

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 12–34 кэВ

В. А. Варлачев^а, Г. Н. Дудкин^а, Б. А. Нечаев^а, Ф. М. Пеньков^{б,с}, А. В. Филиппов^{д*}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Томск, Россия

^б Институт ядерной физики Министерства энергетики
050032, Алматы, Казахстан

^с Казахский национальный университет им. аль-Фараби
050040, Алматы, Казахстан

^д Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2022 г.,
после переработки 12 апреля 2022 г.
Принята к публикации 13 апреля 2022 г.

Исследование реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ представляет значительный интерес как для ядерной физики, так и для ядерной астрофизики. В ядерной астрофизике необходимо получить более точные данные о скорости реакций примордиального синтеза, в частности, приводящих к синтезу ${}^4\text{He}$. В ядерной физике существуют теоретические модели, в которых поведения сечения и S-фактора этой реакции в диапазоне энергий порядка десятков кэВ плохо согласуются с экспериментом. Таким образом, необходимо было провести более точное экспериментальное исследование поведения S-фактора этой реакции в астрофизическом диапазоне энергий. Экспериментально полученные значения выходов для различных энергий ионов ${}^1\text{H}^+$ были использованы для описания поведения S-фактора реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ в зависимости от энергии. В результате точность определения S-фактора реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ была улучшена в несколько раз.

DOI: 10.31857/S0044451022090061

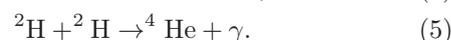
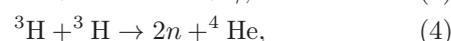
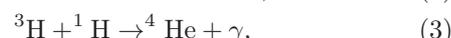
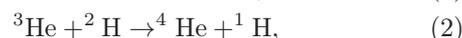
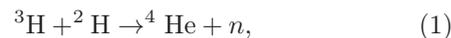
EDN: EKLDQI

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ представляет интерес в отношении двух аспектов: ядерной астрофизики и ядерной физики. Современные теории об эволюции Вселенной основаны на стандартной космологической модели Большого взрыва (Lambda Cold Dark Matter — ΛCDM), которая утверждает, что Вселенная расширилась и продолжает расширяться из чрезвычайно плотного и горячего состояния, возникшего 13.813 ± 0.058 млрд лет назад [1]. Экспериментальная основа модели Большого взрыва включает в себя такие явления, как наблюдаемое на базе красного смещения расширение Вселенной, первич-

ный синтез легких элементов; космическое микроволновое фоновое излучение. Считается, что космологический ядерный синтез легких элементов (стандартный нуклеосинтез Большого взрыва (SBBN)) начался примерно через ~ 100 с после Большого взрыва [1, 2] и последовательно протекал в диапазоне энергий 400–30 кэВ с образованием следующих ядер: дейтерия ${}^2\text{H}$, трития ${}^3\text{H}$, гелия ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и лития ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$.

Пять реакций, непосредственно участвующих в образовании ${}^4\text{He}$ в первичном синтезе, имеют вид



* E-mail: philippov@jinr.ru

Вклады реакций (1)–(5) в образование ${}^4\text{He}$ различны и описываются их последовательностью (вклад первой реакции является наибольшим) [3].

В настоящее время для концентрации ${}^4\text{He}$ получены следующие значения. Результат оптической наблюдательной астрономии является $Y_p = 0.2449 \pm 0.0040$ (точность 1.63 %), а результат модели SBBN $Y_p = 0.24709 \pm 0.00017$ (точность 0.0688 %), представленный в [4], и результат модели SBBN $Y_p = 0.24705 \pm 0.00019$ (точность 0.0769 %), представленный в [5] на основе последних результатов совместной работы Planck [6]. Эти результаты показывают, что точность модели SBBN превышает точность экспериментальных результатов оптической астрономии более чем на порядок.

В настоящее время на расчетное образование ${}^4\text{He}$ при нуклеосинтезе Большого взрыва (SBBN) не влияет ни одна из реакций (1)–(5), поскольку они были исследованы с гораздо меньшей точностью по сравнению с измерением температуры микроволнового излучения. Величина температуры микроволнового излучения и ее точность однозначно определяют содержание ${}^4\text{He}$ в рамках модели ΛCDM . Однако это в рамках модели! Глобальная тенденция заключается в том, чтобы измерять поперечные сечения реакций, участвующих в первичном синтезе, с высочайшей точностью [7–10]. Следует отметить, что S-фактор реакций должен быть измерен до минимально возможных энергий, чтобы сделать правильную экстраполяцию S-фактора до нулевой энергии. Таким образом, проверяется модель ΛCDM .

Кроме того, рассматриваются различные механизмы изменения скоростей ядерных реакций. Например, в [9] были учтены КЭД-поправки к скоростям реакций радиационного захвата в стандартном процессе BBN, в частности, для реакции ${}^3\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$. В ссылке [11] указана возможность протекания реакции ${}^3\text{H}(p, e^+e^-){}^4\text{He}$ за счет гипотетической частицы X17 [12].

Вторая основа для изучения реакции ${}^3\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ связана с ядерной физикой. С точки зрения ядерной физики четырехнуклонная (4N) система в последние годы является объектом интенсивных исследований [13]. Эта система особенно интересна как «теоретическая лаборатория» для проверки точности наших текущих знаний о нуклон-нуклонных (NN) и трехнуклонных (3N) взаимодействиях. А это требует высокой точности экспериментальных исследований.

Скорости ядерных реакций (1)–(5) в плазме определяются поперечными сечениями для неупругих процессов при низких энергиях столкновения E .

Эти поперечные сечения описываются формулой Гамова – Солпитера [14, 15]

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta(E)}. \quad (6)$$

Здесь $S(E)$ – астрофизический S-фактор, слабо зависящий от энергии, $\eta(E)$ – параметр Зоммерфельда, который можно записать в виде $2\pi\eta(E) = 31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu/E}$, где Z_1 и Z_2 – заряды сталкивающихся ядер, μ – их приведенная масса в единицах атомной массы.

Энергетические зависимости поперечного сечения и S-фактора реакции ${}^3\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ были давно исследованы в работах [16–18]. В экспериментах [16, 17], которые проводились при высоких энергиях, точность определения S-фактора реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ составляет $\pm 7\%$. В эксперименте [18], который проводился при низких энергиях, точность составляет 24 %. Целью нашего исследования было повышение точности определения S-фактора реакции при низких энергиях.

Экспериментальный материал трех экспериментов в [18] был использован для получения аппроксимации зависимости S-фактора от энергии в виде

$$S(E) = S_0 + S_1 E + S_2 E^2, \quad (7)$$

с параметрами

$$\begin{aligned} S_0 &= (2.0 \pm 0.2) \text{ кэВ} \cdot \text{мб}, \\ S_1 &= (1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \text{ мб}, \\ S_2 &= (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \text{ мб/кэВ}. \end{aligned} \quad (8)$$

Однако в теоретическом исследовании [10] параметры, используемые для получения зависимости S-фактора от энергии, существенно отличались от (8):

$$\begin{aligned} S_0 &= 0.87 \text{ кэВ} \cdot \text{мб}, \quad S_1 = 4.086 \cdot 10^{-2} \text{ мб}, \\ S_2 &= 6.424 \cdot 10^{-5} \text{ мб/кэВ}. \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что скорость реакции, указанная в работе [3], рассчитана для реакции ${}^3\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ с использованием S-фактора с параметрами (8).

Две описанные выше проблемы привели к более детальному исследованию реакции ${}^3\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$.

Краткая версия настоящей работы опубликована в [19]. Целью данной публикации является подробное описание экспериментальной процедуры и обработки результатов измерений. Такое расширенное описание эксперимента необходимо для анализа несоответствия между нашими результатами и теоретическими расчетами и правильности учета наших данных в астрофизических и ядерных моделях.

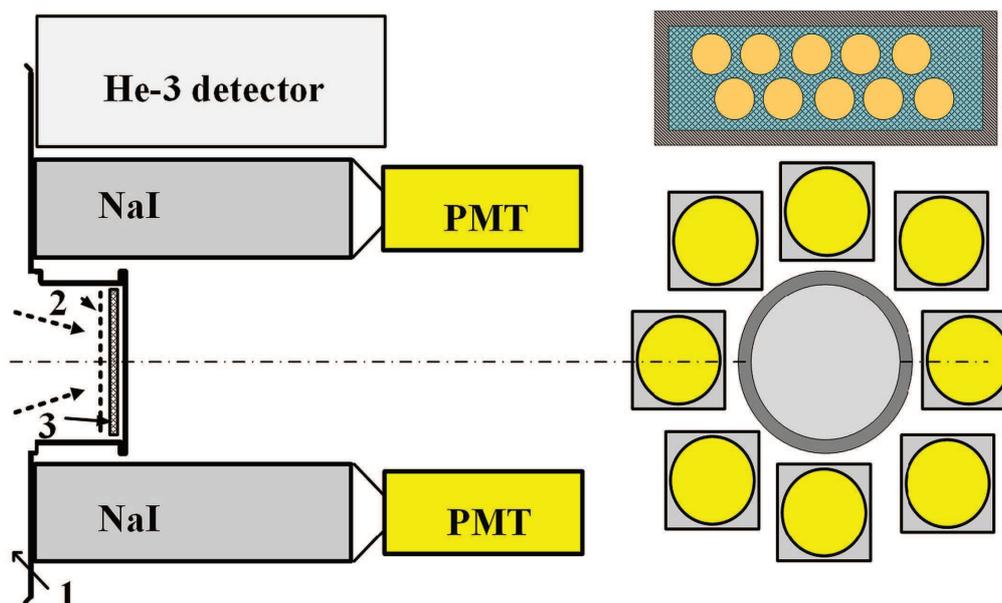


Рис. 1. (В цвете онлайн) Расположение детекторов: 1 — импульсный ионный ускоритель Холла, 2 — сетка, 3 — мишень

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Реакция ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ была исследована в диапазоне энергий 12–34 кэВ в лабораторной системе отсчета ($E = 7.8\text{--}20.1$ кэВ в системе отсчета центра масс) с использованием импульсного ускорителя ионов Холла (Томск, ТПУ) и твердотельной тритиевой мишени. Гамма-кванты с энергией 19.8 МэВ регистрировались восемью детекторами NaI(Tl) большой площади (3200 см^2), рис. 1.

2.1. Ускоритель

Ускоритель подробно описан в работах [20–22]. Напряжение V , приложенное к ускоряющему промежутку анод–катод, и ток мишени I_m измерялись с помощью осциллографа DPO-2024 (рис. 1) с 8-разрядным АЦП со стандартным отклонением измерения $\sigma \leq 1\%$. Погрешности осциллографа оценивались для всех измерений, выполненных при постоянном напряжении, с использованием вольтметра класса точности 0.01. Делитель высокого напряжения, расположенный в масляном контейнере высоковольтного генератора импульсов, использовался для измерения импульсного напряжения до 40 кВ. Рабочие значения резисторов делителя высокого напряжения измеряются с точностью до четвертого разряда. Делитель постоянного напряжения периодически калибровался с использованием эталонного киловольтметра класса точности 0.01. Та-

ким образом, погрешность измерения ускоряющего напряжения в диапазоне 10–40 кВ составляет $\leq 1\%$.

Камера ускорителя и мишенный блок были откачаны с помощью турбомолекулярного насоса и крионасоса. Рабочий уровень вакуума в измерительной камере был меньше 10^{-7} ммрт. ст. Процессы сорбции (десорбции) на мишени контролировались с помощью кварцевых весов (не показаны на рис. 1) с частотным разрешением ~ 1 Гц (чувствительность 10^{-2} мкг/Гц). Методика, используемая для определения чистоты поверхности мишени, обеспечивала быстрый контроль эффективности вакуумирования ускорительной камеры для выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнение поверхности мишени из-за присутствия остаточных газов.

Мишенный блок представляет собой компактную сборку, в которой компоненты плотно сжаты изолирующими керамическими кольцами. Проволочная сетка с прозрачностью 93% расположена на расстоянии 10 мм перед мишенью для подавления эмиссии электронов из мишени. В центре мишени было проделано отверстие диаметром 5 мм для установки кварцевого датчика весов. На задней стороне мишени установлен медный диск диаметром 100 мм и толщиной 3 мм с отверстием в центре для кварца. Платиновый термометр L 220P установлен рядом с диском. Данные с термометра сохранялись на компьютере. Нагрузочный резистор амперметра

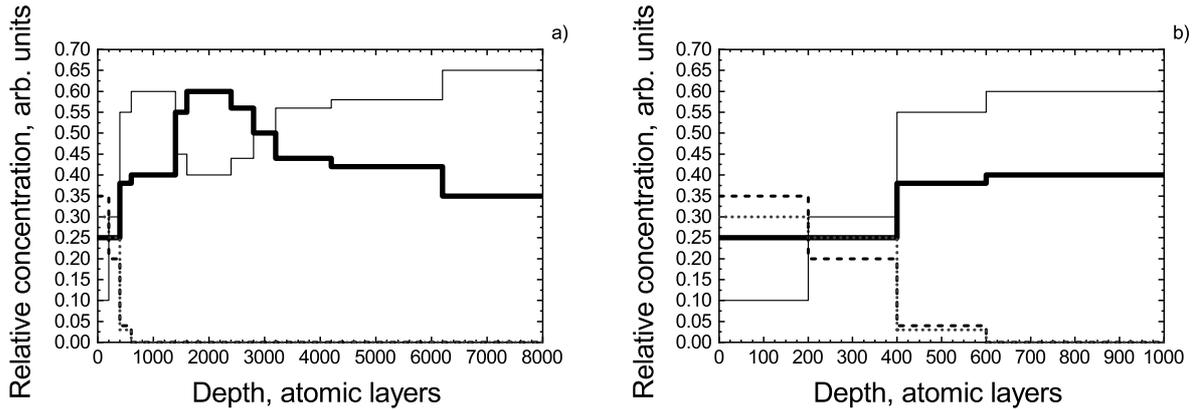


Рис. 2. а) Зависимость относительных концентраций атомов от глубины мишени, б) показана увеличенная область малой глубины. Жирная сплошная линия — тритий, тонкая сплошная линия — титан, пунктирная линия — углерод, штриховая линия — кислород. Атомный слой соответствует 10^{15} атомам на см^2

установлен на задней стороне медного диска, чтобы минимизировать потери тока.

Количество ионов водорода $^1\text{H}^+$ в каждом импульсе определяли путем интегрирования тока мишени I_m . Общий заряд Q на мишени и количество ионов N_{H} рассчитываются как

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} I_m dt, \quad N_{\text{H}} = Q/e,$$

где t_1 и t_2 — временные пределы импульса ускорения, а e — заряд электрона. Точность измерения тока зависит от класса эталонного конденсатора ($C = 0.4795$ мкФ, 0.5%), а статистическая погрешность калибровочного измерения составляет менее 0.8%. Таким образом, погрешность измерения количества ионов $^1\text{H}^+$ составляет $\leq 1\%$. Количество ускоренных ионов водорода $^1\text{H}^+$, попадающих на мишень из тригида титана, составляло $\sim 5 \cdot 10^{14}$ за импульс 10 мкс. В [22] приведены результаты эксперимента по определению относительного содержания молекулярных ионов водорода H_2^+ в потоке ускоренных ионов: $N_{\text{H}_2^+} = 9.8 \pm 2\%$. Верхний предел относительного содержания нейтральных атомов водорода в потоке ускоренных ионов водорода составлял $< 1.1\%$ с вероятностью $P = 0.95$ [22]. Эти данные были использованы при обработке результатов эксперимента.

Энергетическое распределение падающих ионов $^1\text{H}^+$ измерялось с помощью многосеточного электростатического спектрометра заряженных частиц [22]. Напряжение отсечки U подавалось на сетку с высоким коэффициентом пропускания, расположенную перед мишенью, и измерялся сред-

ний ток мишени I_m в каждом цикле ускорения. При этом на мишень падали ионы с энергией, превышающей напряжение отсечки. Величина напряжения U плавно менялась от нуля до значения, соответствующего полной отсечке ионного тока. Относительное изменение тока мишени при возрастании напряжения на сетке от нуля до полной отсечки ионного тока дает интегральный энергетический спектр ускоренных ионов, который преобразовывался в дифференциальный. Полученный таким образом энергетический разброс протонов в пучке составляет $\text{FWHM}_E = 16\%$. FWHM_E — это разброс энергии, определяемый как отношение полной ширины на половине максимума пика к центроидному положению пика. Измеренный энергетический разброс для ионного пучка с энергией $E_{\text{lab}} = 29.5$ кэВ не сильно отличается от измеренного при других энергиях ионов. Поэтому энергетический разброс для всех энергий был принят равным 16%.

2.2. Тритиевая мишень

Реакцию $^3\text{H}(^1\text{H}, \gamma)^4\text{He}$ изучали с использованием мишеней из тригида титана (TiT). Мишень была изготовлена методом магнетронного распыления слоя титана толщиной около 1.5 мкм на молибденовую подложку (диаметр 97 мм, диаметр излучающей поверхности 87 мм). Затем это помещали в аппарат Сивертса, и титановый слой насыщали тритием для достижения желаемой стехиометрии. Мишень была изготовлена и испытана в 2017 г. Измерение распределения плотности тритонов по глубине мишени проводилось методом ERD (метод ядер от-

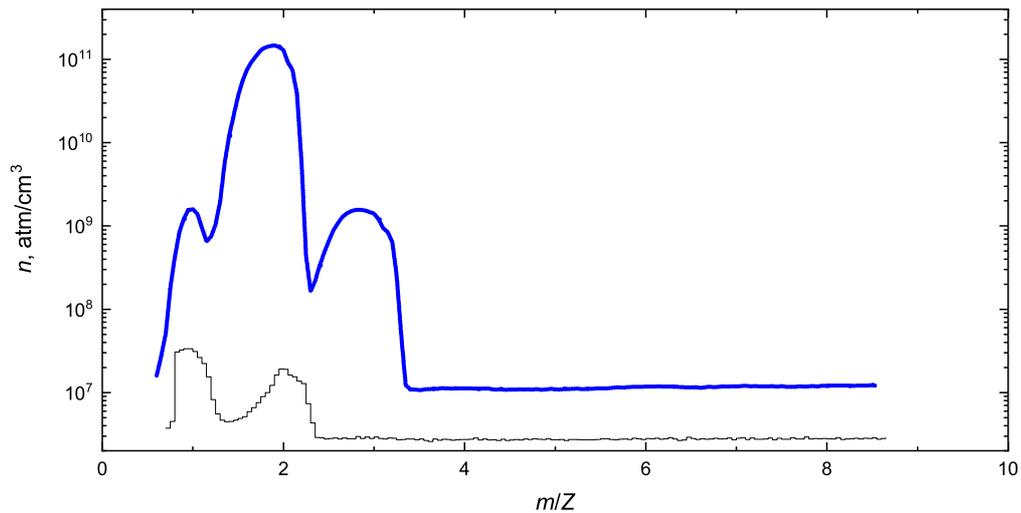


Рис. 3. (В цвете онлайн) Масс-спектры до (тонкая линия) и после (жирная линия) отключения работы крионасоса. Здесь n — концентрация ионов, m — масса иона в а. е. м., Z — заряд иона

дачи) с использованием пучка альфа-частиц с энергией 2.3 МэВ, созданного с помощью ускорителя Ван де Графа (ОИЯИ, Дубна), рис. 2.

Кроме того, с помощью электронно-индуцированной рентгеновской флуоресцентной спектроскопии была определена равномерность насыщения слоя тритиевого титана по площади мишени (74 см^2) и по глубине. Вся площадь мишени сканировалась с помощью коллимированного кремниевого полупроводникового детектора с бериллиевым входным окном толщиной 25 мкм. Позиционное разрешение составляет 4 мм. Зарегистрировано характеристическое рентгеновское излучение атомов титана $K_{\alpha 1}$ и $K_{\beta 1}$ с энергиями $E_r = 4.51, 4.93$ кэВ, возникающее в титане при воздействии β -частиц распада трития. Разброс насыщения титановой подложки тритием не превышает 4%. Размер макроскопического поперечного сечения для когерентного рассеяния (некогерентное рассеяние пренебрежимо мало) фотонов заданной энергии (4.5 кэВ) делает выход рентгеновского излучения «видимым» вдоль пробега протонов в мишени практически без ослабления. Пробег бета-частиц с энергией, соответствующей максимуму распределения 4 кэВ, составляет 0.2 мкм, и это не влияет на позиционное разрешение метода. То есть способ позволяет осуществлять относительный контроль содержания трития в мишени как по площади, так и по глубине.

Выход трития из мишени за счет ионно-ионной эмиссии измеряли с помощью квадрупольного масс-спектрометра Extorr XT-100. Процедура выгляде-

ла следующим образом: в течение дневного сеанса измерений (6 ч) вышедший из мишени тритий накапливался на криопанели криогенного насоса CryoPlex8-350; по окончании сеанса измерений крионасос выключался и тритий выходил в вакуумную камеру; масс-спектрометр Extorr XT-100 по определенной программе анализировал количество атомов трития, вышедших из мишени; далее включался турбомолекулярный насос и с помощью дополнительного насоса откачивал тритий за пределы здания. На рис. 3 представлены спектры масс до и после отключения криогенного насоса.

Сплошные линии на рис. 3 — масс-спектры состава газа в камере ускорителя в конце дневного сеанса измерений. Тонкая сплошная линия — крионасос включен, а турбомолекулярный насос выключен. Камера заполнена атомарным и молекулярным водородом. Жирная сплошная линия — турбомолекулярный насос выключен и крионасос выключен. Температура криопанели $T_c = 35$ К. Видно, что атомарный водород, молекулярный водород, гелий-3 и тритий выходят из криопанели. Также можно видеть, что большая часть атомарного водорода рекомбинировала с образованием молекул.

Известно, что температура разложения гидрида титана составляет около 400°C [23]; поэтому мы рассчитали распределение температуры в мишени для чистого титана и дигидрида титана на основе теплоемкости дигидрида, описанной в [23], при воздействии протонного пучка с энергией 34 кэВ и интенсивностью $5 \cdot 10^{14}$ на импульс. Для расчета температур тормозные способности были оцене-

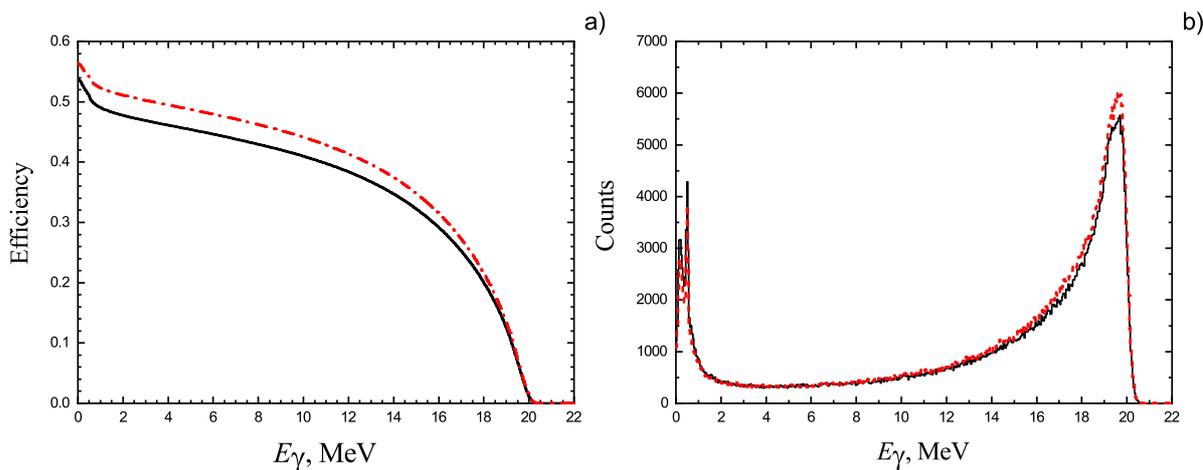


Рис. 4. (В цвете онлайн) а) Эффективность регистрации γ -квантов в зависимости от энергетического порога, б) расчетный энергетический спектр γ -квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ

ны в SRIM [24] при энергиях, варьирующихся от 0.1 до 34 кэВ. Было показано, что наша мишень гарантированно стабильна при температуре до 350 °С. Однако относительное содержание трития в мишени периодически контролировалось с использованием метода электронно-индуцированной рентгеновской флуоресцентной спектроскопии. Эти данные были учтены при обработке результатов измерений выхода реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$.

2.3. Детекторы γ -квантов

Детектирование γ -квантов реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ осуществлялось с помощью восьми сцинтилляционных детекторов на основе крупноблочных кристаллов NaI(Tl) (каждый размером $100 \times 100 \times 400$ мм³), расположенных вокруг мишени из TiT. Сигналы с детекторов NaI(Tl), оптически соединенных с фотоумножителями Hamamatsu R1307, оцифровывались с помощью двух 4-канальных запоминающих осциллографов Tektronix DPO 2024.

Для экспериментального определения эффективности регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ источники с близкими энергиями отсутствуют. Поэтому с помощью инструментария Geant4 было выполнено моделирование методом Монте-Карло регистрации γ -квантов сборкой детекторов. При пороге регистрации 14 МэВ эффективность регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ максимальна для геометрии рис. 1 и составляет 35%. Кроме того, при расчете эффективности регистрации необходимо было учитывать анизотропию

дифференциального сечения реакции в зависимости от полярного угла θ [16, 17]. Угловое дифференциальное сечение пропорционально $\sin^2 \theta$. В расчетах Geant4 угол вылета γ -кванта и его энергия были преобразованы в лабораторную систему отсчета для каждой энергии иона водорода с использованием уравнений релятивистской кинематики с поправкой на энергию ядерной отдачи и доплеровский сдвиг. Результат представлен на рис. 4.

Сплошные кривые на рис. 4 относятся к значениям без учета анизотропного углового распределения излучения γ -квантов, штрихпунктирная кривая на рис. 4 а) и пунктирная на рис. 4 б) — к значениям с учетом его.

Программа была протестирована на реакции ${}^2\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^3\text{He}$. В этой реакции образуются γ -кванты с энергией $E_\gamma = 5.5$ МэВ. На рис. 5 представлены экспериментальные спектры γ -квантов и расчетный спектр.

На рис. 5 отчетливо видны три спектра. Спектр 1 — спектр γ -квантов, полученный после регистрации космического фона и радиоактивности материалов, окружающих детекторы, в течение 10 мкс без приложения ускоряющего напряжения (внизу слева). Спектр 2 — спектр γ -квантов с энергией $E_\gamma = 5.5$ МэВ. Спектр γ -квантов с энергией $E_\gamma < 3.5$ МэВ (вверху слева) обусловлен цепочкой фоновых процессов. Первый из них — вторичная упругая реакция протон-дейтронного взаимодействия с передачей энергии. Второй — взаимодействие дейтрона с переданной энергией и соседнего дейтрона в реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$. Третий — взаимодействие нейтрона с энергией $E_n = 2.5$ МэВ

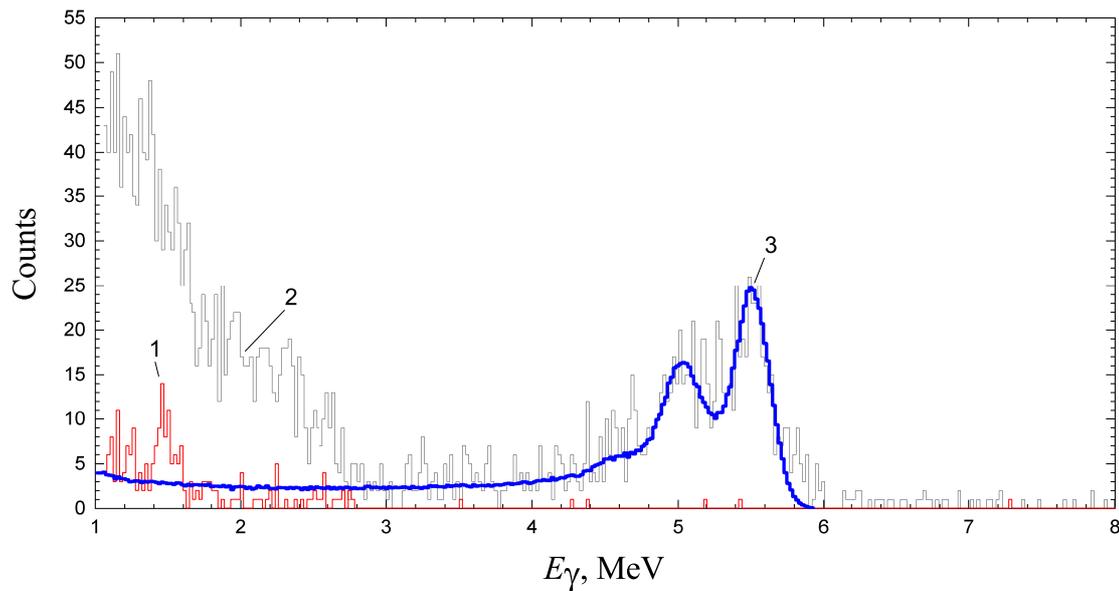


Рис. 5. (В цвете онлайн) Экспериментальные и расчетные спектры γ -квантов с энергией $E_\gamma = 5.5$ МэВ из реакции ${}^2\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^3\text{He}$

из реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ с материалами детектора (I, Na) и другими материалами, окружающими мишень (в основном нержавеющая сталь) в реакциях (n, γ) , $(n, n'\gamma)$ [25]. Спектр 3 — спектр γ -квантов, рассчитанный с помощью инструментария Geant4 (жирная сплошная линия). Отметим, что как в экспериментальном, так и в расчетном спектре присутствуют пики полного поглощения и пики выхода (одиночные и двойные). В фоновом спектре наиболее значимый пик приходится на ${}^{40}\text{K}$ с энергией $E_\gamma = 1.46$ МэВ.

Для калибровки энергетической шкалы осциллографа-анализатора в единицах МэВ/В использовались две γ -линии: пик полного поглощения γ -квантов с энергией $E_\gamma = 5.5$ МэВ из реакции ${}^2\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^3\text{He}$; пик полного поглощения γ -квантов с энергией $E_\gamma = 4.438$ МэВ от источника нейтронов AmBe и спектр космических мюонов.

Интенсивность γ -излучения с энергией 4.438 МэВ была рассчитана из отношения потока нейтронов к потоку гамма-излучения источника [26] и получилась равной $5.3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Энергетическое разрешение детекторов (FWHM_E) находится в диапазоне 4.7–6.2%. Здесь FWHM_E — разрешение детектора, определяемое как отношение полной ширины на половине максимума пика к центроидному положению пика. Энергия мюонов, рассчитанная из приведенных в [27] коэффициентов потерь энергии мюонов, прошед-

ших через материал детектора NaI(Tl), равна 47.85 МэВ. Градуировочная зависимость имеет вид $E_\gamma = 71.934A + 0.408$ МэВ/В при $\chi^2 = 0.71$, где A [В] — амплитуда сигнала детекторов.

3. ИЗМЕРЕНИЯ

3.1. Проблема фона

При изучении реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ ($E_\gamma = 19.8$ МэВ) сопутствующие ей фоновые процессы и методы их устранения имеют большое значение в связи с малым сечением реакции. К фоновым процессам относятся излучение окружающей среды, космическое излучение и продукты реакций, сопровождающих изучаемую реакцию. Импульсный режим работы ускорителя Холла позволяет проводить непрерывные измерения фона, вызванного космическим излучением и естественной радиоактивностью. События, вызванные только внешним фоном и зарегистрированные без подачи ускоряющего напряжения на ускоряющий промежуток, регистрируются детекторами в том же временном интервале 10 мкс, что и события, накопленные при ускорении. Космический и радиационный фон окружающей среды подавляется в 10^5 раз за счет импульсного режима работы ускорителя. Излучение, сопровождающее исследуемую реакцию, определяется как γ -излучение, возникающее в результате фо-

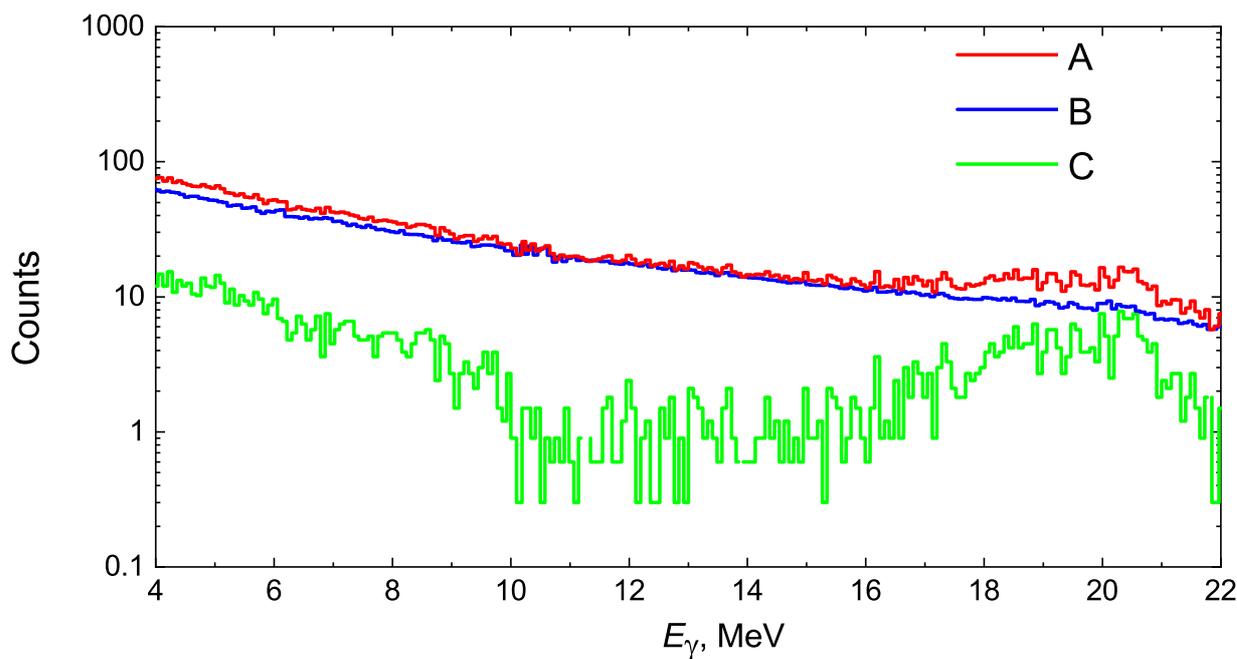
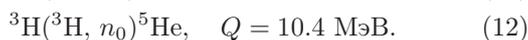
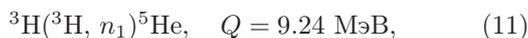
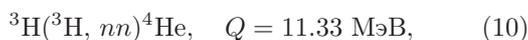


Рис. 6. (В цвете онлайн) Энергетические спектры γ -квантов: верхний спектр (A) — выход реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$; средний спектр (B) — спектр гамма-излучения, образующегося в реакции ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma)\text{X}$ за счет фоновых вторичных процессов; нижний спектр (C) — разность спектров

новых процессов за счет реакции упругого рассеяния ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, {}^1\text{H}){}^3\text{H}$. Получившее импульс отдачи ядро ${}^3\text{H}$ из реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, {}^1\text{H}){}^3\text{H}$ может реагировать с соседним ядром ${}^3\text{H}$ в мишени посредством реакций



Соотношение сечений этих реакций (в процентах) составляет 70 : 20 : 10 соответственно [28]. В этих реакциях образуются коррелированные во времени пары нейтронов, а затем в окружающих мишень материалах протекают реакции (n, n') , $(n, n'\gamma)$ с последующим образованием фоновых γ -квантов высокой энергии. Спектр нейтронов от реакций (10)–(12) изменяется в диапазоне энергий 1–9 МэВ [29]. Дополнительным источником фоновых нейтронов и, следовательно, γ -квантов является реакция ${}^3\text{H}({}^2\text{H}, n){}^4\text{He}$, происходящая за счет естественной примеси дейтерия в высокочистом газе H_2 на уровне $1.35 \cdot 10^{-4}$.

Расчет, проведенный для оценки фоновых условий по методике, описанной в работе [25] с использованием базы данных реакций МАГАТЭ [30], показал, что нейтронный выход фоновых реакций в 10^2

раза превышает выход γ -квантов исследуемой реакции.

Материалами, окружающими мишень, являются материалы детекторов NaI(Tl), корпуса ускорителя и камеры мишени из нержавеющей стали. Масса NaI(Tl)-детекторов равна приблизительно 117 кг, из них йода 98.7 кг, натрия 17.8 кг, таллия 0.5 кг.

Масса нержавеющей стали, примыкающей к детекторам, составляет около 10 кг. Измерялся спектр γ -квантов, возникающих в материалах, окружающих мишень, под действием нейтронов, генерируемых источником AmBe. Спектр нейтронов источника качественно аналогичен спектру нейтронов реакции (10) [31], но нейтроны источника не коррелированы во времени. Линии γ , вызванные взаимодействием нейтронов с окружающими веществами, были следующими: $E_\gamma = 6.3, 6.69 \text{ МэВ}$ (I-127); $E_\gamma = 6.2, 6.5 \text{ МэВ}$ (Tl-203); $E_\gamma = 6.4 \text{ МэВ}$ (Na-23); $E_\gamma = 6.76 \text{ МэВ}$ (Ti-48); $E_\gamma = 7.631, 7.645 \text{ МэВ}$ (Fe-56); $E_\gamma = 8.5 \text{ МэВ}$ (Cr-50, Ni-58, Ni-60, Ni-62); $E_\gamma = 8.9 \text{ МэВ}$ (Ni-58, Ni-62) [32]. Спектр γ -квантов с энергиями до 10.8 МэВ связан с взаимодействием нейтронов с азотом, присутствующим в воздухе. Энергии этих γ -квантов ниже порога обнаружения $E_\gamma = 14 \text{ МэВ}$. Однако коррелированные нейтроны от реакции (10) и суперпозиции импульсов

могут индуцировать события в исследуемом диапазоне энергий.

3.2. Измерение выхода реакции

Измерение выхода реакции затруднено невозможностью отделить события, вызванные реакцией ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$, от событий, вызванных фоном. Типичная гистограмма энергетического распределения γ -квантов была аналогична показанной на рис. 6 (верхний спектр А).

Анализ показал, что выход нейтронов из фоновой реакции (10) коррелирован во времени, а особенности работы импульсного холловского ускорителя ионов усложняют измерения. В результате импульсы от детекторов NaI(Tl) могут накладываться друг на друга, а онлайн-программа обработки осциллограмм будет объединять два импульса в один импульс большой амплитуды, что приведет к различию измеренного и реального энергетических распределений событий. Реакция ${}^2\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^3\text{He}$ косвенно доказывает, что основной причиной суперпозиции являются коррелированные нейтроны. В этой реакции нейтроны с энергией $E_n = 2.5$ МэВ возникают за счет вторичной реакции упругого рассеяния протонов на ядрах дейтерия, вызывающей, следовательно, реакцию ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$. Однако на рис. 5 видно, что γ -кванты с энергией $E_\gamma = 5.5$ МэВ хорошо отделены от фоновых событий, поскольку в этой реакции не образуются коррелированные нейтроны.

Для отделения событий от фона использовалось вычитание фона с нормировкой к выходу фоновых нейтронов. Для регистрации фоновых нейтронов использовался нейтронный детектор на основе ${}^3\text{He}$ -счетчиков (рис. 1). Детектор нейтронов представляет собой сборку из 10 нейтронных счетчиков в виде трубок диаметром 3 см и длиной 50 см, заполненных смесью ${}^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$ при давлении 4 атм, помещенных в полиэтиленовый замедлитель. Размеры детектора $15 \times 30 \times 54$ см³. Собственная эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe, детектором ${}^3\text{He}$ составляет 15%. Ключевой особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к γ -квантам.

Этот метод был разработан нами при изучении реакции ${}^2\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ [33]. Во время сеансов измерений количество нейтронов регистрировалось с помощью детектора нейтронов ${}^3\text{He}$, а статистика γ -квантов собиралась с помощью детекторов NaI(Tl). Затем в источнике ионов газ H_2 (водород) заменялся газом ${}^4\text{He}$ и отдельно измерялся фон, сопровождающий реакцию ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma)\text{X}$. Ионы ${}^4\text{He}^+$ были ускорены до энергии 28 кэВ.

Энергетический разброс пучка ионов ${}^4\text{He}^+$, измеренный описанным выше методом, равен $\text{FWHM}_E = 20 \pm 1\%$.

В этой реакции из-за упругого рассеяния ионов ${}^4\text{He}^+$ на ядрах трития импульс передается ядрам трития, позволяя им взаимодействовать с соседними ядрами трития. В результате инициируется реакция (10) и образуются пары коррелированных во времени нейтронов. Спектр γ -квантов, индуцированных взаимодействием нейтронов с материалами, окружающими мишень, показан в среднем спектре В (рис. 6).

Время измерения выхода γ -квантов высоких энергий из реакций ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma)\text{X}$, образующихся при взаимодействии коррелированных нейтронов, генерируемых во вторичных реакциях с окружающими материалами, определялось числом нейтронных событий, регистрируемых ${}^3\text{He}$ -нейтронным детектором при измерении выхода реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$. Эту процедуру проводили для каждой энергии иона водорода ${}^1\text{H}^+$. Следует отметить, что измерения фона проводились при одной энергии ионного пучка ${}^4\text{He}^+$ $E_{\text{He}} = 28$ кэВ в лабораторной системе координат. Нет необходимости проводить измерения фона по реакции ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma)\text{X}$ с измененной энергией пучка ионов ${}^4\text{He}$, так как фон нормирован на число фоновых нейтронов от реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ на разных энергиях протонов. Процедура онлайн-отбора событий аналогична той, что использовалась при измерении выхода реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$. Результат показан на рис. 6 (нижний спектр С) для энергии иона водорода ${}^1\text{H}^+$ $E_{\text{lab}} = 12$ кэВ в виде разности энергетических спектров γ -квантов, полученных в экспериментах с водородом и гелием.

Относительный выход фоновых событий увеличивается при уменьшении энергии ионов ${}^1\text{H}^+$, поскольку сечение резерфордского рассеяния обратно пропорционально квадрату энергии протона. Поэтому методика измерений была следующей: измерения выхода реакции проводились при увеличении энергии протонов снизу вверх, а потери трития на глубине пробега протонов для данной энергии измерялись с помощью квадрупольного масс-спектрометра Extorr XT-100. Экспериментальные данные, полученные с помощью масс-спектрометра Extorr XT-100 в рамках дневного сеанса измерений, показывают, что $4 \cdot 10^{14}$ атомов трития вылетает из тритиевой мишени в результате реакции упругого рассеяния ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, {}^1\text{H}){}^3\text{H}$ (при энергии $E_{\text{lab}} = 34$ кэВ), а $4.8 \cdot 10^{16}$ атомов трития вылетает из мишени за счет β -распада трития. При числе ядер трития по пробегу при этой энергии ионов ${}^1\text{H}^+$

Таблица 1. Экспериментальный выход γ -квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$, нормированный на попадание в мишень 10^{16} ионов водорода ${}^1\text{H}^+$, прошедших через мишень. $F_{\text{H}} = N_{\text{H}}/S_m$ — плотность потока ионов ${}^1\text{H}^+$, где S_m — площадь мишени

E_{lab} , кэВ	$F_{\text{H}} \cdot 10^{-16}$	$N_{exp} \pm \sigma$
12.00 ± 0.12	3.5	0.82 ± 0.12
14.00 ± 0.14	2.5	1.69 ± 0.21
16.00 ± 0.16	1.4	2.99 ± 0.36
20.00 ± 0.20	0.6	7.5 ± 0.8
24.00 ± 0.24	0.4	14.9 ± 1.5
28.00 ± 0.28	0.4	25.1 ± 2.1
30.00 ± 0.30	0.4	31.9 ± 2.0
32.00 ± 0.32	0.4	40 ± 2
34.00 ± 0.34	0.4	47 ± 2

$N_T = 3.2 \cdot 10^{20}$ потеря трития из мишени за 6 ч составляет $1.2 \cdot 10^{-4}\%$ и $3.7 \cdot 10^{-3}\%$ соответственно для двух указанных выше процессов. Для минимальной энергии $E_{lab} = 12$ кэВ потери атомов трития по пробегу составляют $0.6 \cdot 10^{-3}\%$ и $3.7 \cdot 10^{-3}\%$ соответственно. Таким образом, поправки на потерю атомов трития из мишени настолько малы, что практически не влияют на выход реакции.

Учитывалось также, что примесь молекулярного водорода в пучке ионов H^+ вызывает два эффекта. При попадании в мишень молекула водорода диссоциировала на два атомарных иона водорода, что приводило к эффекту удвоения тока. В свою очередь, два атомарных иона водорода с энергией вдвое меньшей, чем у молекулярного водорода, увеличивали выход реакции. Поправка на выход реакции менее 1%.

Температурный эффект также незначителен, меньше 0.5%. Температура мишени, измеренная термометром при $E_{lab} = 34$ кэВ, за время дневного сеанса измерений увеличивается на 22°C по сравнению с комнатной температурой.

В табл. 1 приведены экспериментальные результаты для диапазона энергий ионов водорода $E_{lab} = 12$ –34 кэВ, при пороге обнаружения $E_\gamma = 14$ МэВ.

Процедура вычитания фона потребовала на порядок меньшего флюенса ионов ${}^4\text{He}^+$. Поскольку сечение упругого рассеяния ядер определяется формулой Резерфорда, в упрощенном виде $\sigma \sim z^2/E^2$,

Таблица 2. Экспериментальные значения S-фактора при энергии столкновения E_{col}

E_{lab} , кэВ	E , кэВ	E_{col} , кэВ	S_{exp} , мб · кэВ
12	8.99	7.83	2.01 ± 0.29
14	10.49	9.01	2.11 ± 0.26
16	11.99	10.18	2.11 ± 0.25
20	14.99	12.47	2.18 ± 0.23
24	17.99	14.71	2.24 ± 0.23
28	20.99	16.91	2.24 ± 0.19
30	22.49	18	2.28 ± 0.14
32	23.98	19.08	2.34 ± 0.12
34	25.48	20.145	2.28 ± 0.10

где z — заряд налетающей частицы, а E — энергия в системе центра масс. Для упругого протон-тритиевого рассеяния $z = 1$, $E = 3E_{lab}/4$, для альфа-тритиевого рассеяния $z = 2$, $E = 3E_{lab}/7$. Следовательно, отношение вероятностей упругого альфа-тритиевого рассеяния к вероятности упругого протон-тритиевого рассеяния в направлении того же телесного угла при равной энергии в лабораторной системе равно 12.

Выходы обеих реакций статистически независимы и описываются нормальным распределением (распределением Гаусса), где σ — стандартное отклонение (уровень достоверности 68%). Для каждой энергии статистическая ошибка определяется как квадратный корень из суммы квадратов статистических ошибок двух измерений. Доверительному уровню 95% соответствует доверительный интервал $\pm 1.96\sigma$.

Общая длительность времени эксперимента составляет 1060 ч.

3.3. Систематические ошибки измерения

1. Погрешность измерения количества ионов в пучке составляет 1% и не зависит от энергии.

2. Погрешность измерения энергии ионов в пучке составляет 1% и слабо зависит от энергии.

3. Погрешность измерения эффективности регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ. Эффективность регистрации γ -квантов моделировалась методом Монте-Карло с помощью инструментария Geant4. Эффективность регистрации событий с пороговой энергией определялась как отношение числа событий с энергией выше пороговой,

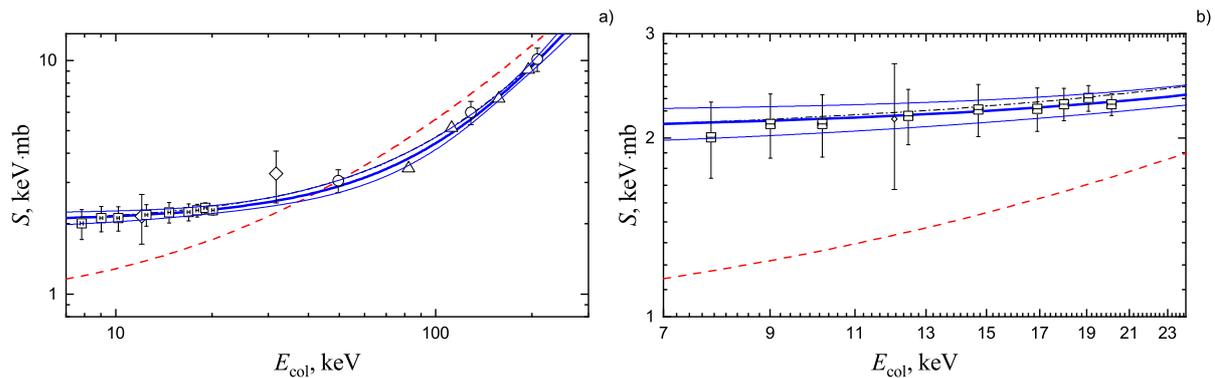


Рис. 7. (В цвете онлайн) а) Зависимость S-фактора от энергии E_{col} . б) Увеличенная область низких энергий, содержащая данные настоящего эксперимента. Квадраты — настоящий эксперимент, треугольники — данные из [16], кружки — данные из [17], ромбы — экспериментальные данные из [18], жирная сплошная линия — S-фактор с параметрами (19), тонкие сплошные линии — 99-процентный доверительный интервал S-фактора с параметрами (19), штрихпунктирная линия — S-фактор (8) [18], штриховая линия — S-фактор (9) [10]

регистрируемых сборкой детекторов, к числу первичных γ -квантов.

При моделировании ошибка эффективности обнаружения определяется статистической ошибкой метода Монте-Карло и ошибкой измерения энергетического порога. Значением верхнего предела оценки статистической погрешности метода Монте-Карло для N является число первично испущенных γ -квантов ($1 \cdot 10^6$) $\delta = 0.254\%$. Погрешность измерения пороговой энергии зависит от энергетического разрешения детекторов. Эта ошибка для сборки детектора составляет 2.774% . Суммарная ошибка составляет 2.786% .

4. Погрешность измерения числа ядер в тритиевой мишени. а) Первоначальное определение количества ядер по глубине мишени методом ERD, погрешность этого метода составляет 2% [34]. б) Точность определения потери ядер трития из мишени с помощью масс-спектрометра Extorr XT-100 составляет 2% . в) Неоднородность распределения ядер трития по площади, полученная при измерениях в 12 точках на поверхности мишени методом электронно-индуцированной рентгенофлуоресцентной спектроскопии, составляет 4% .

Суммарная систематическая ошибка составляет 5.8% .

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Сечение ядерных реакций (1)–(5) при малых энергиях столкновения E описывается уравнением Гамова–Солпитера (6) со слабо зависящим от энергии астрофизическим фактором $S(E)$. Для наход-

дения $S(E)$ -факторов реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ были использованы выходы, приведенные в табл. 2, которые сравнивались с расчетными выходами.

Для расчета выходов ядерных реакций при низких энергиях необходимо учитывать энергетическое распределение первичного пучка. Отметим, что достаточно широкое энергетическое распределение ионов H^+ не препятствует получению достоверных данных о ядерных реакциях, поскольку речь идет об измерении сечения реакции в условиях «толстой мишени». Подобная задача была специально рассмотрена в работе [35], где представлены результаты анализа методом Монте-Карло данных, полученных при взаимодействии пучка дейтронов с металлическими мишенями, насыщенными дейтерием. Код SRIM использовался для расчета энергетического спектра дейтронов, прошедших через мишень определенной толщины. Показано, что энергетические спектры ускоренных ионов дейтерия с одинаковой начальной энергией дейтрона и энергетическим разбросом FWHM_E 1% и 16% практически идентичны после прохождения ими мишеней толщиной более 50 нм. Измеренные энергетические спектры использовались для расчета выхода нейтронов из dd-реакции в диапазоне энергий спектра падающих дейтронов от 7 до 12 кэВ. Для определения потенциала электронного экранирования dd-реакции расчетные выходы нейтронов сравнивались с экспериментальными данными. Расчеты проводились при разбросе энергии пучка дейтронов (FWHM_E) 1% и 16% . При этом площади под распределениями выхода нейтронов, соответствующими FWHM_E 1% и 16% , различаются незначительно. То есть было

показано, что пучки дейтронов с относительно высоким энергетическим разбросом (16 %) дают практически такой же результат, как и моноэнергетические пучки дейтронов, формируемые на традиционных ускорителях [35]. Мы полагаем, что такая же ситуация справедлива и для комбинации насыщенной тритием мишени и ускоренных протонов.

Обозначим энергетическое распределение пучка как $F(E; E_0)$ со вторым аргументом E_0 , указывающим максимум распределения $F(E; E_0)$ и совпадающим со средней энергией пучка при симметричном относительно максимума распределении. Энергетическая ширина пучка обычно не меняется в диапазоне экспериментальных значений энергий и не указывается в качестве аргумента функции распределения F . С учетом распределения энергии ожидаемые выходы можно записать в виде

$$Y^{calc}(E_0) = Q\epsilon \int_0^\infty F(E'; E_0) dE' \int_0^\infty n_T(x)\sigma(E(x, E')) dx, \quad (13)$$

где Q — число частиц, падающих на мишень, ϵ — эффективность детектора, $n_T(x)$ — концентрация трития на глубине мишени x , $E(x, E')$ — энергия падающей частицы на глубине x при условии, что ее начальная энергия была E' . Бесконечный предел при интегрировании по глубине x указывает на бесконечно толстую мишень. Отдельные расчеты показывают, что пробег протонов в нашей мишени не превышает половины ее толщины. При известных S-факторах можно вычислить выход (13), если известны функции торможения протонов в мишени. В нашем случае возникают непринципиальные трудности, вызванные сильно изменчивым составом мишени, состоящей из десяти слоев концентраций, определяемых экспериментально (рис. 2). Поэтому при расчете (13) интеграл по x был разбит на интегралы по слоям с постоянным составом мишени и своей функцией торможения, которая определялась с помощью SRIM [24]. Функция распределения

пучка по энергии $F(E; E_0)$ имеет вид функции Гаусса с максимумом при энергии E_0 и относительной шириной (FWHM_E) 16 %.

Далее можно определить параметры модели с энергиями столкновений E_{col} , которые определяют значения энергий, максимально дающих вклад в выходы (13). Для этого проведем в (13) стандартную замену переменных для интегрирования по энергии на глубине x и изменим порядок интегрирования:

$$Y^{calc}(E_0) = Q\epsilon \int_0^\infty \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{27.195}{\sqrt{E}}\right) \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \times \left(\int_E^\infty n_T(x(E, E'))F(E'; E_0) dE'\right). \quad (14)$$

Сложный аргумент в плотности трития $n_T(x(E, E'))$ определяет глубину мишени для известной энергии частиц в мишени E при условии, что начальная энергия была E' . Схема извлечения экспериментального значения S-фактора из уравнений типа (14) была разработана ранее [36] и многократно использовалась (например, в [20, 21, 37]). Из схемы следует, что при линейной зависимости S-фактора от энергии уравнение (14) без приближений можно переписать следующим образом:

$$Y^{calc}(E_0) = Q\epsilon S(E_{col}) \int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{27.195}{\sqrt{E}}\right)}{E} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \times \left(\int_E^\infty n_T(x(E, E'))F(E'; E_0) dE'\right). \quad (15)$$

В этом случае E_{col} представляет собой среднюю энергию относительно распределения $P(E)$:

$$E_{col} = \int_0^\infty P(E) E dE, \quad P(E) = \frac{\frac{\exp\left(-\frac{27.195}{\sqrt{E}}\right)}{E} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} \left(\int_E^\infty n_T(x(E, E'))F(E'; E_0) dE'\right)}{\int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{27.195}{\sqrt{E}}\right)}{E} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \left(\int_E^\infty n_T(x(E, E'))F(E'; E_0) dE'\right)}. \quad (16)$$

Таким образом, приравнивая $Y^{calc}(E_i)$ из (16) к экспериментальным значениям $N_{exp}(E_i)$ из табл. 2, можно рассчитать $S(E_{col})$, где E_{col} определяется из (16). Экспериментальные значения S-фактора S_{exp} при расчетных энергиях E_{col} приведены в табл. 2.

Ошибки S-фактора (стандартное отклонение) являются только статистическими, отражая статистику выходов реакции ${}^3\text{H}({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ и фоновой реакции ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma)\text{X}$. Доверительному уровню 95 % соответствует доверительный интервал $\pm 1.96\sigma$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В диапазоне энергий 7.83–20.145 кэВ (в системе отсчета центра масс) поведение S-фактора, как было отмечено выше, практически линейно. Тем не менее в более широком диапазоне энергий до 200 кэВ S-факторы описываются квадратичной зависимостью (8). Для определения поведения зависимости S-фактора в диапазоне энергий до 200 кэВ мы включили в наши расчеты экспериментальные значения из работ [16–18].

Для получения значений параметров (8) для всех экспериментальных значений S-фактора был построен функционал:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(S_{exp}(E_i) - S(E_i; S_0, S_1, S_2))^2}{(\Delta S_{exp}(E_i))^2}, \quad (17)$$

и его минимизация определяет S_0 , S_1 , S_2 и значения χ^2 . В формуле (17) для χ^2 величина $\Delta S_{exp}(E_i)$ представляет собой суммарные ошибки S-фактора из [16–18] при энергии E_i (табл. 2).

Таким образом, в результате минимизации функционала (17) были получены следующие значения квадратичной модели S-фактора:

$$\begin{aligned} S_0 &= (2.033 \pm 0.059) \text{ кэВ} \cdot \text{мб}, \\ S_1 &= (1.076 \pm 0.279) \cdot 10^{-2} \text{ мб}, \\ S_2 &= (1.313 \pm 0.149) \cdot 10^{-4} \text{ мб/кэВ}. \end{aligned} \quad (18)$$

При этом $\chi^2 = 0.34$ при 15 степенях свободы показывает хорошее соответствие между моделью и экспериментом, уровень достоверности составляет 68.27 %. Для доверительной вероятности 99 % доверительный интервал для значений S_0 , S_1 , S_2 можно получить с помощью t -распределения Стьюдента.

Для уровня достоверности 99 % и 15 степеней свободы параметр Стьюдента равен $t = 2.9467$ [38]. Тогда

$$\begin{aligned} S_0 &= (2.033 \pm 0.178) \text{ кэВ} \cdot \text{мб}, \\ S_1 &= (1.076 \pm 0.837) \cdot 10^{-2} \text{ мб}, \\ S_2 &= (1.313 \pm 0.448) \cdot 10^{-4} \text{ мб/кэВ}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для наглядности модельный S-фактор с параметрами (18) и его экспериментальные значения из табл. 2 представлены на рис. 7. На этом же рисунке показаны S-факторы (8) [18] и (9) [10].

Следует отметить, что измеренные в нашем эксперименте S-факторы реакции ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$ в сочетании с экспериментальными данными в более широком диапазоне энергий [16–18] значительно повысили точность параметров S-факторов: в 3.4 раза для S_0 , в 1.4 раза для S_1 и в 2 раза для S_2 .

Необходимо обсудить два вопроса: могут ли эффекты электронного экранирования ядерной реакции и каналирования повлиять на наши результаты? Известно, что эффект электронного экранирования хорошо проявляется в поведении S-фактора реакции в зависимости от энергии. S-фактор уменьшается при уменьшении энергии, а затем, как правило, начинает расти при дальнейшем уменьшении энергии [7], что не наблюдается в наших экспериментальных данных, рис. 7. Кроме того, эффект электронного экранирования, как правило, не обнаруживается при изучении реакций на тритиевых мишенях [8]. Что касается эффекта каналирования, то в [39] в качестве примера, где обнаружены эффекты каналирования, использовались специально изготовленные мишени. Мишень из тритида титана была получена путем насыщения титана тритием из газовой фазы при высоких температурах и давлениях. Этот метод предотвращает рост поликристаллов в предпочтительном направлении. Возможно текстурирование титановой фольги из-за прокатки, но рентгеноструктурный анализ не показал предпочтительного направления с индексами Миллера [100] на нашей мишени. Наоборот, кристаллы мишени ориентированы преимущественно в направлении антиканалирования, с индексами Миллера [111].

Наша экстраполяция отличается от единственного теоретического расчета [10], повторенного в работе [40], для $S(0)$ в два раза. В данной работе S-фактор рассчитывался с использованием модели двухчастичного взаимодействия, где параметры парных $p^3\text{H}$ -потенциалов гауссовой формы в S - и P -волнах определялись из эксперименталь-

ных данных по $p^3\text{H}$ -рассеянию и энергии связи ^4He . Можно предположить, что либо двухчастичная модель не описывает все механизмы взаимодействия при низких энергиях, либо данные о $p^3\text{H}$ -потенциалах и энергии связи ^4He не полны. Это требует нового независимого теоретического расчета. При этом в работе [13] отмечается, что было бы весьма важно иметь новые и более точные измерения сечений упругого рассеяния $p+^3\text{H}$ при низких энергиях (< 600 кэВ), поскольку имеющиеся экспериментальные данные довольно старые и имеют ограниченный угловой диапазон. Наличие более точных волновых функций рассеяния $n+^3\text{H}$, $p+^3\text{He}$, $p+^3\text{H}$ и $n+^3\text{He}$ позволило бы изучить при более низких энергиях реакции радиационного захвата, такие как $p+^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$ и $n+^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$.

Мы надеемся, что результаты нашего исследования будут стимулировать экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. П. Кобзеву за измерение атомных концентраций трития, титана и примесей в мишени из триада титана.

Финансирование. Экспериментальные измерения проводились в Томском политехническом университете в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета (грант ТПУ СЕР 2021).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. A. Bertulani and T. Kajino, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **89**, 56 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.04.001>.
2. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T. H. Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016), <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.015004>.
3. P. D. Serpico, S. Esposito, F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, and O. Pisanti, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2004**, 010 (2004), <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2004/12/010>.
4. C. Pitrou, A. Coc, J.-Ph. Uzan, and E. Vangioni, *Phys. Rep.* **754**, 1 (2018), <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.04.005>.
5. B. D. Fields, K. A. Olive, Tsung-Han Yeh, and Ch. Youngd, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 010 (2020), <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/010>, arXiv:1912.01132.
6. Planck Collaboration, *Planck 2018 Results. VI. Cosmological Parameters*, <https://arXiv.org/abs/1807.06209>.
7. R. S. de Souza, Ch. Iliadis, and A. Coc, *Astrophys. J.* **872**, 75 (2019), <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafda9>.
8. R. S. de Souza, S. Reece Boston, A. Coc, and Ch. Iliadis, *Phys. Rev. C* **99**, 014619 (2019), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014619>.
9. C. Pitrou and M. Pospelov, *Phys. Rev. C* **102**, 015803 (2020), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.015803>.
10. B. Dubovichenko, A. V. Dzhezairov-Kakhramanov, and N. V. Afanasyeva, *Nucl. Phys. A* **963**, 52 (2017), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.04.006>.
11. D. S. Firak, A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós et al., *EPJ Web Conf.* **232**, 04005 (2020).
12. A. J. Krasznahorkay et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 042501 (2016).
13. M. Viviani, L. Girlanda, A. Kievsky, and L. E. Marcucci, *Phys. Rev. C* **102**, 034007 (2020), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.034007>.
14. E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **88**, 547 (1952).
15. C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, Univ. Chicago Press, Chicago (1988).
16. J. E. Perry and S. J. Bame, *Phys. Rev.* **99**, 1368 (1955).
17. K. I. Hahn, C. R. Brune, and R. W. Kavanagh, *Phys. Rev. C* **51**, 1624 (1995), <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.51.1624>.
18. R. S. Canon, S. O. Nelson, K. Sabourov et al., *Phys. Rev. C* **65**, 044008 (2002) <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.65.044008>.
19. V. A. Varlachev, G. N. Dudkin, B. A. Nechaev, F. M. Pen'kov, M. Filipowicz, A. V. Philippov, D. S. Flusova, D. K. Chumakov, and E. N. Shuvalov, *JETP Lett.* **113**, 231 (2021), <https://doi.org/10.1134/S0021364021040111>.
20. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov, S. S. Parzhitskii, P. S. Ananin, G. N. Dudkin, V. L. Kaminskii, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. V. Petrov, G. A. Mesyats, M. Filipowicz, J. Wozniak, and Vit. M. Bystritskii, *Eur. Phys. J. A* **36**, 151 (2008), <https://doi.org/10.1140/epja/i2008-10588-3>.

21. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, S. Gazi, J. Hurane, A. P. Kobzev, G. A. Mesyats, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, S. S. Parzhitskii, F. M. Pen'kov, A. V. Philippov, V. L. Kaminskii, Yu. Zh. Tuleushev, and J. Wozniakh, *Nucl. Phys. A* **889**, 93 (2012), <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.07.001>.
22. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, B. A. Nechaev, and V. N. Padalko, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 659 (2017), <http://dx.doi.org/10.1134/S1063779617040025>.
23. *Metal Hydrides*, ed. by W. M. Mueller, Acad. Press, New York, London (1968).
24. J. F. Ziegler and J. P. Biersack, *Computer Code SRIM* (2011), www.srim.org.
25. В. М. Быстрицкий, В. А. Варлачев, Г. Н. Дудкин, А. С. Нуркин, Б. А. Нечаев, В. Н. Падалко, Ф. М. Пеньков, Ю. Ж. Тулеушев, М. Филипович, А. В. Филиппов, *ЖЭТФ* **152**, 877 (2017) [V. M. Bystritsky, V. A. Varlachev, G. N. Dudkin, A. S. Nurkin, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, F. M. Penkov, Y. Z. Tuleushev, M. Filipovich, and A. V. Philippov, *JETP* **125**, 741 (2017), <https://doi.org/10.1134/S1063776117100041>].
26. S. Croft, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **281**, 103 (1989).
27. D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. Striganov, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **76**, No. 2 (2001).
28. D. T. Casey, J. A. Frenje, M. G. Johnson et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 025003 (2012), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.025003>.
29. C. R. Brune, J. A. Caggiano, D. B. Sayre et al., *Phys. Rev. C* **92**, 014003 (2015), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.014003>.
30. <https://www-nds.iaea.org/ENDF/B-VIII/>
31. H. R. Vega-Carrillo, E. Manzanares-Acuna, A. M. Becerra-Ferreiro, and A. Carrillo-Nuneza, *Appl. Rad. Isotop.* **57**, 167 (2002), <http://cantera.reduaz.mx/~rvega>.
32. R. B. Firestone and V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, Wiley, New York (1998).
33. V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, A. R. Krylov, S. Gazi, J. Huran, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. B. Sadovsky, Yu. Zh. Tuleushev, M. Filipowicz, and A. V. Philippov, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **825**, 24 (2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.034>.
34. A. P. Kobzev, J. Huran, D. Maczka, and M. Turek, *Vacuum* **83**, S124 (2009), <http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.01.042>.
35. M. Filipowicz, V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, F. M. Pen'kov, and A. V. Philippov, *Int. J. Mod. Phys. E* **21**, 1250089 (2012).
36. V. M. Bystritsky and F. M. Pen'kov, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 75 (2003).
37. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov, S. S. Parzhitskii, P. S. Ananin, G. N. Dudkin, V. L. Kaminskii, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. V. Petrov, G. A. Mesyats, M. Filipowicz, J. Wozniak, and Vit. M. Bystritskii, *Nucl. Instrum. Meth. A* **595**, 543 (2008), <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.152>.
38. F. E. James, *Statistical Methods in Experimental Physics*, World Sci., Singapore (2006).
39. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, S. Gazi, J. Huran, G. A. Mesyats, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, S. S. Parzhitskii, F. M. Pen'kov, A. V. Philippov, and Y. Z. Tuleushev, *JETP Lett.* **99**, 497 (2014), <http://dx.doi.org/10.1134/S0021364014090033>.
40. S. Dubovichenko, A. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. Burkova, *Int. J. Mod. Phys. E* **28**, 1930004 (2019), <http://doi.org/10.1142/S0218301319300042>.