Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 4, с. 229 – 235

Измерение S-фактора реакции $T(^1H, \gamma)^4He$ в астрофизической области энергий

В. А. Варлачев[+], *Г. Н. Дудкин*[+], *Б. А. Нечаев*[+], *Ф. М. Пеньков*[*×], *М. Филипович*[°], *А. В. Филиппов*[∇1)], *Д. С. Флусова*[+], *Д. К. Чумаков*[+], *Е. Н. Шувалов*[+]

[+]*Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия*

[*]*Институт ядерной физики Министерства энергетики, 050032 Алматы, Казахстан*

[×]*Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, 050040 Алматы, Казахстан*

[°]*Факультет энергетики и топлива, Университет науки и технологий, 30-050 Краков, Польша*

[∇]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 23 декабря 2020 г.
После переработки 25 января 2021 г.
Принята к публикации 25 января 2021 г.

Реакция $T(^1H, \gamma)^4He$ впервые исследована в энергетическом диапазоне $E_{\rm lab} = 12 \div 34$ кэВ в лабораторной системе координат ($E = 7.8 \div 20.1$ кэВ в с.ц.м.). Интерес к изучению этой реакции обусловлен как ее участием в первичном нуклеосинтезе ^{4}He, так и ее важностью для теории малонуклонных систем. В результате настоящего эксперимента, точность экспериментального определения S-фактора реакции $T(^1H, \gamma)^4He$ улучшена в несколько раз. При этом теоретические расчеты S-фактора реакции $T(^1H, \gamma)^4He$ по-прежнему отличаются от экспериментальных значений примерно в два раза.

DOI: 10.31857/S123456782104011X

1. Введение. Интерес к изучению реакции $T(^1H, \gamma)^4He$ определяется в основном задачами ядерной астрофизикой и физикой малого числа нуклонов.

В основе современных представлений о характере эволюции Вселенной лежит стандартная космологическая модель Большого взрыва (*Lambda Cold Dark Matter* – ΛCDM). Экспериментальную основу этой модели составляют: наблюдаемое на базе красного смещения расширение Вселенной, примордиальный синтез легких элементов и космическое микроволновое фоновое излучение. Считается, что космологический ядерный синтез легких элементов (стандартная модель *Big bang nucleosynthesis* (SBBN)) начался примерно через 2 с после Большого Взрыва [1] и происходил последовательно в энергетическом интервале $400 \div 10$ кэВ с образованием ядер: дейтерия ^{2}H, трития ^{3}H, гелия – ^{3}He, ^{4}He, лития – ^{6}Li, ^{7}Li [2].

Производство ^{4}He в примордиальном синтезе обеспечивается тремя основными реакциями:

$$T + {}^2H \to {}^4He + n, \tag{1}$$

$$^3He + {}^2H \to {}^4He + p, \tag{2}$$

$$T + {}^1H \to {}^4He + \gamma. \tag{3}$$

Вклады этих реакций в образование ^{4}He различны, что отражает их последовательность записи (1)–(3) (наибольшая у первой реакции) [3]. Тем не менее, для обеспечения согласия предсказаний SBBN модели с результатами наблюдательной оптической астрономии необходимо учитывать вклады всех трех реакций. Так на сегодняшний день установлены следующие величины для концентрации ^{4}He: результат наблюдательной оптической астрономии – $Y_p = 0.2449 \pm 0.0040$ [4] и результат SBBN модели – $Y_p = 0.24705 \pm 0.00019$ полученный на основе последних результатов Planck collaboration [5]. Видно, что результаты наблюдательной оптической астрономии и предсказаний в рамках SBBN модели согласуются друг с другом в пределах ошибки экспериментальных наблюдений, но предсказание SBBN модели более чем на порядок точнее экспериментального результата оптической астрономии. При этом, чтобы повлиять на результаты, получаемые в SBBN модели, необходимо знание скоростей реакций (1)–(3) с точностью $< 1\,\%$ [4]. Кроме того, большую роль в точности определения распространенности гелия-4 в рамках SBBN модели играет также точность в определении времени жизни нейтрона [6, 7].

1)e-mail: philippov@jinr.ru

Здесь необходимо отметить, что планируется к созданию новый наземный оптический телескоп CMB-S4 [8], который будет определять численность ^{4}He с точностью на порядок лучше, чем предоставляемой современными средствами наблюдения. Это должно обеспечить новый и ключевой тест физики BBN и Стандартной модели. В свою очередь требуется и уточнения скоростей реакций (1)–(3) [9, 10]. В работе [11] учитываются даже QED – поправки к скоростям реакций радиационного захвата эпохи SBBN, в частности для реакции T(^{1}H, γ)^{4}He, а в работе [12] указывается на возможность реакции ^{3}H(p, e^+e^-)^{4}He за счет гипотетической частицы X17 [13].

В ядерной физике малого числа тел, четырехнуклонная (4N) система в последние годы является объектом интенсивных исследований [14]. Эта система особенно интересна как "теоретическая лаборатория" для проверки точности наших современных знаний о нуклон-нуклонных (NN) и трехнуклонных (3N) взаимодействиях. Это требует, в свою очередь, высокой точности экспериментальных данных.

Скорости ядерных реакций типа (1)–(3) в плазме определяются сечениями неупругих процессов при низких энергиях столкновения E. Эти сечения описываются формулой Гамова–Солпитера [15],

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta}, \tag{4}$$

со слабо зависящим от энергии астрофизическим S-фактором и параметром Зоммерфельда – $\eta(E)$, численное значение которого можно записать в форме: $2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu/E}$, где Z_1 и Z_2 – заряды сталкивающихся ядер, а μ – их приведенная масса в единицах а.е.м.

Зависимости сечения и S-фактора реакции T(^{1}H, γ)^{4}He от энергии были исследованы достаточно давно в работах [16–18]. По совокупности экспериментального материала трех экспериментов в [18] была получена следующая аппроксимация поведения S-фактора реакции от энергии вида:

$$S(E) = S_0 + S_1 \cdot E + S_2 \cdot E^2 \tag{5}$$

с параметрами:

$$\begin{gathered} S_0 = 2.0 \pm 0.2\,\text{кэВ} \cdot \text{мб}, \\ S_1 = (1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}\,\text{мб}, \\ S_2 = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}\,\text{мб/кэВ}, \end{gathered} \tag{6}$$

где линейная часть параметризации, по сути, определяется двумя экспериментальными точками работы [18]. При этом в теоретической работе [19] была получена зависимость S-фактора от энергии с параметрами, заметно отличающимися от (6).

$$\begin{gathered} S_0 = 0.87\,\text{кэВ} \cdot \text{мб}, \\ S_1 = 4.086 \cdot 10^{-2}\,\text{мб}, \\ S_2 = 6.424 \cdot 10^{-5}\,\text{мб/кэВ}. \end{gathered} \tag{7}$$

В этой работе для расчета S-фактора была использована двухчастичная модель взаимодействия, с определением параметров парных потенциалов гауссова вида в S и P волнах из экспериментальных данных по p^3H рассеянию и энергии связи ^{4}He.

Малое количество экспериментальных точек [18] в линейной части S-фактора и чрезмерная простота расчетной модели [19] не позволяют определить с хорошей точностью истинное поведение S-фактора T(^{1}H, γ)^{4}He реакции.

Две, обозначенные выше проблемы, побудили нас исследовать реакцию T(^{1}H, γ)^{4}He более детально.

2. Экспериментальная установка. Реакция T(^{1}H, γ)^{4}He исследована в энергетическом диапазоне $12 \div 34$ кэВ в лабораторной системе координат ($7.8 \div 20.1$ кэВ в с.ц.м.) на импульсном ускорителе Холловского типа (Томск, ТПУ), с использованием твердотельной тритиевой мишени, рис. 1a, b. Гамма-кванты с энергией 19.8 МэВ детектировались сборкой из 8-ми NaI(Tl) детекторов.

Ускоритель Холла достаточно подробно описан в работе [20]. Для измерения напряжения V, приложенного к анодно-катодному (ускоряющему) промежутку, и тока мишени I_m применялся осциллограф DPO-2024 (рис. 1a). Погрешность измерения ускоряющего напряжения в диапазоне $10 \div 40$ кВ составляет ≤ 1 %. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере составлял $< 10^{-7}$ мм. рт. ст. Число ускоренных ионов водорода ^{1}H$^+$, падающих на мишень из тритида титана, составляло в импульсе длительностью 10 мкс до $5 \cdot 10^{14}$. Количество ионов водорода ^{1}H$^+$ в каждом импульсе определялось интегрированием тока мишени (*3*, рис. 1b). Погрешность определения количества ионов ^{1}H$^+$ составляет ≤ 1 %. Для подавления эмиссии электронов из мишени перед ней, на расстоянии 1 см, устанавливалась металлическая сетка *2* с прозрачностью 93 %, находившаяся под потенциалом -150 В, рис.1b. Ранее в отдельном эксперименте было определено значение относительного вклада ионов молекулярного водорода H$_2^+$ в потоке ускоренных ионов: N(H$_2^+$) = 9.8 ± 2 %. Верхняя граница относительного содержания нейтральных атомов водорода в потоке ускоренных ионов водорода определена < 1.1 %,

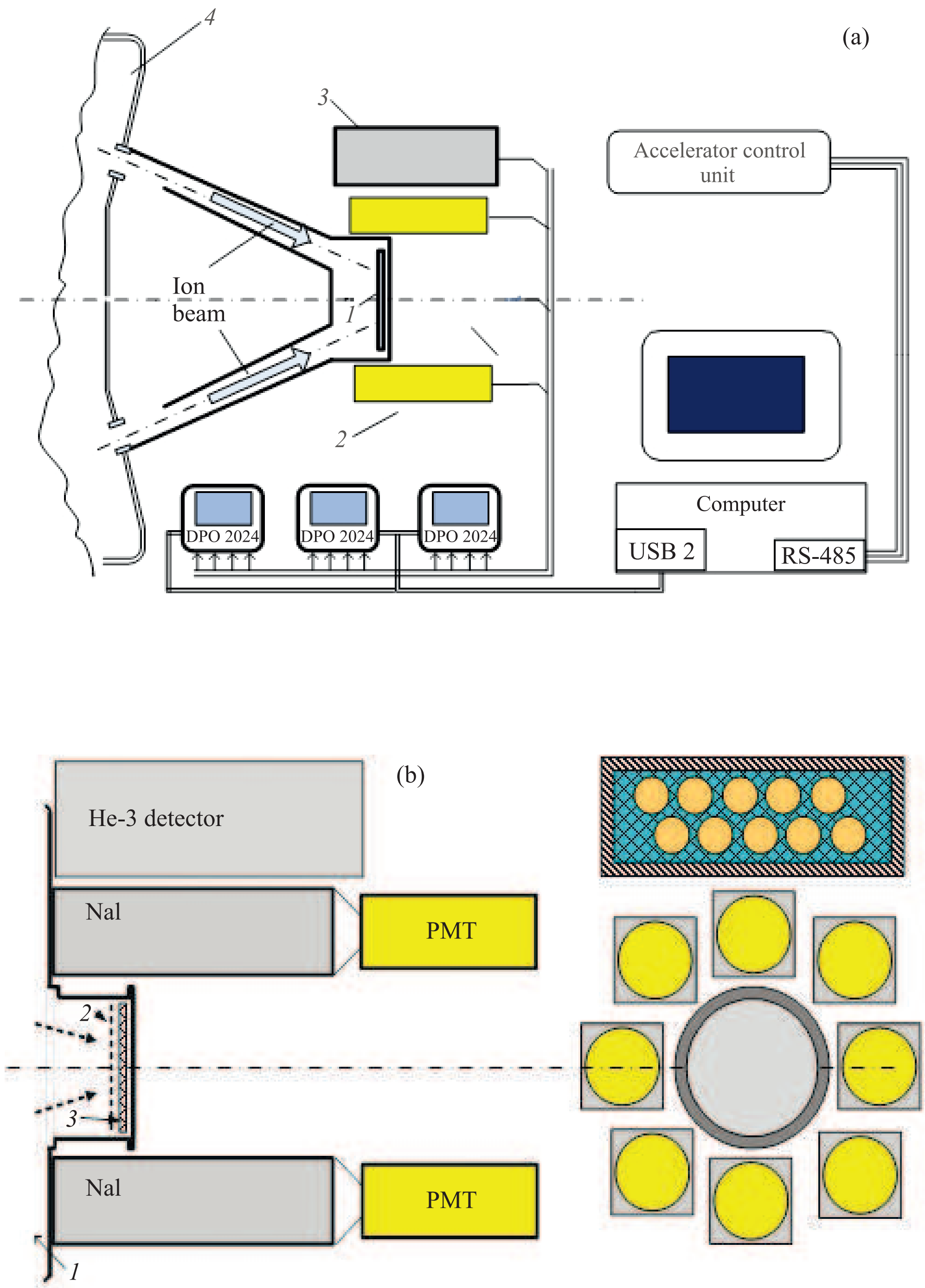

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема эксперимента. *1* – тритиевая мишень; *2* – NaI(Tl) детекторы γ-квантов; *3* – He-3 детектор нейтронов; *4* – ионный ускоритель Холла. (b) – Расположение детекторов. *1* – ионный ускоритель Холла; *2* – сетка; *3* – мишень

с вероятностью $P = 0.95$. Эти данные учитываются при обработке результатов эксперимента. Длительность импульса ускорения равная 10 мкс, позволяет подавить регистрацию фоновых событий, обусловленных космическим излучением и естественной радиоактивностью окружающей среды в 10^5 раз.

2.1. Тритиевая мишень. Реакция $T(^1H, \gamma)^4He$ исследовалась на мишенях из тритида титана (TiT). Измерение распределения плотности атомов трития по глубине мишени проводилось методом ERD (метод ядер отдачи) с использованием пучка альфа-частиц с энергией 2.3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван де Граафа (ОИЯИ, Дубна). Результаты исследования дали стехиометрию мишени – $\mathrm{TiT}_{1.5}$. Кроме того, равномерность насыщения слоя титана тритием по площади и по глубине мишени (площадь равна 74 см^2) исследовалась с помощью метода электронно-флуоресцентного анализа. Регистрировалось характеристическое рентгеновское излучение атомов титана $K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1}$ с энергиями $E_r = 4.51$, 4.93 кэВ, возникающее в титане под действием β^--частиц распада трития. Неравномерность насыщения тритием титановой подложки составляет не более 5 %. Кроме того, этот метод позволял контролировать обеднение мишени тритием в процессе эксперимента. Текущий выход трития из мишени за счет ион-ионной эмиссии контролировался в эксперименте с помощью квадрупольного масс-спектрометра Extorr XT-100.

2.2. Детекторы γ-квантов. Регистрация γ-квантов из реакции осуществлялась с помощью восьми сцинтилляционных детекторов, на основе кристаллов NaI(Tl) большой площади (100 × 100 × 400 мм), расположенных вокруг мишени из тритида титана (TiT). Сигналы с NaI(Tl) детекторов с ФЭУ Hamamatsu R1307 оцифровывались на 2-х запоминающих четырехканальных осциллографах Tektronix DPO 2024, рис. 1a. Для экспериментального определения эффективности регистрации γ-квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ нет источников с близкими энергиями. Это потребовало создания симуляции системы детекторов для расчета на основе метода Монте-Карло в инструментарии Geant4 эффективности регистрации. Результат расчета дал эффективность регистрации γ-квантов, равную $\varepsilon = 0.38$, при пороге регистрации $E_\gamma = 14$ МэВ.

3. Измерения.

3.1. Проблема фонов. При исследовании реакции $\mathrm{T}(^1\mathrm{H}, \gamma)^4\mathrm{He}$ ($E_\gamma = 19.8$ МэВ), ввиду малости сечения этой реакции огромное значение приобретают сопровождающие ее фоновые процессы и методы их минимизации. Импульсный характер работы плазменного ускорителя Холла позволяет в течение эксперимента непрерывно проводить измерения фона, обусловленного космическим излучением и окружающей естественной радиоактивностью. Другой источник фона, это γ-излучение, возникающее как результат реакции упругого рассеяния ионов $^1\mathrm{H}^+$ на атомах трития, с передачей энергии ядрам трития и последующими реакциями взаимодействия ядер трития, получивших импульс, с другими ядрами трития мишени: $\mathrm{T}(\mathrm{T}, nn)^4\mathrm{He}$ $Q = 11.33$ МэВ, $\mathrm{T}(\mathrm{T}, n_1)^5\mathrm{He}^*$ $Q = 9.24$ МэВ, $\mathrm{T}(\mathrm{T}, n_0)^5\mathrm{He}$ $Q = 10.4$ МэВ. Соотношение сечений этих реакций, в процентах: 70:20:10, соответственно. В этих реакциях образуются коррелированные во времени пары нейтронов, с распределением по энергии от 1 до 9 МэВ [21]. Далее протекают реакции (n, n'), $(n, n'\gamma)$ на окружающих мишень материалах, с образованием фоновых γ-квантов большой энергии. Кроме того, дополнительным источником фоновых нейтронов-γ-квантов, является реакция $\mathrm{T}(^2\mathrm{H}, n)^4\mathrm{He}$, возникающая за счет естественной примеси дейтерия в высокочистом газе H_2, содержащейся на уровне $1.35 \cdot 10^{-4}$. Расчет, проведенный с целью оценки фоновых условий по методу, изложенному в работе [22], дал следующие результаты, выход нейтронов фоновых реакций в 100 раз больше, чем выход γ-квантов исследуемой реакции.

3.2. Измерение выхода реакции. Проблема в измерении выхода реакции заключалась в том, что не удавалось выделить события обусловленные протеканием реакции $\mathrm{T}(^1\mathrm{H}, \gamma)^4\mathrm{He}$, от событий, обусловленных фоном. Типичная гистограмма распределения γ-квантов по энергии выглядела, как это показано на рис. 2 (верхний спектр A).

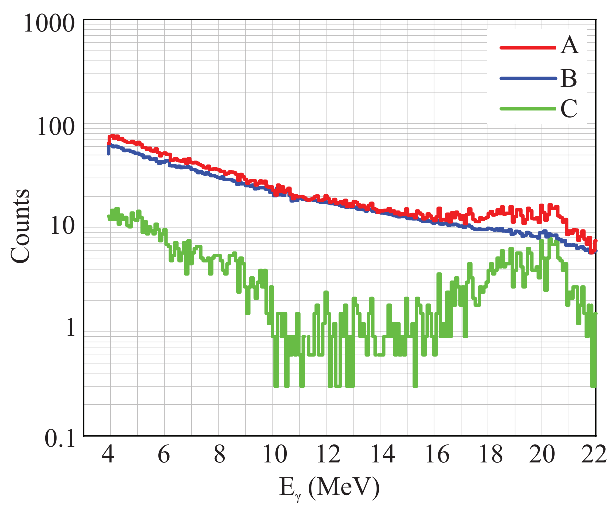

Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергетические спектры γ-квантов: верхний спектр (A) – выход реакции $\mathrm{T}(^1\mathrm{H}, \gamma)^4\mathrm{He}$; средний спектр (B) – выход реакции $\mathrm{T}(^4\mathrm{He}, \gamma)\mathrm{X}$ за счет вторичных процессов; нижний спектр (C) – разность спектров

Анализ причин показал, что проблема выделения событий из фона обусловлена коррелированными во времени нейтронами, которые появляются из фоновой реакции $\mathrm{T}(\mathrm{T}, nn)^4\mathrm{He}$, а также спецификой работы импульсного холловского ускорителя (импульсный режим). В результате импульсного режима работы ускорителя возможно наложение импульсов от NaI(Tl) детекторов и тогда программа “on-line” обработки осциллограмм принимает два импульса за один импульс большой амплитуды, что приводит к значительному искажению распределения событий по энергии.

Для того, чтобы отделить события от фона, был применен метод вычитания фона, с нормировкой на выход фоновых нейтронов. Для регистрации фоновых нейтронов был применен детектор нейтронов на основе ^{3}He счетчиков, изображенный на рис. 1. Детектор нейтронов, представляет собой сборку из 10 счетчиков, в виде трубок диаметром 3 см и длиной 50 см, наполненных смесью $^3\mathrm{He} + \mathrm{Ar} + \mathrm{CO_2}$ при давлении 4 атм, расположенных в замедлителе из полиэтилена. Собственная эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe, составляет 15 %. Характерной особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к γ-квантам.

Этот метод был разработан при исследовании реакции $^2\mathrm{H}(^4\mathrm{He},\gamma)^6\mathrm{Li}$ [23]. Параллельно с набором статистики γ-квантов с помощью NaI(Tl) детекторов, во время сеансов измерений выхода реакции $\mathrm{T}(^1\mathrm{H},\gamma)^4\mathrm{He}$, определялось количество нейтронов, зарегистрированных ^{3}He детектором нейтронов. Затем в ионном источнике газ водород $\mathrm{H_2}$ заменялся газом ^{4}He и измерялся фон γ-квантов, сопутствующий реакции $\mathrm{T}(^4\mathrm{He},\gamma)^7\mathrm{Li}$ за счет образовавшихся во вторичной реакции коррелированных нейтронов, с нормировкой на количество нейтронов, зарегистрированных в реакции $\mathrm{T}(^1\mathrm{H},\gamma)^4\mathrm{He}$. Эта процедура повторялась для каждой энергии ионов водорода $^1\mathrm{H}^+$. Результат, в виде разности энергетических спектров γ-квантов, полученных в экспериментах с водородом и гелием, показан на рис. 2 для энергии ионов водорода $^1\mathrm{H}^+$ $E_{\mathrm{lab}} = 12$ кэВ. Таким образом были получены экспериментальные выходы реакции N_{exp} для всего энергетического диапазона.

4. Обработка результатов измерений. Упомянутый выше ERD-анализ плотности трития в мишени дает ее толщину в 8000 атомных слоев (1 атомный слой определяется как 10^{15} атомов/см^2), тогда как расчеты показывают, что выходы гамма-квантов определяются глубиной мишени не более 2000 атомных слоев при максимальной энергии эксперимента. Поэтому при обработке эксперимента толщина мишени полагается бесконечной. В этом случае с учетом распределения по энергии протонов ($\mathrm{FWHM}_E = 16\,\%$), ожидаемые выходы γ-квантов с энергией $E_\gamma = 19.8$ МэВ могут быть записаны в виде:

$$Y^{\mathrm{calc}}(E_0) = Q\varepsilon \int_0^\infty F(E';E_0)dE' \int_0^\infty n_T(x)\sigma(E(x,E'))dx, \tag{8}$$

где Q – количество частиц, упавших на мишень, ε – эффективность детектора, $n_T(x)$ – концентрация трития на глубине мишени x, а $E(x,E')$ – энергия падающей частицы на глубине x, если ее начальная энергия была E'. Функции торможения протонов в мишени, рассчитывались по программе SRIM [24]. Для определения экспериментального значения S-фактора выражение (8) после замены переменных x на E и смены порядка интегрирования удобно представить в форме

$$Y^{\mathrm{calc}}(E_0) = Q\varepsilon \int_0^\infty \frac{S(E)}{E} e^{-\frac{27.195}{\sqrt{E}}} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} \times$$
$$\times\, dE \left(\int_E^\infty n_T(x,(E,E'))F(E';E_0)dE' \right). \tag{9}$$

Схема извлечения экспериментального значения S-фактора из выражений типа (9) была определена ранее [25] и многократно использовалась (например, [26]). Сравнивая расчетный набор выходов $Y^{\mathrm{calc}}(E_i)$ со значениями $N_{\mathrm{exp}}(E_i)$, можно получить $S_{\mathrm{exp}}(\bar{E})$ при средней энергии $\bar{E}$, определяемой выражением типа (9) [26]. Такая процедура является абсолютно точной при линейной зависимости S-фактора от энергии. Заметим, что S-факторы в области энергий нашего эксперимента существенно линейны. Так, вклад квадратичных слагаемых в S-факторы по (6) и (7) не превышает 2 %.

Экспериментальные значения S-фактора при расчетных энергиях приведены в табл. 1.

Здесь приведены только статистические ошибки. Полная систематическая ошибка определения S_{exp} зависит от ошибок определения: полной эффективности регистрации γ-квантов – 3 %; количества атомов трития в мишени – 5 %; количества ионов $^1\mathrm{H}^+$, падающих на мишень, – 1 %. Тогда общая ошибка равна квадратному корню из суммы квадратов ошибок и равна 6 % и она не зависит от энергии.

5. Результаты и обсуждения. В узком диапазоне энергий $7.83 \div 20.14$ кэВ (в с.ц.м.), как отмечалось выше, поведение S-фактора существенно линейно. Тем не менее, в более широком диапазоне энергий до 200 кэВ S-факторы описываются квадратичной зависимостью (5) [18]. Для определения поведения зависимости S-фактора в диапазоне энергий до 200 кэВ мы включили в наши расчеты экспериментальные значения из [16–18]. Для того, чтобы полу-

Таблица 1. Экспериментальные значения S-фактора при энергии столкновения $\bar{E}$

$E_{\rm lab}$, кэВ	12	14	16	20	24	28	30	32	34
$\bar{E}$, кэВ	7.83	9.01	10.18	12.47	14.71	16.91	18.00	19.08	20.14
$S_{\rm exp}$, кэВ · мб	2.01 ± 0.29	2.11 ± 0.26	2.11 ± 0.25	2.18 ± 0.23	2.24 ± 0.23	2.24 ± 0.19	2.28 ± 0.14	2.34 ± 0.12	2.28 ± 0.10

чить значения параметров (6) для всех экспериментальных значений S-фактора, был построен функционал

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(S_{\rm exp}(\bar{E}_i) - S(\bar{E}_i; S_0, S_1, S_2))^2}{(\Delta S_{\rm exp}(\bar{E}_i))^2}, \qquad (10)$$

а его минимизация позволила определить S_0, S_1, S_2 и минимальное значение χ^2. Здесь, $\Delta S_{\rm exp}(\bar{E}_i)$ – ошибка определения S-фактора при энергии $\bar{E}_i$. Итак:

$$\begin{gathered} S_0 = (2.033 \pm 0.059)\ \text{кэВ} \cdot \text{мб}; \\ S_1 (1.076 \pm 0.279) \cdot 10^{-2}\ \text{мб}; \\ S_2 = (1.313 \pm 0.149) \cdot 10^{-4}\ \text{мб/кэВ}. \end{gathered} \qquad (11)$$

При этом $\chi^2 = 0.34$ при 15 степенях свободы показывает хорошее соответствие квадратичной модели и эксперимента.

Для наглядности, S-фактор модели с параметрами (11) и его экспериментальные значения из таблицы 1 представлены на рис. 3. На этом же рисунке показаны S-факторы из работ [16–18].

Отметим, что измеренные нами S-факторы реакции $\rm T(^1H, \gamma)^4He$, объединенные с экспериментальными данными в более широком энергетическом диапазоне, позволили существенно увеличить точность параметров S-фактора: для S_0 – в 3.4 раза, для S_1 – в 1.4 и для S_2 – в 2 раза.

Необходимо отметить, что результаты расчета S-фактора реакции $\rm T(^1H, \gamma)^4He$, проведенного в 2019 г. [27], как и ранние результаты, полученные в [19], значительно отличаются от экспериментальных значений как работы [18], так и результатов настоящей работы. По всей видимости, требуется новое теоретическое рассмотрение обсуждаемой реакции на основании корректных схем получения волновых функций четырех-нуклонной системы [14] или в рамках кластерных моделей [28].

Авторы благодарят А. П. Кобзева за измерения концентрации атомного трития, титана и примесей в мишенях из тритида титана.

Экспериментальные измерения проводились в Томском политехническом университете в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета, грант ТПУ CEP-2020.

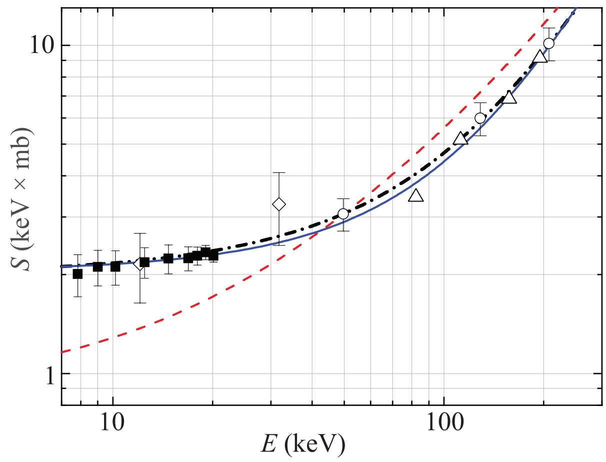

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость S-фактора ядерной реакции $\rm T(^1H, \gamma)^4He$ от энергии. Закрашенные квадраты – настоящий эксперимент; пустые треугольники – данные из [16]; пустые кружки – данные из [17]; пустые ромбы – экспериментальные данные из [18]; сплошная линия – S-фактор с параметрами (11); штрихпунктирная линия – S-фактор с параметрами (6) [18]; пунктирная линия – расчетный S-фактор с параметрами (7) [19]

1. C. A. Bertulani and T. Kajino, Progress in Particle and Nuclear Physics **89**, 56 (2016).
2. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T. H. Yeh, Rev. Mod. Phys. **88**, 015004 (2016).
3. P. D. Serpico, S. Esposito, F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, and O. Pisanti, JCAP, **2004**(12), 010 (2004).
4. B. D. Fields, K. A. Olive, T.-H. Yeh, and Ch. Young, JCAP **2020**(03), 010 (2020).
5. Planck collaboration, Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, https://arXiv.org/abs/1807.06209.
6. A. P. Serebrov, E. A. Kolomenskiy, A. K. Fomin et al. (Collaboration), JETP Lett. **106**, 623 (2017).
7. V. E. Ezhov, A. Z. Andreev, G. Ban, B. A. Bazarov, P. Geltenbort, A. G. Glushkov, V. A. Knyazkov, N. A. Kovrizhnykh, G. B. Krygin, O. Naviliat-Cuncic, and V. L. Ryabov, JETP Lett. **107**, 671 (2018).
8. CMB-S4 collaboration, CMB-S4 Science Book, First Edition, 2016. e-Print: 1610.02743 [astro-ph.CO]
9. R. S. de Souza, Ch. Iliadis, and A. Coc, Astrophys. J. **872**, 75 (2019).
10. R. S. de Souza, S. Reece Boston, A. Coc, and Ch. Iliadis, Phys. Rev. C **99**, 014619 (2019).

11. C. Pitrou and M. Pospelov, Phys. Rev. C **102**, 015803 (2020).
12. D. S. Firak, A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, M. Koszta, B. Szihalmi, J. Timar, Á. Nagy, N. J. Sas, and A. Krasznahorkay, EPJ Web of Conferences **232**, 04005 (2020).
13. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyi, Zs. Vajta, T. J. Ketel, and A. Krasznahorkay, Phys. Rev. Lett. **116**, 042501 (2016).
14. M. Viviani, L. Girlanda, A. Kievsky, and L. E. Marcucci, Phys. Rev. C **102**, 034007 (2020).
15. E. E. Salpeter, Phys. Rev. **88**, 547 (1952).
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**(4), 1624 (1995).
18. R. S. Canon, S. O. Nelson, K. Sabourov, E. Wulf, H. R. Weller, R. M. Prior, M. Spraker, J. H. Kelley, and D. R. Tilley, Phys. Rev. C **65**, 044008 (2002).
19. B. Dubovichenko, A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. V. Afanasyeva, Nucl. Phys. A **963**, 52 (2017).
20. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov, S. S. Parzhitskii, P. S. Anan'in, G. N. Dudkin, V. L. Kaminskii, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. V. Petrov, G. A. Mesyats, M. Filipovicz, J. Wozniak, and Vit. M. Bystritskii, Eur. Phys. J. A **36**, 151 (2008).
21. C. R. Brune, J. A. Caggiano, D. B. Sayre, A. D. Bacher, G. M. Hale, and M. W. Paris, Phys. Rev. C **92**, 014003 (2015).
22. V. M. Bystritsky, V. A. Varlachev, G. N. Dudkin, A. S. Nurkin, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, F. M. Pen'kov, Yu. Zh. Tuleushev, M. Filipowicz, and A. V. Philippov, JETP **125**, 741 (2017).
23. 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, NIM A **825**, 24 (2016).
24. J. F. Ziegler and J. P. Biersack, Computer code SRIM (2011), www.srim.org.
25. V. M. Bystritsky and F. M. Pen'kov, Physics of Atomic Nuclei **66**, 75 (2003).
26. V. M. Bystritsky, D. K. Chumakov, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, A. R. Krylov, B. A. Nechaev, A. Nurkin, V. N. Padalko, F. M. Pen'kov, A. V. Philippov, Yu. Zh. Tuleushev, V. A. Varlachev, and E. A. Zhakanbaev, Eur. Phys. J. A **56**, 60 (2020).
27. S. Dubovichenko, A. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. Burkova, Int. J. Mod. Phys. E **28**, 1930004 (2019).
28. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, JETP Lett. **109**, 425 (2019).