ПТЭ. № 2. 20. (2018).; Ермаков А.Н., Ishkhanov B.S., Kamantin A.N. et al. // Instrum. Exper. Techniques. **61**. 173. (2018).
- [22] Джилавян Л.З., Лапик А.М., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. **83**. № 4. 525 (2019). (Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., A.V.Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **83**. N 4. 474. (2019)).
- [23] Beltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Methods. **B. 12**. 95. (1985).
- [24] Сорокин П.В. // Тр. II семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях» (Москва, 1972). М.: Наука, 1973, С. 348.
- [25] Koning A.J. et al. // TENDL_2013 Nuclear data library. Gamma sub_library. ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2013/gamma_html/gamma.html (2013).
- [26] Джилавян Л.З., Покотилковский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. (2017). **14**. № 5. С. 506. (Dzhilavyan L.Z., Pokotilovskiy Yu.N. // Physics of Particles and Nuclei Letters. **14**. N 5. 726. (2017)).
- [27] Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. Latysheva L.N. et al. // Phys. At. Nucl. **84**. N 9. 1610. (2021).

On the Study of Reaction Yields of $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ through Measurements of (^{12}B , ^{12}N) Activities with ΔE -Detector Telescopes between Electron Accelerator Pulses

S.S. Belyshev¹, L.Z. Dzhilavyan^{2,a}, A.I. Karev³, A.M. Lapik², A.L. Polonski², V.N. Ponomarev², A.V. Rusakov², A.A. Turinge²

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

² Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

³ Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Moscow 119991, Russia

E-mail: ^a dzhil@inr.ru

The possibilities of studying the reaction yields of $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ through measurements of induced (^{12}B , ^{12}N) activities with thin ΔE detector telescopes in temporal intervals between electron accelerator pulses

have been analyzed. Estimates for the production of (^{12}B , ^{12}N) nuclei and registration of their decay are provided, taking into account the parameters of the electron beam, Ta radiator, irradiated targets made of graphite or NH_4NO_3 , and telescopes of plastic scintillation ΔE detectors.

PACS: 25.20.-x

Keywords: atomic nuclei near borders for nucleon emission, models of nuclear reactions, non-destructive detection of hidden concentrations of carbon and nitrogen, pulsed electron accelerators.

Received 07 December 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 3. Pp. 272–277.

Сведения об авторах

1. Бельшев Сергей Сергеевич — ассистент; e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
2. Джилавян Леонид Завенович — доктор физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.; тел.: (499) 198-07-61, e-mail: dzhil@inr.ru; nucleus009@mail.ru.
3. Карев Александр Иванович — канд. физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.; e-mail: darlingsasha@mail.ru.
4. Лапик Александр Михайлович — научн. сотр.; тел.: (499) 135-33-37, e-mail: lapik@inr.ru.
5. Полонский Андрей Леонидович — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; тел.: (499) 264-87-40, e-mail: polonski@inr.ru.
6. Пономарёв Василий Николаевич — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; e-mail: vasnikpon@rambler.ru.
7. Русаков Артур Владимирович — научн. сотр.; e-mail: rusakov@inr.ru.
8. Туринге Андрей Арисович — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; e-mail: turinge56@mail.ru.