

УДК 539.172.13

АКТИВАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$, $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$

© 2020 г. Л. Н. Генералов¹, *, И. А. Карпов¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

На электростатическом тандемном ускорителе при энергиях дейтронов 1–12 МэВ активационным методом измерены сечения реакций $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ (β^+ , $T_{1/2} = 9.965$ мин), $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$ (β^+ , $T_{1/2} = 122$ с), $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ (β^+ , $T_{1/2} = 9.965$ мин), $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$ (β^+ , $T_{1/2} = 20.39$ мин), $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 64.5$ с). В качестве мишеней использовались лавсановые пленки ($\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$) толщиной ($5 \pm 1\%$) мкм и слои атмосферного воздуха толщиной 2.1, 5.1 и 7.1 мм.

DOI: 10.31857/S0367676520100129

ВВЕДЕНИЕ

Представленные исследования выполнены на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 (ВНИИЭФ) [1] с целью разработки эффективных позитронных источников для медицинских целей, а современная публикация результатов этой работы связана с пополнением новыми данными нашей электронной библиотеки ядерно-физических констант SABA [2]. Краткое сообщение о работе было опубликовано в [3].

Новизна нашей активационной методики состоит в том, что облучение мишеней и накопление радиоактивных ядер в сборниках проводилось в воздушной атмосфере (вне ионопровода ускорителя). Это позволило организовать конвейерный тип измерений: пока в мишенном устройстве поочередно облучались мишени, в это же время на германиевом детекторе проводилась регистрация активности накопленных радиоактивных ядер. Хронометрирование процесса измерений (начало и конец облучения; начало, текущее время и конец регистрации активности) с высокой точностью (± 1 с) выполнялось электронными средствами.

Другая особенность нашей работы – использование в качестве мишеней прочных лавсановых пленок ($\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$ – полиэтиленпирефталат [4]) в виде квадрата (20×20 мм) и толщиной 5 мкм, наклеенных на танталовые диски диаметром 23 мм, а также слоев атмосферного воздуха, не требующих никаких усилий для их изготовления. Сборниками радиоактивных ядер из воздушных ми-

шеней служили танталовые диски (без лавсановых пленок). Мишени из лавсана удобны тем, что по одной измеренной кривой распада можно получить активационные сечения на углероде и кислороде. Простыми средствами можно хорошо определить толщину и плотность этих мишеней, что было сделано с помощью микрометра и аналитических весов: измерялся образец десяти одинаковых мишеней. Получили толщину мишени ($5 \pm 1\%$) мкм и плотность лавсана $1.3352(4) \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, что согласуется со справочными данными [4] – $1.32\text{--}1.53 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

Между сборкой, где образовывались и накапливались радиоактивные ядра, и алюминиевым окном в основном из-за его прогиба вследствие давления атмосферного воздуха имелся неустраняемый воздушный зазор, который был источником фона в измерениях с лавсановыми мишенями (в реакциях $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ образуется одно и тоже радиоактивное ядро), что потребовало измерения этого фона. Так возникла идея применения слоев атмосферного воздуха для активационных измерений, вместе с этим появилась нерешенная проблема в понимании механизма сбора радиоактивных ядер.

1. УСЛОВИЯ НАКОПЛЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Пучок ускоренных дейтронов через алюминиевое окно толщиной 15 мкм выпускался в воздушную атмосферу, где находилось мишенное устрой-

Таблица 1. Характеристики мишеней и реакций

Мишень	Исследуемая реакция	Q , МэВ	Порог, МэВ	$T_{1/2}$	Фоновая реакция
$C_5H_4O_2$ (5 мкм) + воздух (2.1 мм)	$^{12}C(d,X)^{13}N$	-0.2811	0.328	9.965(5) мин	$^{14}N(d,t)^{13}N +$ $+ ^{14}N(d,d+n)^{13}N,$ $^{16}O(d,n\alpha)^{13}N$
$C_5H_4O_2$ (5 мкм) + воздух (2.1 мм)	$^{16}O(d,X)^{17}F$	-1.624	1.827	64.49(16) с	—
Воздух (2.1, 5.1, 7.1 мм)	$^{14}N(d,X)^{13}N$ $X = d + n$ $X = t$	-7.442 -4.296	8.372 4.9091	9.965(5) мин	$^{16}O(d,n\alpha)^{13}N$ $^{12}C(d,n)^{13}N$
Воздух (2.1, 5.1, 7.1 мм)	$^{14}N(d,X)^{15}O$	5.072		122.24(16) с	$^{16}O(d,t)^{15}O$
Воздух (2.1, 5.1, 7.1 мм)	$^{14}N(d,X)^{11}C$	-5.147	5.882	20.39(2) мин	—

ство, в котором для измерения сечений реакций $^{12}C(d,X)^{13}N$ (β^+) и $^{16}O(d,X)^{17}F$ (β^+) устанавливалось несколько мишеней сборок. Каждая мишенная сборка представляла собой лавсановую пленку ($C_5H_4O_2$) толщиной ($5 \pm 1\%$) мкм (отдельные измерения), наклеенную на танталовый диск, имевший диаметр и толщину соответственно 24 мм и 300 мкм. Между сборкой, в которой образовывались и накапливались радиоактивные ядра, и алюминиевым окном в основном из-за его прогиба имелся неустранимый воздушный зазор. В измерениях сечений реакций $^{14}N(d,X)^{15}O$ (β^+), $^{14}N(d,X)^{13}N$ в качестве мишеней использовались слои воздуха между этим алюминиевым окном и танталовым диском, который служил сборником радиоактивных ядер. Толщина слоя воздуха устанавливалась с помощью микрометрического винта с шагом хода 0.2 мм. Измерялось атмосферное давление воздуха, которое колебалось в интервале 740–750 мм рт. ст. Времена облучения мишеней t_{ir} составляли 0.5–1 или 3–5 мин. Поток дейтронов на мишень измерялся с погрешностью 1% [5] по числу g импульсов интегратора тока ORTEC 439 (1 импульс = $6.25 \cdot 10^8$ дейтронов). Измерения проведены при энергиях дейтронов ускорителя E_d^0 от 2 до 12 МэВ с шагом 0.25 МэВ. В табл. 1 указаны мишени, на которых измерены сечения реакций, характеристики этих реакций: энергосвободы Q и пороги, $T_{1/2}$ [6] – периоды полураспада остаточных ядер. Мишень толщиной 2.12 мм является тем неустранимым воздушным зазором, о котором говорилось выше. Процедура определения толщин воздушных мишеней изложена дальше. В последней колонке таблицы приведены фоновые реакции, неотделимые от исследуемых, среди которых вклад реакций $^{16}O(d,n\alpha)^{13}N$ (порог = 8.378 МэВ) и $^{16}O(d,t)^{15}O$ (порог = 10.581 МэВ) не измерялся. Однако их вклад, по-видимому, мал из-за их высоких порогов и соотношения ядер углерода и кислорода в измерениях на лавсановых мишенях, азота

и кислорода в измерениях на воздушных мишенях. Так как все радиоактивные ядра регистрировались по аннигиляционным гамма-квантам, то для каждой исследуемой реакции все остальные (также исследуемые) являются фоновыми с измеряемым или контролируемым вкладом.

Очевидно, в измерениях с лавсановыми мишенями происходит полный сбор образующихся радиоактивных ядер: какая-то их часть тормозится в мишени, а другая – в танталовом диске. В измерениях с воздушными мишенями полный сбор этих ядер возможен, если для попадания на сборник (танталовый диск) они способны пройти воздушные слои от нулевой толщины до толщины мишени. Оценка сбора радиоактивных ядер, связанная с их торможением в мишенях, не может быть выполнена. Для этого надо иметь полную информацию, определяющую их эффективные пробеги в этих мишенях. Обычно предполагается, что продукты ядерных реакций полностью ионизованы. Тогда по пробегам в воздухе полностью ионизованных ядер ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F , которые получены на основании экспериментальных данных [7] (представленных в зависимости от энергии МэВ/нуклон), можно судить, что в измерениях с мишенями толщиной 2.12, 5.12 и 7.12 мм полный сбор этих ядер будет в том случае, если они вылетают строго по направлению к сборнику с энергиями соответственно больше 3.5, 7 и 9 МэВ. Однако эти условия невыполнимы. Для получения информации о сборе радиоактивных ядер измерения проведены на воздушных мишенях различной толщины.

2. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ЯДЕР

После облучения сборник радиоактивных ядер (танталовый диск с лавсановой мишенью или без нее) переносился на поверхность германиевого детектора облученной стороной к его кристаллу и накрывался свинцовым экраном толщиной 5 мм. По регистрации аннигиляционных гамма-квантов с

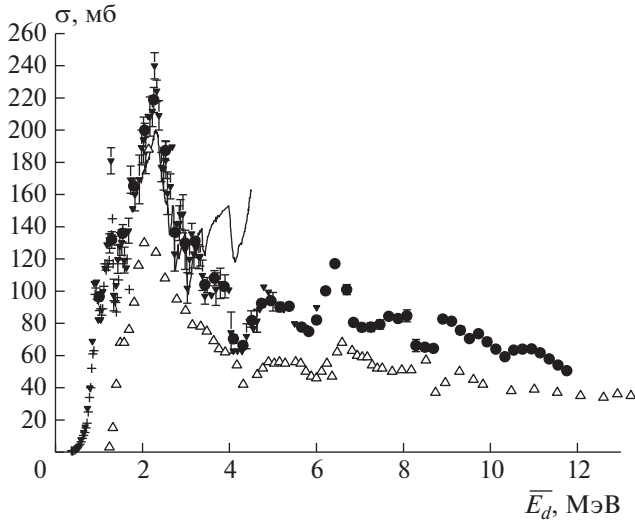


Рис. 1. Сечения реакции $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ (● — наши данные, ▼ — [9], + — [10], △ — [13] (сдвинуто на +0.64 МэВ), линия — [15]).

энергией 511 кэВ в 100 секундных временных интервалах Δt измерялась многокомпонентная временная кривая распада радиоактивных ядер, которая описывалась зависимостью

$$Y = A_1 \exp(-\ln 2 \cdot t/T_{1/2}^{(1)}) + A_2 \exp(-\ln 2 \cdot t/T_{1/2}^{(2)}) + A_3 \exp(-\ln 2 \cdot t/T_{1/2}^{(3)}) + A_4 \exp(-\ln 2 \cdot t/T_{1/2}^{(4)}) + y_0, \quad (1)$$

где A_1, A_2, A_3, A_4 — определяемые из описания количества соответственно распавшихся ядер $^{17}\text{F}(T_{1/2}^{(1)} = 64.49 \text{ с})$, $^{15}\text{O}(T_{1/2}^{(2)} = 122.24 \text{ с})$, $^{13}\text{N}(T_{1/2}^{(3)} = 9.965 \text{ мин})$, $^{11}\text{C}(T_{1/2}^{(4)} = 20.39 \text{ мин.})$ в самом первом интервале Δt кривой распада, y_0 — фон. По типу измерений (см. далее) A_i могут быть суммой эффекта и фона A_i^{ef+fon} или фоном A_i^{fon} . По этим величинам рассчитывались

$$B_i^{fon} = \frac{A_i^{fon}}{gK_p^i K_{ir}^i}, \quad B_i^{ef+fon} = \frac{A_i^{ef+fon}}{gK_p^i K_{ir}^i}, \quad (2)$$

где K_{ir}^i учитывает распад ядер во время облучения

$$K_{ir}^i = \frac{T_{1/2}^{(i)} [1 - \exp(-t_{ir} \ln 2 / T_{1/2}^{(i)})]}{t_{ir} \ln 2}, \quad (3)$$

K_p^i — учитывает распад ядер за время отстойки t_p от конца облучения до середины первого интервала Δt : $K_p^i = \exp(-t_p \ln 2 / T_{1/2}^{(i)})$.

Сечение реакции определялось из соотношения $\sigma_i = B_i^{ef} K_i$, $B_i^{ef} = B_i^{ef+fon} - B_i^{fon}$ и

$$K_i = \frac{T_{1/2}^{(i)}}{\ln 2 \cdot 6.25 \cdot 10^8 \Delta t \cdot \epsilon_\gamma \cdot 2 \cdot C_i r_i}, \quad (4)$$

где $\epsilon_\gamma = 0.0302(9)$ — эффективность регистрации квантов с энергией 511 кэВ, измеренная по активности эталонного источника ^{22}Na , 2 — фактор, учитывающий образование двух квантов с энергией 511 кэВ при аннигиляции позитрона; C_i — количество ядер i в мишени (ядер $\cdot \text{см}^{-2}$), r_i — эффективность сбора радиоактивных ядер i в сборнике. Для измерений на лавсановой мишени $r_i = 1$. Методические приемы выделения тех или иных распадчиков опирались на выбор времен облучения t_{ir} , отстойки t_p и измерения распада ядер.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ И $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ НА ЛАВСАНОВОЙ МИШЕНИ

Уровень фона, обусловленный реакциями $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ на воздушном зазоре 2.12 мм, не превышает 3% от B_3^{ef+fon} . После вычитания фона из величин B_3^{ef+fon} , усредненных по двум сериям измерений, получили сечение этой реакции (рис. 1) в зависимости от средней энергии дейтронов \bar{E}_d в 5 мкм слое лавсана:

$$\bar{E}_d = E_d^0 - \Delta E_d^{Al} - \Delta E_d^{2.12mm} - \Delta E_d^{lav} / 2, \quad (5)$$

где ΔE_d^{Al} , $\Delta E_d^{2.12mm}$, $\Delta E_d^{lav} / 2$ — соответственно энергетические потери в алюминиевом окне, в 2.12 мм воздушном зазоре и $1/2$ части лавсанового слоя. Потери рассчитаны по тормозным способностям дейтронов в указанных материалах по программе SRIM [8]. Интервалы усреднения сечений δE_d , составляющие 50–320 кэВ, определялись как

$$\delta E_d = [(\Delta E_d^{lav})^2 + (k_{Al} \Delta E_d^{Al})^2 + (k_{2.12mm} \Delta E_d^{2.12mm})^2]^{1/2}, \quad (6)$$

где $k_{Al} = k_{2.12mm} = 0.1$. Случайные погрешности сечений 1–6% обусловлены разбросом величин B_3^{ef+fon} в двух сериях измерений. На рис. 1 также приведены существующие литературные данные, результаты работ [9, 10] в совпадающих энергетических областях хорошо согласуются с нашими данными.

Таким же способом получены сечения реакции $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ (рис. 2) для $t_{ir} = 0.5$ –1 мин. и $t_p = 4.8$ –5.8 мин. Интервалы усреднения сечений δE_d составляют 50–160 кэВ. Случайные погрешности этих сечений 8–10% представляют собой

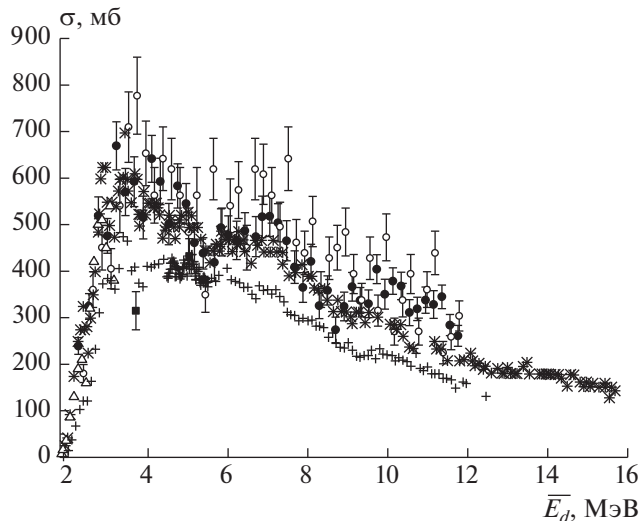


Рис. 2. Сечения реакции $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ (● – наши данные, измерения на лавсане; ○ – наши данные, измерения на воздухе 2.12 мм; * – [11]; △ – [12], ■ – [15], + – [16]).

погрешности в B_1^{ef} . Среди имеющихся литературных данных (рис. 2) результаты работ [11, 12] в совпадающих энергетических областях хорошо согласуются с нашими данными.

Систематическая погрешность (3.3%) сечений реакций $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ определена по погрешностям толщин мишеней (1%), погрешности потока дейтронов (1%) и погрешности в эффективности регистрации аннигиляционных гамма-квантов (3%).

Определение фона (B_1^{fon}) для измерений на лавсановом слое одновременно является измерением сечений $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$ на воздушном зазоре (2.12 мм) в предположении полного сбора ^{17}F . Эти данные со случайными погрешностями 11%, также показанные на рис. 2, неплохо согласуются с данными измерений на лавсановой мишени, что указывает на полный сбор этих ядер при толщине слоя воздуха 2.12 мм.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$ НА ВОЗДУШНЫХ МИШЕНЯХ

Для получения сечений этих реакций необходимо знать толщину мишеных слоев воздуха. Пока не установлена толщина x неустраняемого воздушного зазора между алюминиевым окном и сборником (накопителем) радиоактивных ядер толщину слоя z определяется как $z = x + y$, где y устанавливаемая и измеряемая (с погрешностью 0.1 мм) часть этого слоя. Получим значения z непосредственно по результатам измерения вели-

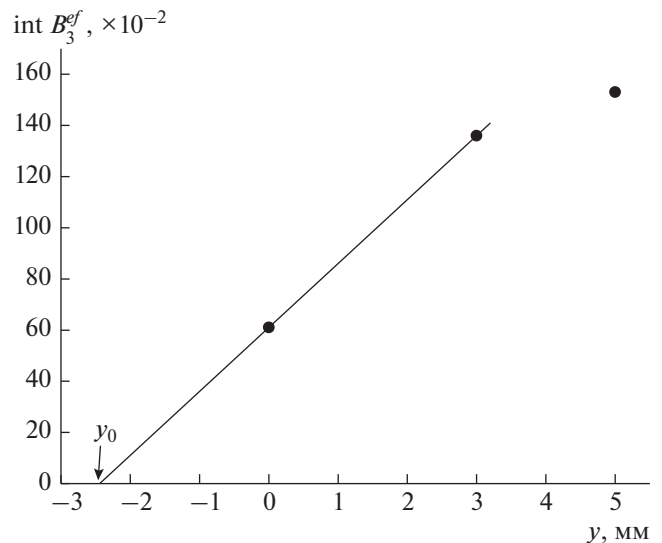


Рис. 3. Значения интеграла от величины B_3^{ef} в зависимости от y (точки – эксперимент, линия – описание).

чин B_1^{ef} , B_2^{ef} , B_3^{ef} , B_4^{ef} и их интегралов по энергии дейтронов, которые, очевидно, при $z = 0$ должны обращаться в ноль. Для реакций $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ имеется фон от реакции $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$, идущей на углеороде воздушной мишени и масляных загрязнений. Вклад этого фона в B_3^{ef+fon} определялся расчетным путем по полученным сечениям и результатам измерений ниже порога $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$:

$$B_3^{ef}(E_d^0 - \Delta E_d^{Al}) = B_3^{ef+fon}(E_d^0 - \Delta E_d^{Al}) - b_{fon} \cdot \sigma_{Fon}(E_d^0 - \Delta E_d^{Al}), \quad (7)$$

$$b_{fon} = \frac{B_3^{fon}}{\sigma_{Fon}([E_d^0 - \Delta E_d^{Al}] < 4.9 \text{ МэВ})},$$

где $\sigma_{Fon}(E_d^0 - \Delta E_d^{Al})$ – сечения реакции $^{12}\text{C}(d,X)^{13}\text{N}$, b_{fon} – нормировочный коэффициент, полученный по нескольким значениям B_3^{fon} , измеренным ниже порога $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$.

Величины B_1^{ef} , B_2^{ef} , B_3^{ef} , B_4^{ef} были проинтегрированы по энергии дейтронов. Для всех реакций полученные интегралы в зависимости от y имеют подобный характер (рис. 3), при этом описание значений интеграла между точками $y = 0$ и 3 мм линейной функцией дает координату y_0 , в которой интеграл обращается в ноль и, таким образом, находится $x = |y_0|$. Для исследуемых реакций получили $x = 2.01, 1.91, 2.44$ и 2.13 мм со средним значением 2.12(0.12) мм, по которому для $y = 0, 3$ и 5 мм восстановили истинные толщины воздушных мишеней $z = 2.12(0.16), 5.12(0.16)$ и 7.12(0.16) мм. В погрешности z учтены погрешность толщины

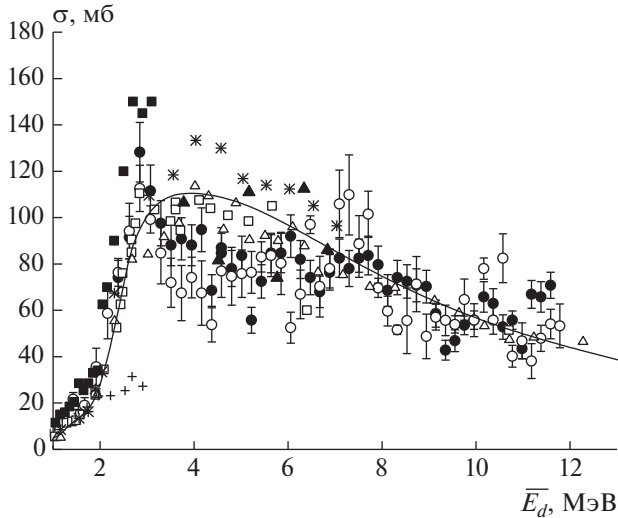


Рис. 4. Сечения реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$ (● — наши данные, измерения на слое воздуха 2.12 мм; ○ — наши данные, мишень воздух 2.12 мм при измерении на лавсане; □ — [17]; △ — [18], ▲ — [19], * — [20], ■ — [12], + — [21], линия — [22]; данные [12, 22, 16–20] уменьшены в два раза).

неустраняемого воздушного зазора (0.12 мм) и инструментальная погрешность (0.1 мм), равная половине шага микрометрического винта.

На рис. 2, 4–6 показаны измеренные сечения реакций $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$ (два измерения при $z = 2.12(0.12)$ мм со сборниками: танталовый диск с лавсановым слоем и танталовый диск), $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$ в предположении полного сбора образующихся радиоактивных ядер.

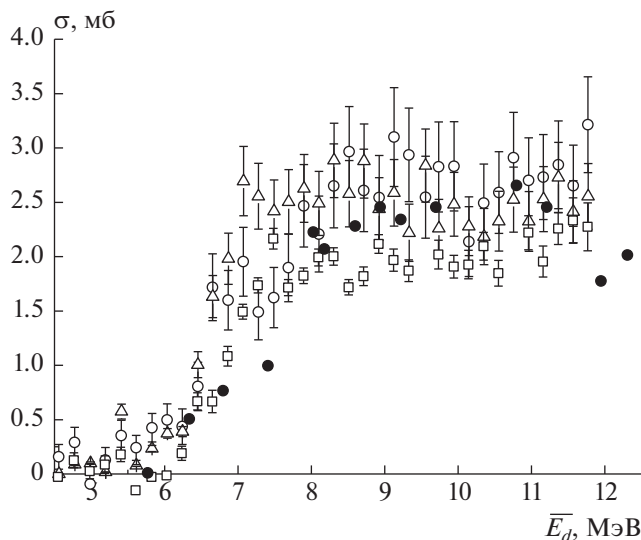


Рис. 5. Сечения реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ (○, △, □ — соответственно измерения на слоях воздуха толщиной 2.12, 5.12 и 7.12 мм; ● — [19], уменьшены в два раза).

Энергии дейтронов — средние энергии в воздушных мишенях (формула (5) применительно к данной ситуации). Интервалы усреднения сечений δE_d (формула (6) применительно к данной ситуации) составляют 20–80 кэВ. Случайные погрешности сечений, составляющие 11% для реакции $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$, 8–20% для реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$, 4–40% для реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$, 5–100% для реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$, — представляют собой погрешности соответствующих величин B_1^{ef} , B_2^{ef} , B_3^{ef} , B_4^{ef} . Систематические погрешности, различные для толщин мишеней 2.12, 5.12 и 7.12 мм, соответственно равные 8, 4.4, 3.8%, определены по погрешностям толщин мишеней (7.5, 3.1 и 2.2%), потока дейтронов (1%), эффективности регистрации аннигиляционных γ -квантов (3%).

Поведение интегралов измеренных сечений по энергии дейтронов в зависимости от толщины мишени (рис. 7) показывает, что уже при $z \leq 5.12$ мм наблюдается полный сбор радиоактивных ядер, что противоречит выводам, сделанным на основе пробегов полностью ионизованных ядер ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F . Пока неоспоримым фактом является то, что в наших исследованиях радиоактивные ядра имеют существенно большие пробеги, чем пробеги полностью ионизованных этих ядер.

Существующие литературные сечения (рис. 4–6) по реакциям $^{14}\text{N}(d,X)^{15}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,X)^{13}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$ почти в два раза выше наших результатов, что как бы указывает на неполный сбор радиоактивных ядер в измерениях на воздушных мишенях. Однако совпадение данных (рис. 2) по реакции $^{16}\text{O}(d,X)^{17}\text{F}$, измеренных на лавсановых и

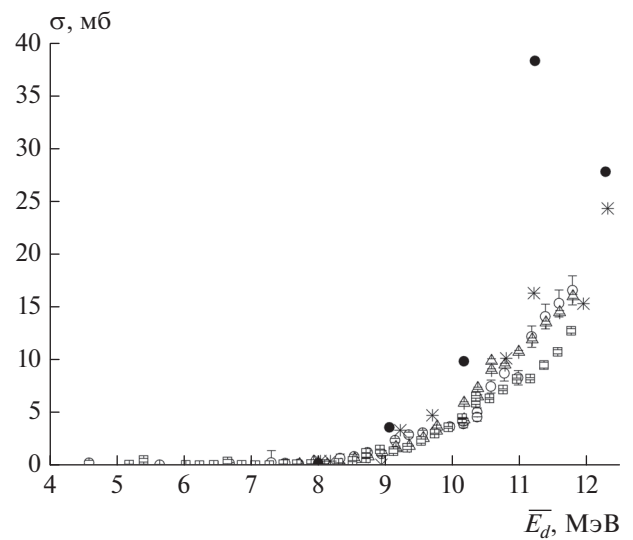


Рис. 6. Сечения реакции $^{14}\text{N}(d,X)^{11}\text{C}$ (○, △, □ — соответственно измерения на слоях воздуха толщиной 2.12, 5.12 и 7.12 мм; ● — [18], * — [19]).

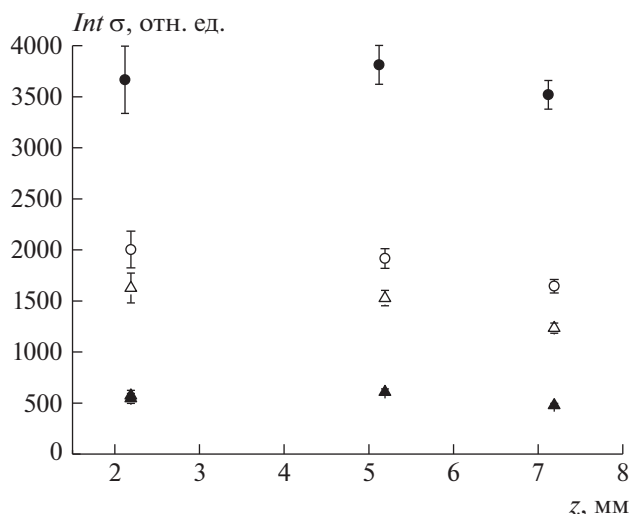


Рис. 7. Значения интегралов от сечений реакций по энергии дейтронов в зависимости от толщины воздушной мишени (● и ○, △ и ▲ – соответственно реакции образования ¹⁷F, ¹³C ¹³N, ¹⁵O).

воздушных мишенях, и данные (рис. 7) опровергают это.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сечения реакций ¹²C(d,X)¹³N и ¹⁶O(d,X)¹⁷F, измеренные на лавсановых мишенях, в совпадающих энергетических областях хорошо согласуются соответственно с результатами работ [9, 10] и [11, 12]. Если ориентироваться на существующие литературные сечения реакций ¹⁴N(d,X)¹⁵O, ¹⁴N(d,X)¹³N и ¹⁴N(d,X)¹¹C, которые почти в два раза выше сечений, измеренных на мишенях из воздуха, то получаем неполный сбор радиоактивных ядер в наших измерениях. Однако совпадение данных по реакции ¹⁶O(d,X)¹⁷F, измеренных на лавсановых и воздушных мишенях, опровергает это. Возникает вопрос о механизме сбора радиоактивных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abramovich S.N. // VANT. Ser. Fiz. Yad. Reakt. 1997. TИYaS-XI. P. 4.

2. Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al. The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191, 1999.

3. Generalov L.N., Abramovich S.N. // Int. Conf. "Nucleus-2017" (Almaty, 2017). P. 63.

4. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З., Справочник физических величин. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

5. Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 717; Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 644.

6. Audi G., Bersillon O., Blachot J., Wapstra A.H. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 3.

7. Teplova Ya.A., Belkova Ya.A. Energy loss of ions in gaseous media. Preprint MSU SINP № 2010-1/858.

8. <http://www.srim.com>.

9. Michelmann R.W., Krauskopf J. Meyer J.D., Bethge K. // Nucl. Instr. Meth. B. 1990. V. 51. P. 1.

10. Barit I. Ya. Kuzmin L.E., Kazantsev A.M. // Radioanalit. Nucl. Chem. 1986. V. 97. P. 97.

11. Gruhle W., Schmidt W., Burgmer W. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 186. P. 257.

12. Von Wohlen K., Schuster E. // Radiochem. Acta. 1969. V. 12(2). P.75.

13. Firouzbakht M.L., Schlyer D.J., Wolf A.P. // Radiochem. Acta. 1991. V. 55. P. 1.

14. Jaszczak R.J., Macklin R.L., Gibbons J.H. // Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 1428.

15. Liang Qichang et al. // Chin. J. Scien. Techn. Atomic Energy. 1977. V. 1. P. 10.

16. Marmier P., Gobby A., Huber A. et al. // Helv. Phys. Acta. 1968. V. 41. P. 1028.

17. Vera Ruiz H., Wolf A.P. // Radiochem. Acta. 1977. V. 24. P. 65.

18. Sajjad M., Lambeght R.M. // Radiochem. Acta. 1985. V. 38. P. 57.

19. Szucs Z., Hamkens W., Takács S. et al. // Radiochem. Acta. 1998. V. 80. P. 59.

20. Köhl F., Krauskopf J., Misaelides P. // Nucl. Instr. Meth. B. 1990. V. 50. P. 19.

21. Morita S. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1960. V. 15. № 12. Art. № 2160.21.

22. Takács S., Tárkányi F., Hermanne A., de Corcuera P.R. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 211. P. 169.