

Образование изотопа ^{18}F в реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ при $E_b = 55$ МэВ

С. С. Бelyшев^{1,a}, Л. З. Джилавян^{2,b}, А. Н. Ермаков³, Б. С. Ишханов^{1,3},
А. И. Карев⁴, В. Г. Раевский⁴, В. В. Ханкин³, В. И. Шведун³

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

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

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелыцина (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

⁴ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН.

Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

E-mail: ^abelyshev@depni.sinp.msu.ru, ^bdzhil@cpc.inr.ac.ru

Статья поступила 27.12.2011, подписана в печать 16.02.2012.

Измерена активность изотопа ^{18}F , полученного в реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ на пучке тормозных γ -квантов с максимальной энергией $E_b = 55$ МэВ.

Ключевые слова: радиоизотопы, ядерные реакции, активационный анализ, гамма-спектрометрия.

УДК: 539.1.074.55. PACS: 25.20.-x.

Введение

В современной медицине радиоактивные изотопы широко используются для обнаружения и лечения различных заболеваний. Кроме того, применение радиоизотопов — важное методическое направление различных научных исследований в медицине и биологии. Одним из таких радиоизотопов является ^{18}F , который активно используется при применении методики позитронно-эмиссионной томографии. ^{18}F является β^+ -активным изотопом с удобным и в то же время достаточно малым в смысле получаемой при обследовании дозы облучения периодом полураспада $T_{1/2} \approx 109.8$ мин.

До сих пор необходимые для медицины радиоизотопы в основном нарабатывались в ядерных реакторах и на ускорителях легчайших ядер. В частности, изотоп ^{18}F получают на циклотронах под действием пучков протонов или дейтронов в реакциях $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ или $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$ соответственно (см., например, обзор [1]). Однако неоднократно делались попытки альтернативной наработки радиоизотопов на сравнительно недорогих электронных ускорителях с использованием фотоядерных реакций. Возможности такого метода наработки ^{18}F в последние годы все более активно обсуждаются (см., например, [2], а также ссылки в ней). В настоящей работе сообщаются результаты эксперимента, выполненного на разрезном микротроне RTM-55 [3], по образованию изотопа ^{18}F в результате реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ под действием тормозных γ -квантов с максимальной энергией $E_b = 55$ МэВ.

1. Методика эксперимента

Схема проведения эксперимента показана на рис. 1. Выведенный из RTM-55 пучок электронов с энергией 55 МэВ бомбардировал вольфрамовый радиатор толщиной 2.5 мм, в котором образовывалось тормозное γ -излучение. Исследуемая металлическая мишень-образец ^{23}Na толщиной 1 см располагалась по оси пучка непосредственно после тормозной мишени-радиатора. Время

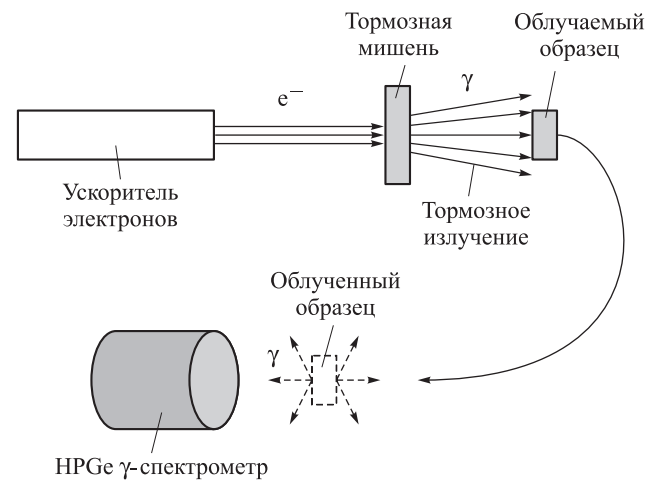


Рис. 1. Схема эксперимента по образованию изотопа ^{18}F и регистрации его распада

облучения мишени-образца ^{23}Na составило ≈ 50 мин. Измеренный с помощью цилиндра Фарадея ток пучка электронов на мишени-радиаторе составлял ≈ 75 нА. После окончания облучения образец ^{23}Na переносился к γ -спектрометру на основе сверхчистого германия (HPGe-детектор). Этот спектрометр регистрировал вторичные γ -кванты, испускаемые при распадах радиоизотопов, образованных в облученном образце из ^{23}Na . Расстояние между облученным образцом и HPGe-детектором составляло ≈ 150 мм. HPGe-детектор и облученный образец размещались в специальной защите, что существенно уменьшало внешний радиационный фон. Предварительно с помощью стандартных радиоактивных источников ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu и ^{241}Am была проградуирована шкала γ -спектрометра по энергии и измерена для пиков полного поглощения его эффективность регистрации, оказавшаяся, в частности, ≈ 0.236 и $\approx 0.107\%$ для γ -линий 511 и 1275 кэВ соответственно. Через 2 мин после конца

облучения с помощью HPGe спектрометра начались измерения вторичного γ -излучения из облученного образца ^{23}Na . Измерения проводились непрерывно в течение ~ 13 дней. Каждые 3.5 с информация о спектре γ -квантов записывалась в память компьютера.

2. Результаты измерений

На рис. 2 приведены два спектра γ -квантов наведенной в образце ^{23}Na активности. Верхний и нижний спектры на рис. 2 даны для скоростей счета, являющихся средними по интервалам времени после окончания облучения $(1 \div 10) \cdot 10^3$ с и $(6 \div 10) \cdot 10^5$ с соответственно. В этих спектрах выделяются пики, связанные с γ -линиями от распадов различных радиоизотопов, образовавшихся в результате облучения образца ^{23}Na , и в особенности:

- от искомого радиоизотопа ^{18}F (β^+ -распад (96.9%) и электронный захват ЕС (3.1%), $T_{1/2} \approx 109.8$ мин);

- от образованного в реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)$ радиоизотопа ^{22}Na (β^+ -распад (90.5%) и ЕС (9.5%), $T_{1/2} \approx 2.602$ года);

- от образованного в реакции $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ радиоизотопа ^{24}Na (β -распад, $T_{1/2} \approx 15.02$ ч).

Эти пики возникают от γ -линий с энергиями:

- 511 кэВ (аннигиляционной от ^{18}F , а также других β^+ -активных изотопов, включая ^{22}Na , в особенности для нижнего спектра на рис. 2);

- 1275 кэВ (от ^{22}Na);

- 1369 кэВ и 2754 кэВ (обе от ^{24}Na).

Все спектроскопические данные взяты из работы [4].

На рис. 3 показана временная зависимость скорости счета в пике полного поглощения для аннигиляционной линии 511 кэВ. Эту зависимость можно в хорошем приближении представить суммой двух экспонент с $T_{1/2}$, соответствующих β^+ -распадам изотопов ^{18}F и ^{22}Na .

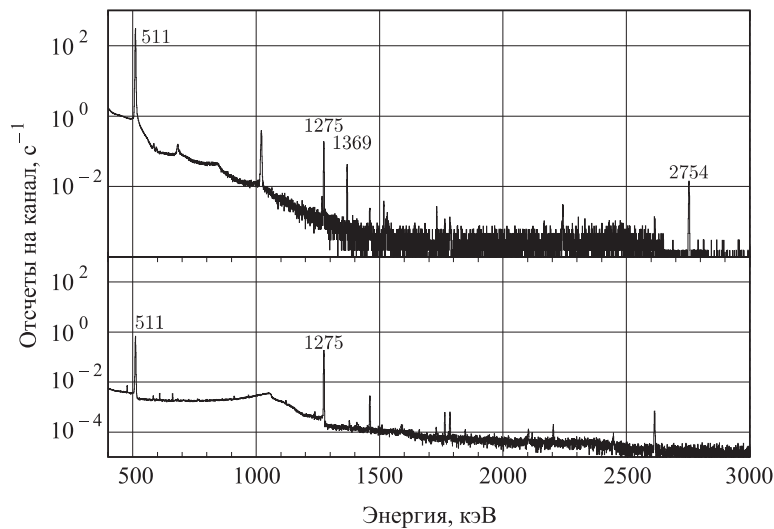


Рис. 2. Спектры γ -излучения от облученного образца ^{23}Na (верхний и нижний спектры — скорости счета, средние по интервалам времени после окончания облучения $(1 \div 10) \cdot 10^3$ с и $(6 \div 10) \cdot 10^5$ с соответственно)

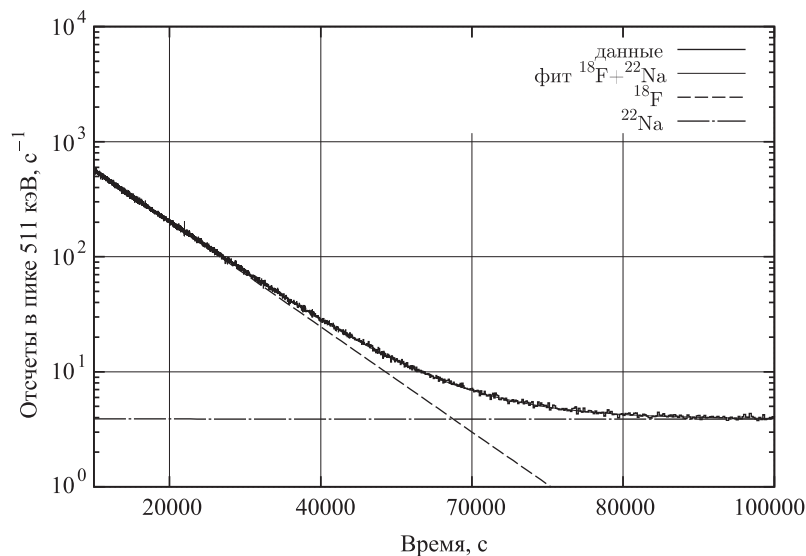


Рис. 3. Временная зависимость скорости счета в пике полного поглощения γ -линии 511 кэВ облученного образца ^{23}Na

К моменту окончания облучения образца, полученная из наших данных наработанная в образце активность изотопа ^{18}F $A_{\text{F-18}} \approx 0.35 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, а для ^{22}Na $A_{\text{Na-22}}$ (по линии 511 кэВ) $\approx 0.825 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $A_{\text{Na-22}}$ (по линии 1275 кэВ) $\approx 0.916 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. То есть на этот момент времени активность ^{18}F более чем в 300 раз превышала активность ^{22}Na .

3. Обсуждение результатов

На рис. 4 показана часть $N-Z$ -диаграммы атомных ядер, на которой можно проследить эволюцию атомных ядер как образующихся при облучении изотопа ^{23}Na , так и в более общем случае образования изотопа ^{18}F в фотоядерных реакциях.

Na19 р	Na20 447.9 мс ЕСα, ЕС, β ⁺	Na21 22.49 с ЕС, β ⁺	Na22 2.6019 л ЕС, β ⁺	Na23 100 %
Ne18 1.672 с ЕС, β ⁺	Ne19 17.22 с ЕС, β ⁺	Ne20 90.48 %	Ne21 0.27 %	Ne22 9.25 %
F17 64.49 с ЕС, β ⁺	F18 109.77 м ЕС, β ⁺	F19 100 %	F20 11.00 с β ⁻	F21 4.158 с β ⁻

Рис. 4. $N-Z$ -диаграмма атомных ядер, образующихся в фотоядерных реакциях на изотопах ^{23}Na , $^{20-22}\text{Ne}$ и ^{19}F

В таблице приводятся различные фотоядерные реакции, в которых можно получать изотоп ^{18}F при облучении тормозными γ -квантами с максимальной энергией $E_b = 55 \text{ МэВ}$.

Образование изотопа ^{18}F в некоторых фотоядерных реакциях

№	Изотоп-мишень	η_{is} — изотопное содержание в естественной смеси, %	Тип реакции	Порог реакции $E_{\gamma \text{ thresh}}$, МэВ
1	^{19}F	100	$(\gamma, n)^{18}\text{F}$	10.43
2	^{20}Ne	90.51	$(\gamma, pn)^{18}\text{F}$	23.26
3	^{20}Ne	90.51	$(\gamma, 2n)^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F}$	28.50
4	^{21}Ne	0.27	$(\gamma, p2n)^{18}\text{F}$	29.63
5	^{21}Ne	0.27	$(\gamma, 3n)^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F}$	35.27
6	^{22}Ne	9.22	$(\gamma, p3n)^{18}\text{F}$	40.38
7	^{22}Ne	9.22	$(\gamma, 4n)^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F}$	45.63
8	^{23}Na	100	$(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$	20.89

Образующийся в результате фотонейтронных реакций $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и $(\gamma, 4n)$ соответственно на изотопах ^{20}Ne , ^{21}Ne и ^{22}Ne изотоп ^{18}Ne имеет период полураспада $T_{1/2} \approx 1.67 \text{ с}$ и уже в процессе облучения, претерпевая β^+ -распад, переходит в изотоп ^{18}F .

Наибольший выход изотопа ^{18}F наблюдается в реакции $^{19}\text{F}(\gamma, n)$. Причиной этого являются низкий порог реакции (10.43 МэВ) и большая величина сечения реакции (γ, n) , так как основная доля нейтронов образуется в результате возбуждения дипольного электрического гигантского резонанса, максимум которого расположен для ядра ^{19}F при энергии γ -квантов $E_{\gamma} \approx 24 \text{ МэВ}$. Интегральное сечение реакции в области от порога до $E_{\gamma} \approx 28 \text{ МэВ}$ составляет $\sim 90 \text{ мбн} \cdot \text{МэВ}$ [5, 6]. Однако использование в качестве мишени ^{19}F для образования изотопа ^{18}F встречает серьезную последующую проблему достижения требуемого высокого уровня конечной удельной активности ^{18}F , так как для разделения изотопов одного и того же химического элемента невозможно использовать традиционные радиохимические методы. Поэтому для наработки изотопа ^{18}F можно использовать либо изотопы $^{20-22}\text{Ne}$ (реакции 2–7), либо ^{23}Na (реакция 8). У последней реакции самый низкий порог и есть указания (см., например, [7]), что выход этой реакции, сопоставим с выходами для реакций 2–7 из таблицы для Ne-мишеней (или превышает их). Кроме того, для ^{23}Na значительно проще обеспечить высокую поверхностную плотность ядер в облучаемой мишени, что и определило наш выбор ^{23}Na в качестве мишени. В результатах наших измерений хорошо выделяется вклад ^{18}F -активности (интенсивная линия 511 кэВ с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 109.8 \text{ мин}$), а образованный при этом ^{18}F можно выделять методами традиционной радиохимии с получением высокой удельной активности.

Выход фотоядерной реакции $Y\{E_b\}$ связан со спектром падающих фотонов $\Phi\{E_{\gamma}, E_b\}$ и сечением этой реакции $\sigma\{E_{\gamma}\}$ соотношением

$$Y\{E_b\} \equiv \int_0^{E_b} \Phi\{E_{\gamma}, E_b\} \sigma\{E_{\gamma}\} dE_{\gamma}.$$

Здесь функция тормозного спектра $\Phi\{E_{\gamma}, E_b\}$ зависит не только от процесса тормозного излучения электрона при взаимодействии его с атомом, но и от потерь энергии в радиаторе. Поэтому для большей определенности вида функции $\Phi\{E_{\gamma}, E_b\}$ в прецизионных экспериментах по исследованию сечений фотоядерных реакций, как правило, предпочитают использовать тонкие радиаторы (см., например, [8]). Только в случаях, когда необходимо исследовать фотоядерные реакции с относительно малыми сечениями идут при некотором снижении точности на использование сравнительно толстых радиаторов (см., например, [9]). В прикладных исследованиях, когда необходимо получение максимального выхода используемой реакции, использование толстых радиаторов, как правило, является необходимостью. Но и при этом с целью оптимизации условий облучения необходимо оценивать получаемые выходы. Для этого используем следующий наглядный аналитический подход. Аналогично работе [2] аппроксимируем функцию спектра тормозного излучения на атоме электрона с кинетической энергией E_b :

$$\Phi_a\{E_{\gamma}, E_b\} dE_{\gamma} dx_r \approx (E_{\gamma} \cdot X_{0r})^{-1} dE_{\gamma} dx_r,$$

где dx_r и X_{0r} — элемент толщины и радиационная длина радиатора. Тогда для элементов толщины радиатора

и облучаемой фотоядерной мишени при полном «охвате» последней потока тормозных фотонов из радиатора имеем

$$Y\{E_b\} dx_l dx_r \approx dx_l dx_r (X_{0r})^{-1} \int_0^{E_b} (1/E_\gamma) \sigma\{E_\gamma\} dE_\gamma \equiv dx_l dx_r (X_{0r})^{-1} \sigma_{-1}(E_b),$$

где dx_l — элемент толщины мишени. Для многих фотоядерных реакций данные о $\sigma(E_\gamma)$ можно найти в литературе, а для многих фотонейтронных реакций систематизированные сведения о $\sigma(E_\gamma)$ и $\sigma_{-1}(E_b)$ даны в [5, 6]. Как следует из анализа данных из работ [5, 6], для интересующих нас фотоядерных реакций у $\sigma_{-1}(E_b)$ имеется существенная особенность: зависимости $\sigma_{-1}(E_b)$ по мере увеличения E_e после начального участка с монотонным и сравнительно крутым ростом выходят в область насыщения, где $\sigma_{-1}(E_b) \approx (\sigma_{-1})_{\text{sat}} (в частности, для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)$ величина $(\sigma_{-1})_{\text{sat}} \gtrsim 6$ мбн [5]). Пренебрегая ослаблениями потока фотонов в радиаторе и мишени (что, в данной задаче приемлемо, как первое приближение), можно для наработки изотопа вместо $\sigma_{-1}(E_e)$ брать $(\sigma_{-1})_{\text{sat}}$, но при эффективной толщине радиатора $(X_r)_{\text{eff}} = \chi_{\text{eff}} \cdot X_r$. Нужные данные для радиоизотопов, мишеней и реакций (схемы распадов, $T_{1/2}$, изотопный состав η_{is} , молекулярный вес мишени-образца M_t и $(E_\gamma)_{\text{thresh}}$) можно взять из работы [4].$

Приведенные ниже оценки активностей образуемых радиоизотопов сделаны для следующих условий. Мишень-образец металлического Na с плотностью $\rho_t \approx 0.971 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, молекулярным весом $M_t \approx 22.99 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1}$, химическим $\eta_{\text{chem}} = 1$ и изотопным $\eta_{\text{is}} = 1$ составами, толщиной $X_t \approx 1 \text{ см}$ находится непосредственно за облучаемым электронами со средним потоком $N_e \approx 0.47 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ вольфрамовым радиатором с толщиной $X_r \approx 2.5 \text{ мм} \approx 0.7(X_0)_r$ [10]. Полагая, что весь пучок фотонов попадает на мишень, и в рамках описанного приближения получаем (аналогично [2]) сразу после облучения длительностью τ (здесь она ≈ 50 мин) для интересующего радиоизотопа, имеющего свой $T_{1/2}$, нарабатанную в выбранной фотоядерной реакции со своим $(\sigma_{-1})_{\text{sat}}$ активность A :

$$A \approx [(1 - \exp\{-\tau(\ln 2) \cdot (T_{1/2})^{-1}\}) \cdot N_e \cdot ((X_r)_{\text{eff}} \cdot (X_0)^{-1}) \times (\sigma_{-1})_{\text{sat}} \cdot N_A \cdot ((X_t \cdot \rho_t) \cdot \eta \cdot (M_t)^{-1})],$$

где $N_A \approx 6.022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ — число Авогадро, $\eta = (\eta_{\text{chem}} \cdot \eta_{\text{is}})$.

Сопоставление измеренных и рассчитанных в описанном приближении результатов для величин активностей, нарабатанных при таком облучении, позволяет в описанных условиях получить значения $[(\sigma_{-1})_{\text{sat}} \cdot \chi_{\text{eff}}]$ для реакций $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$ и $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$, которые оказались ≈ 0.16 и ≈ 4.24 мбн соответственно, что согласуется с имеющейся об этих величинах информацией соответственно из работы [7] (см. также в [2] приведенный диапазон значений указанной величины $(0.1 \div 0.3)$ мбн, полученный на основе проанализированных взятых из других источников данных для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$) и из работ [5, 6] для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$.

Образование в одном эксперименте изотопа ^{22}Na из реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n)$ и изотопа ^{18}F из реакции

$^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)$ в идентичных условиях позволяет независимо дополнительно оценить величину $[(\sigma_{-1})_{\text{sat}} \cdot \chi_{\text{eff}}]$ реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$. Изотоп ^{22}Na имеет период полураспада $T_{1/2} \approx 2.602$ года и может быть идентифицирован в условиях, когда распались практически все, кроме ^{22}Na , радиоизотопы, образовавшиеся в облученной мишени ^{23}Na . Сравнение интенсивностей пиков полного поглощения для γ -линии 511 кэВ изотопа ^{18}F , с одной стороны, и изотопа ^{22}Na — с другой, приводит для реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}$ к оценке величины $[(\sigma_{-1})_{\text{sat}} \cdot \chi_{\text{eff}}] \approx 0.159$ мбн в согласии с вышеприведенной полученной по прямому способу величиной.

Проведенный эксперимент подтвердил сделанные в [2] оценки возможной фотоядерной наработки радиоизотопа ^{18}F и показал, что при увеличении среднего тока электронов до ≈ 40 мкА, толщины Na-мишени до $(X_t \cdot \rho_t) \approx 5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ и времени облучения до $\tau \approx 3T_{1/2} \approx 5.5 \text{ ч}$ можно получить наработку активности ^{18}F до ~ 0.1 Ки.

Заключение

Полученные в настоящей работе результаты являются сильным аргументом в пользу перспективности наработки радиоизотопа ^{18}F на электронных ускорителях и стимулом дальнейшего развития этого направления для удовлетворения растущих запросов современной медицины в позитронно-эмиссионной томографии с использованием препаратов на основе радиоизотопа ^{18}F и прежде всего ^{18}F -фтордезоксиглюкозы. На следующем этапе необходимо исследование возможностей оперативного и высокоэффективного радиохимического извлечения образующегося ^{18}F из облученных образцов металлического Na с выбором наиболее оптимального метода для этого, а также разработка методики получения конечного фармпрепарата.

Список литературы

1. Ruth T.J., Pate B.D., Robertson R., Porter J.K. // Int. J. Appl. Radiation and Isotopes. Pt. B: Nucl. Med. Biol. 1989. **V16**, N 4. P. 323.
2. Джилавян Л.З., Карев А.И., Раевский В.Г. // Ядерная физика. 2011. **74**, № 12. С. 1728.
3. Karev A.I., Lebedev A.N., Raevsky V.G et al. // XXII Russian Particle Accelerator Conf. RuPAC-2010, in proceedings. P. 316.
4. Ekström L.P., Firestone R.B. WWW Table of Radioactive isotopes, database version 2/28/99. <http://ie.lbl.gov/toi/>
5. Dietrich S.S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**, P. 199.
6. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. // Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC-394. IAEA NDS. Vienna, Austria, 1999.
7. Leij M. van der, Halteren B.W. van, Brinkman G.A. // Int. J. Appl. Radiation and Isotopes. 1985. **36**, N 9. P. 717.
8. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М., 2008.
9. Джилавян Л.З., Рыжих Г.Г., Чуприков А.Ю. Определенные сечения по выходу фотоядерной реакции из мишени, стоящей вблизи толстого радиатора. Препринт ИЯИ АН СССР П-0492. М., 1986
10. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Meth. 1985. **V12**, N 1. P. 95.

Production of isotope ^{18}F in reaction $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ at $E_b = 55$ MeV**S. S. Belyshev^{1,a}, L. Z. Dzhilavyan^{2,b}, A. N. Ermakov³, B. S. Ishkhanov^{1,3}, A. I. Karev⁴, V. G. Raevsky⁴, V. V. Khankin³, V. I. Shvedunov³**¹*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*²*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia.*³*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*⁴*P. N. Lebedev Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^a belyshev@depni.sinp.msu.ru, ^b dzhil@cpc.inr.ac.ru.*

The activity of ^{18}F produced in reaction $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)^{18}\text{F}$ with the maximum bremsstrahlung energy $E_b = 55$ MeV was measured.

Keywords: radioisotopes, nuclear reactions, activation analysis, gamma-spectrometry.

PACS: 25.20.-x.

Received 27 December 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2012).

Сведения об авторах

1. Бельшев Сергей Сергеевич — физик; тел.: (495) 939-25-58; e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
2. Джилавыян Леонид Завенович — науч. сотрудник; тел.: (499) 135-21-12; e-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru.
3. Ермаков Андрей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-51; e-mail: a_ermak1978@mail.ru.
4. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-50-95; e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
5. Карев Александр Иванович — канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: darlingsasha@mail.ru.
6. Раевский Валерий Георгиевич — канд. физ.-мат. наук, зав. отделом; e-mail: raevsky@venus.lpi.troitsk.ru.
7. Ханкин Вадим Валерьевич — вед. инженер; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: v-k32@yandex.ru.
8. Шведунув Василий Иванович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: shved@depni.sinp.msu.ru.