

## ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ “КОСМОЛОГИЧЕСКОГО ЛИТИЯ” В УСКОРИТЕЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

© 2017 г. В. М. Быстрицкий<sup>1)</sup>\*, В. А. Варлачев<sup>2)</sup>, Г. Н. Дудкин<sup>2)</sup>,  
А. Р. Крылов<sup>1)</sup>, С. Гази<sup>3)</sup>, Й. Гуран<sup>3)</sup>, Б. А. Нечаев<sup>2)</sup>, В. Н. Падалко<sup>2)</sup>,  
А. Б. Садовский<sup>1)</sup>, Ю. Ж. Тулеушев<sup>4)</sup>, М. Филипович<sup>5)</sup>, А. В. Филиппов<sup>1)</sup>

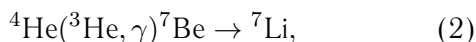
Поступила в редакцию 15.06.2016 г.

В рамках стандартной модели Big Bang Nucleosynthesis (BBN) существует проблема “космологического лития”, заключающаяся в наличии заметного различия между расчетными данными по распространенности элементов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  и найденными как результат наблюдательной астрономии. В настоящей работе сделана попытка измерения сечения основной реакции наработки  ${}^6\text{Li}$  в реакции  ${}^2\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  при энергиях столкновения ионов  ${}^4\text{He}^+$  с дейтронами, меньшими, чем нижняя граница энергетического диапазона BBN. Установлены верхние пределы на сечения изучаемой реакции.

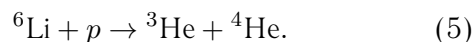
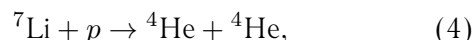
**DOI:** 10.7868/S0044002717010056

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальную основу стандартной космологической модели Большого взрыва составляют наблюдаемое на базе красного смещения расширение Вселенной; космическое микроволновое излучение; первоначальный синтез легких элементов [1–4]. Считается, что космологический ядерный синтез легких элементов начался примерно через 5 с после Большого взрыва, продолжался около 2000 с и происходил последовательно в энергетическом интервале 400–30 кэВ с образованием ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ . Небольшие количества ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$ , обусловленные малыми концентрациями ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и достаточно высоким кулоновским барьером ( $\sim 1$  МэВ), характеризующим взаимодействие этих частиц, образуются в реакциях:



Но ядра  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  слабо связаны, быстро разрушаются, а отсутствие стабильных ядер с атомным номером  $A = 5$  и  $A = 8$  приводит к тому, что космологический ядерный синтез прекращается. Считается, что легкие нуклиды  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  не могут образоваться в процессе нуклеосинтеза в недрах звезд, так как они легко разрушаются за счет реакций



Причем скорости реакций разрушения ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}$  в реакциях (4) и (5) выше скоростей реакций образования ядер лития в реакциях (1)–(3). Кроме того, водорода в звездах гораздо больше, чем дейтерия и трития.

Вычисление распространенностей легких элементов в стандартной космологической модели основано на численном решении системы эволюционных уравнений для основных характеристик процесса ядерного синтеза. К таковым относятся: масштабный фактор расширения Вселенной; полная барионная плотность, дополненная темной материей и темной энергией; химический потенциал электронного газа; температура Вселенной  $T$ ; распространенности всех частиц, участвующих во взаимных превращениях. Результаты этих расчетов дают следующие массовые распространенно-

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия.

<sup>3)</sup>Электротехнический институт САН, Братислава, Словакия.

<sup>4)</sup>Институт ядерной физики Министерства энергетики республики Казахстан, Алматы.

<sup>5)</sup>Факультет энергии и топлива, Университет науки и технологий, Краков, Польша.

\*E-mail: bystvm@jinr.ru

сти легких элементов относительно распространенности водорода [3, 4]:

$$\begin{aligned} {}^4\text{He} - Y_p &\approx 0.24709 \pm 0.00025; \\ \text{D}/\text{H} &= (2.58 \pm 0.19) \times 10^{-5}; \\ {}^3\text{He}/\text{H} &= (1.039 \pm 0.090) \times 10^{-5}; \\ {}^7\text{Li}/\text{H} &= (4.68 \pm 0.67) \times 10^{-10}; \\ \log_{10}({}^6\text{Li}/\text{H}) &= -(13.89 \pm 0.2); \\ {}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} &= 2.75 \times 10^{-5}. \end{aligned}$$

Массовые распространенности легких ядер, определенные средствами наблюдательной астрономии, следующие [5, 6]:  $Y_p = 0.2515 \pm 0.0017$ ;  $\text{D}/\text{H} = (2.53 \pm 0.04) \times 10^{-5}$ ;  ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1.58 \pm 0.31) \times 10^{-10}$ ;  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.13 \pm 0.05$ . Последнее, более точное значение отношения  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  измерено в работе [7]:  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.017 \pm 0.007 \pm 0.006$ .

Таким образом, ядер  ${}^7\text{Li}$  меньше, чем предсказывает стандартная модель Big Bang Nucleosynthesis (BBN), в 3–4 раза. А ядер  ${}^6\text{Li}$ , наоборот, в 500 раз больше. Это и есть проблема космологического лития, существующая уже больше 20 лет.

Три гипотезы исследуются в попытках объяснить эти противоречия. Первая из них — это возможная неадекватность наблюдательных данных, связанная с тем, что провести высокоточные оптические измерения количества изотопов лития в гало старых звезд очень трудно, так как сигнатура  ${}^6\text{Li}$  очень слаба и легко теряется на фоне других сигналов. Например, линия  ${}^6\text{Li}$  перекрывается в 20 раз более интенсивной спектральной линией  ${}^7\text{Li}$  [5, 7]. Вторая гипотеза подвергает сомнению стандартную BBN-модель и включает в себя несколько моделей, целью которых является модификация BBN-модели таким образом, чтобы ликвидировать проблему космологического лития за счет нестандартной физики (см. обзор и ссылки в [4]). В третьей гипотезе предполагается, что сечения ядерных реакций, в результате которых могут образовываться изотопы лития, могут быть модифицированы либо за счет неизвестных узких резонансов, либо за счет подключения других ядерных реакций [8], либо за счет другого потенциала взаимодействия в системе  ${}^2\text{H} + {}^4\text{He}$  [9]. При этом сечение основной реакции  $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  образования  ${}^6\text{Li}$  до недавнего времени не было измерено в эксперименте в области энергий BBN. Причина этого в том, что сечение рассматриваемой реакции радиационного захвата  $\alpha$ -частиц дейтронами необычайно мало из-за того, что согласно правилам отбора по изотопическому спину  $E1$ - и  $M1$ -переходы в случае  $\Delta T = 0$  (изоспины всех участвующих в процессе частиц равны нулю) сильно подавлены и определяющую

роль играет  $E2$ -мультиполь, небольшая величина которого, в свою очередь, определяется кинематическим фактором подавления, входящим в оператор электромагнитного перехода. Для сравнения, сечение реакции радиационного захвата  $\alpha$ -частиц другим, более тяжелым, изотопом водорода — тритием, т.е. реакция  ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ , более чем на три порядка величины больше [10]. В последней реакции доминирующим является  $E1$ -мультиполь.

В связи с малым сечением реакции  $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  были предприняты две попытки для получения экспериментальных данных о реакции в энергетической области BBN с использованием метода кулоновской диссоциации ядра  ${}^6\text{Li}$  в  $\alpha\text{D}$ -канал в поле тяжелого ядра  ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha\text{D}){}^{208}\text{Pb}$  [11, 12], закончившиеся установлением верхних пределов. Тем же самым закончилась попытка прямого измерения выхода реакции  $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  при энергии ионов  ${}^4\text{He}^+$   $E_\alpha = 160$  кэВ ( $E_\alpha$  — энергия ионов гелия в лабораторной системе координат) при использовании детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектор) [13]. И наконец, Коллаборация LUNA в 2014 г. выполнила прямые измерения выхода реакции  $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  при энергиях ионов гелия  ${}^4\text{He}^+$   $E_\alpha = 280, 400$  кэВ ( $E = 94, 134$  кэВ в с.ц.м.) [14]. Результаты эксперимента [14] позволили определить массовую распространенность  ${}^6\text{Li}$  —  ${}^6\text{Li}/\text{H} = (0.74 \pm 0.16) \times 10^{-14}$ ,  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = (1.5 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  и, таким образом, подтвердили статус проблемы космологического лития. Кроме того, результаты эксперимента хорошо совпали с результатами одного из последних теоретических расчетов [15] с включением вкладов  $E1$ - и  $E2$ -мультиполей.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [9] сделана попытка решить проблему космологического  ${}^6\text{Li}$  двумя путями. Первый путь предполагает, что во время BBN существовали заряженные массивные (1–100 ГэВ) суперсимметричные скалярные лептоны ( $\text{stau}$ ), которые могли образовывать связанные состояния с легкими ядрами, что приводило к изменению сечений реакций синтеза. Второй путь основывается на модификации в рамках оптической модели потенциала взаимодействия в системе  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  за счет включения в него дальнедействующей части потенциала. Модификация потенциала взаимодействия ядер  ${}^4\text{He}$  с дейтронами приводит к значительному увеличению сечения данной реакции даже в области энергий их столкновения, лежащей левее области энергий BBN. Авторы [9] показали, что подбором параметров дальнедействующей части потенциала можно добиться хорошего согласия между расчетными

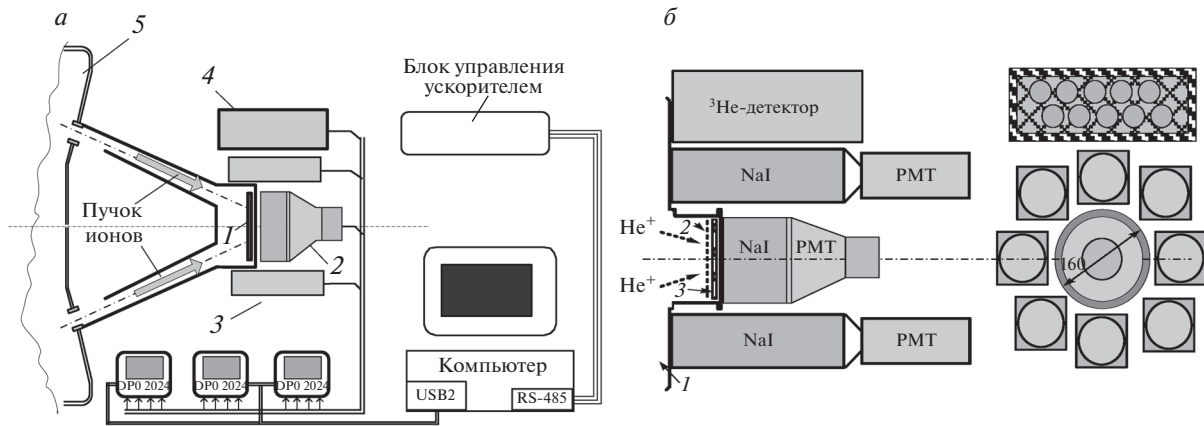


Рис. 1. *а* — Схема эксперимента. 1 — дейтериевая мишень; 2, 3 — NaI(Tl)-детекторы  $\gamma$ -квантов; 4 —  $^3\text{He}$ -детекторы нейтронов; 5 — ионный ускоритель Холла. *б* — Расположение детекторов. 1 — ионный ускоритель Холла; 2 — сетка; 3 — мишень; PMT — фотоэлектронный умножитель.

значениями сечения реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  и результатами эксперимента [16].

В связи с этим нами была предпринята попытка проверки результатов расчетов [9] путем измерения сечений данной реакции в области энергий, лежащих левее области энергий VBN. Известно, что крайне малое сечение реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  в указанной области энергий требует тщательного анализа всех фоновых реакций и их минимизации. Основным источником фона является последовательная цепочка реакций:  $\text{D}(^4\text{He}, ^4\text{He})\text{D} \rightarrow \text{D}(\text{D}, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma)$  или  $(n, n'\gamma)$ , заканчивающихся активацией нейтронами ( $E_n = 2.5$  МэВ) материалов, окружающих мишень, и появлением  $\gamma$ -квантов с энергией вблизи искомого диапазона энергий  $E_\gamma = 1.479\text{--}1.490$  МэВ.

Энергия  $\gamma$ -квантов из реакции  $^2\text{H}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  определялась по формуле

$$E_\gamma = Q + E \pm \Delta E_{\text{Доп}} - E_{\text{гес}}, \quad (6)$$

где  $Q = 1473.48$  кэВ — энергия реакции;  $E = E_\alpha \frac{m_{\text{D}}}{m_{\text{D}} + m_\alpha}$  — энергия столкновения ионов гелия с дейтронами в системе центра масс;  $\Delta E_{\text{Доп}} = \frac{\nu}{c} E_\gamma \cos \theta \approx 4.5$  кэВ — доплеровское уширение линии;  $E_{\text{гес}} = \frac{E_\gamma^2}{2(m_{^6\text{Li}})c^2} \approx 0.2$  кэВ — энергия отдачи ядра;  $E_\alpha$  — кинетическая энергия ионов гелия;  $m_{\text{D}}, m_\alpha, m_{^6\text{Li}}$  — массы ядер дейтерия, лития, гелия;  $\cos \theta$  — угол между направлениями движения  $\gamma$ -кванта и ядра  $^6\text{Li}$ .

Источники фоновых  $\gamma$ -квантов были проанализированы по материалам исследований [17], а также по результатам наших работ. Система детектирования  $\gamma$ -квантов нашей установки, предназначенной для исследования реакций радиационного захвата, состоит из восьми NaI(Tl)-детекторов с

размерами  $10 \times 10 \times 40$  см [18–20]. Масса всех  $\gamma$ -детекторов равна  $\sim 117$  кг, причем парциальные массы йода, натрия и таллия составляют 98.7, 17.8 и 0.5 кг соответственно.

Была сформулирована задача, состоящая в определении и сравнении уровней фона, возникающего за счет регистрации быстрых и медленных нейтронов соответственно. Если фоновый вклад от медленных нейтронов меньше, чем от быстрых, то имеет смысл замедлить нейтроны с энергией  $E_n = 2.5$  МэВ от реакции  $dd$ -синтеза до тепловых энергий до момента их попадания в NaI(Tl)-детекторы. С этой целью были выполнены два эксперимента с источниками нейтронов: быстрыми AmBe; тепловыми  $^{252}\text{Cf}$  в полиэтиленовом замедлителе. Источники облучали NaI(Tl)-кристалл (диаметр 80 мм, высота 80 мм), установленный на HPGe-детекторе. Оказалось, что основным источником фоновой комптоновской подложки являются  $\gamma$ -кванты ( $E_\gamma = 2223.1$  кэВ) от реакции радиационного захвата нейтронов на водороде полиэтилена — замедлителя нейтронов. И именно эти  $\gamma$ -кванты ответственны за подъем уровня комптоновской подложки в исследуемой области энергий. Таким образом, в результате исследования фоновых условий мы пришли к заключению — в экспериментальной установке не должны использоваться следующие материалы: свинец, нержавеющая сталь, медь, латунь, полиэтилен.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследование реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  было выполнено на импульсном плазменном ускорителе Холла при энергии  $\alpha$ -частиц, равной  $E_\alpha = 30$  кэВ (энергия столкновения ионов гелия с дейтронами в с.ц.м. составляет  $E = 10.0$  кэВ), с использованием установки, изображенной на рис. 1а, 1б. Энергия

$\gamma$ -квантов, образующихся в реакции согласно (6), составляет  $E_\gamma = 1483.5 \pm 4.5$  кэВ.

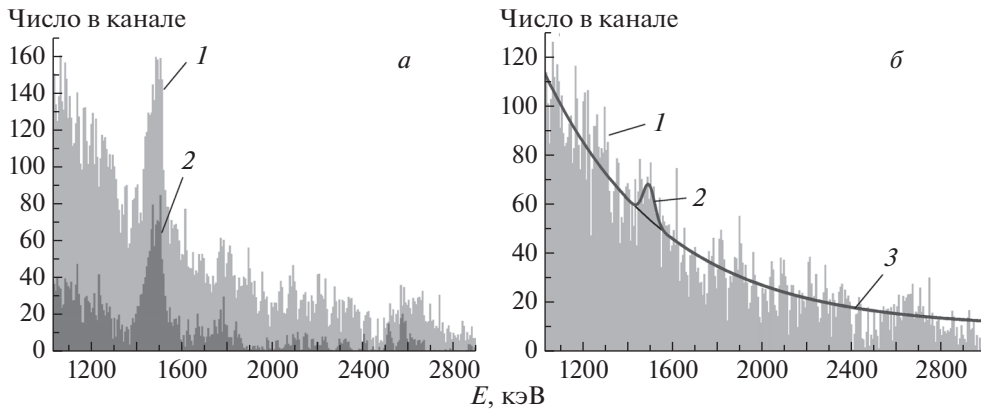
Основное отличие установки, приведенной на этих рисунках, от установки, использованной нами ранее при исследовании реакции  $D(p, \gamma)^3\text{He}$  [18–20], заключается в следующем: мишенная камера из нержавеющей стали (диаметр 230 мм) заменена на камеру, выполненную из алюминия (диаметр 160 мм); удалены все элементы защиты из свинца, а также медь, нержавеющая сталь; с тыльной стороны камеры на расстоянии 2 см от мишени к ней пристыкован дополнительный NaI(Tl)-детектор  $\gamma$ -квантов (диаметр 150 мм, толщина 100 мм). Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 1.483$  МэВ девятью NaI(Tl)-детекторами определена с помощью радиоактивных источников  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  и  $^{152}\text{Eu}$ , располагаемых в точке, соответствующей положению центра мишени. Данная величина оказалась равной  $\varepsilon = 0.41 \pm 0.04$ . Энергетическое разрешение  $\gamma$ -детектора, усредненное по всем девяти  $\gamma$ -детекторам, измеренное на линии  $^{60}\text{Co}$  с энергией  $E_\gamma = 1.33$  МэВ, составило 7.3%. Использование  $^3\text{He}$ -детектора нейтронов на данном этапе эксперимента не предполагалось, о чем будет сказано ниже.

Число ускоренных ионов  $^4\text{He}^+$ , падающих на мишень из дейтерида титана, составляло в импульсе  $5 \times 10^{14}$ . Длительность импульса ускорения составляла 10 мкс, что позволяло подавить регистрацию фоновых событий, обусловленных космическим излучением и естественной радиоактивностью окружающей среды, в  $10^5$  раз. Из-за специфики работы высоковольтного импульсного оборудования ускорителя (заряд и разряд высоковольтной емкости), системы регистрации  $\gamma$ -квантов и параметров пучка ускоренных ионов (цифровые осциллографы) измерительная процедура выглядела следующим образом. Сначала подавался ускоряющий импульс длительностью 10 мкс (во время которого измерялся выход  $\gamma$ -квантов реакции и параметров пучка), затем через 6 с в течение 10 мкс выполнялись измерения фона космического излучения и радиоактивности без подачи ускоряющего напряжения, затем начинался заряд высоковольтной емкости. Измерительный цикл составлял 14.28 с (частота следования импульсов 0.07 Гц). Таким образом, в течение эксперимента параллельно с накоплением событий с детекторов за время ускорения непрерывно накапливались события, обусловленные только внешним фоном за то же время.

Энергетический разброс пучка ионов  $^4\text{He}^+$  составлял  $\text{FWHM} \approx 19.9\%$  [21]. Измерение энергетического распределения ионов  $^4\text{He}^+$ , падающих

на мишень, осуществлялось с помощью многосекционного электростатического спектрометра заряженных частиц. Для определения количества быстрых нейтралов и величины коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии из материала мишени использовался электростатический анализатор энергии, располагавшийся в специальном эксперименте перед мишенью [21]. Найдено, что верхняя граница относительного содержания быстрых нейтральных частиц в потоке ускоренных ионов меньше 2.1% с вероятностью  $P = 0.95$ . Количество ионов  $^4\text{He}^+$ , проваимодействовавших с мишенью, в каждом импульсе определялось интегрированием тока мишени (3). Для подавления эмиссии электронов из мишени перед ней на расстоянии 1 см устанавливалась металлическая сетка (2) с прозрачностью 93%, находившаяся под потенциалом  $-150$  В. Мишень представляла собой диск из нержавеющей стали диаметром 98 мм и толщиной 0.1 мм, на поверхность которого методом магнетронного распыления нанесен слой дейтерида титана. Толщина нанесенного слоя из дейтерида титана составляла 1.5–2 мкм. Измерение распределения плотности дейтронов по глубине мишени производилось методом ERD (методом ядер отдачи) с использованием пучка  $\alpha$ -частиц с энергией 2.3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван де Граафа (ОИЯИ, Дубна). Одновременно с регистрацией дейтронов отдачи детектировались  $\alpha$ -частицы, рассеянные на ядрах мишени (на ядрах титана) в заднюю полусферу (обратное резерфордское рассеяние — RBS-метод). Совместный анализ ERD и RBS-спектров позволил с высокой точностью определить распределение дейтронов и атомов примесей по глубине мишени. Измерительная камера ускорителя вакуумировалась с использованием турбомолекулярного и криогенного насосов. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере был лучше чем  $10^{-7}$  мм рт. ст. Для обеспечения постоянства “паразитного” слоя на поверхности мишени, образующегося за счет остаточного газа в измерительной камере ускорителя, температура мишени поддерживалась на уровне  $50^\circ\text{C}$ . Оперативный контроль за процессами сорбции–десорбции мишенью остаточного газа в измерительной камере ускорителя осуществлялся с помощью кварцевых весов с разрешающей способностью по частоте  $\sim 1$  Гц (чувствительность  $10^{-2}$  мкг/Гц). Используемая методика определения чистоты поверхности мишени позволяла оперативно контролировать качество системы вакуумной откачки измерительной камеры ускорителя и объема ускоряющего ионного диода с целью выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнение поверхности мишени за счет наличия остаточных газов.

За время эксперимента число ионов  $^4\text{He}^+$ , падавших на мишень из дейтерированного титана  $\text{TiD}_2$



**Рис. 2.** *а* — Энергетическое распределение событий, зарегистрированных  $\gamma$ -детекторами: 1 — спектр событий, зарегистрированных  $\gamma$ -детекторами; 2 — фоновый спектр зарегистрированных событий. В фоновом спектре отчетливо виден пик, соответствующий  $\gamma$ -линии 40К ( $E_\gamma = 1.46$  МэВ). *б* — 1 — Спектр  $\gamma$ -квантов за вычетом внешнего фона. Расшифровка остальных цифр по тексту.

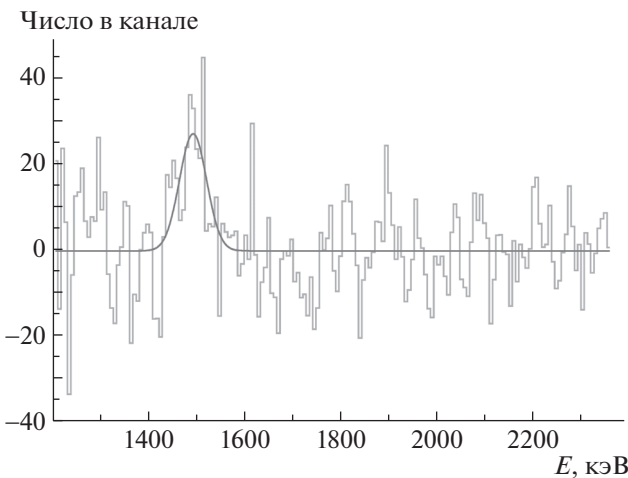
(текстура [100]), составило  $1.187 \times 10^{19}$ . Спектр  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий 1–3 МэВ, зарегистрированный в этом эксперименте, приведен на рис. 2а. Рисунок 2б представляет спектр  $\gamma$ -квантов, полученный после вычитания фона.

Проведена аппроксимация спектра, приведенного на рис. 2б, функцией, являющейся суперпозицией функций Гаусса (кривая 2) и экспоненты (кривая 3, подложка). На рис. 3 представлен спектр после вычитания подложки.

В результате аппроксимации спектра, представленного на рис. 2б, функцией, являющейся суперпозицией функций Гаусса (пик) и экспоненты (подложка), получены следующие оценки параметров: центр тяжести пика соответствует энергии зарегистрированных  $\gamma$ -квантов, равной 1.49 МэВ,  $\sigma = 0.011$  МэВ; полная ширина пика на полувысоте

составляет  $\Delta E(\text{ПШПВ}) = 8.3\%$  (величина близка к значению энергетического разрешения детектора 7.3%),  $\sigma = 1.2\%$ ; площадь под пиком  $S_\gamma = 81$ ,  $\sigma = 46$ ; площадь подложки под пиком  $S_f = 1603$ . Площадь подложки под пиком рассчитывалась в окне  $\pm 3\Delta E$ . Ошибка  $\sigma(S_f)$  не может быть рассчитана прямым методом, но предполагается, что сумма отсчетов в фиксированном интервале амплитудного спектра всегда подчиняется закону Пуассона,  $\sigma(S_f) \approx (S_f)^{1/2} = 40$ . Параметры пика получены программой обработки спектров “Peak Fitting”.

Этот результат не позволяет при данном уровне фоновой подложки получить надежную оценку выхода  $\gamma$ -квантов от реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ . К тому же сама процедура оценки вклада подложки зависит от принятых модельных установок. При относительно малом значении площади в пике исследуемой линии это может приводить к существенным погрешностям оценок. Поэтому оценим верхний предел выхода  $\gamma$ -квантов  $N$  в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов 1400–1600 кэВ по известной формуле вычисления вероятности для нормального распределения с математическим ожиданием и дисперсией, равными параметру распределения Пуассона [22]:



**Рис. 3.** Спектр  $\gamma$ -квантов после вычитания подложки. Сплошная кривая — аппроксимация пика гауссианом.

$$1 - \delta = 1 - \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi(N_B+N)}} \int_{-\infty}^{n_0} e^{-\frac{(t-(N_B+N))^2}{2(N_B+N)}} dt}{\frac{1}{\sqrt{2\pi N_B}} \int_{-\infty}^{n_0} e^{-\frac{(t-N_B)^2}{2N_B}} dt} = 1 - \frac{\Phi(n_0; N_B + N, N_B + N)}{\Phi(n_0; N_B, N_B)}, \tag{7}$$

где функция  $\Phi(n_0; N_B, N_B)$  есть интеграл вероятности;  $1 - \delta$  — доверительная вероятность;  $N_B$  —

число фоновых отсчетов;  $n_0$  — число событий, включающее события с фоном;  $N$  — верхний предел на выход  $\gamma$ -квантов в реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ .

Для уровня доверительной вероятности  $1 - \delta = 0.9$  из экспериментальных данных получено, что верхний предел на количество зарегистрированных отсчетов  $\gamma$ -детекторами из реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  составляет  $N = 146$ .

Такой большой выход  $\gamma$ -квантов обусловлен какой-то фоновой реакцией за счет последовательной цепочки реакций:  $D(^4\text{He}, ^4\text{He})D \rightarrow D(D, n)^3\text{He} \rightarrow (n, \gamma); (n, n'\gamma)$ , заканчивающихся активацией нейтронами ( $E_n = 2.5$  МэВ) окружающих материалов и появлением  $\gamma$ -квантов с энергией вблизи энергии  $E_\gamma = 1.479\text{--}1.490$  МэВ. Поэтому было решено использовать прямой метод измерения фона, возникающего в результате протекания реакций взаимодействия нейтронов с материалами, окружающими вакуумную камеру, в которой находилась мишень. В связи с этим нами были расширены функциональные возможности регистрирующей аппаратуры: к имеющимся девяти NaI(Tl)-детекторам  $\gamma$ -квантов был добавлен детектор нейтронов на основе  $^3\text{He}$  (см. рис. 1). Детектор нейтронов представлял собой сборку из 10 счетчиков в виде трубок диаметром 3 см и длиной 50 см, наполненных смесью  $^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$  при давлении 4 атм, расположенных в замедлителе из полиэтилена. Габаритные размеры детектора  $15 \times 30 \times 54$  см. Сборка из  $^3\text{He}$ -счетчиков находилась в двойном корпусе из алюминия для ослабления влияния электромагнитных наводок. Эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe,  $^3\text{He}$ -счетчиком составляла 15%. Характерной особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к  $\gamma$ -квантам. Исследование реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  было выполнено на импульсном плазменном ускорителе Холла при энергии  $\alpha$ -частиц, равной  $E_\alpha = 36$  кэВ (энергия столкновения ионов гелия с дейтронами мишени в системе центра масс равна  $E = 12.0$  кэВ). Энергия  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакции, согласно (6) составляет  $E_\gamma = 1485.5 \pm 4.5$  кэВ. За время эксперимента на мишень из дейтерированного циркония  $\text{ZrD}_2$  (текстура [111]) упало  $1.211 \times 10^{19}$  ионов  $^4\text{He}^+$ . Параллельно с набором статистики с NaI(Tl)-детекторов определялось количество нейтронов, зарегистрированных  $^3\text{He}$ -детектором. Затем в ионном источнике газ  $^4\text{He}$  был заменен газообразным дейтерием ( $\text{D}_2$ ). Ускорение ионов  $^2\text{D}^+$  производилось до энергии 8 кэВ. Данное значение энергии было продиктовано требованием отсутствия возможного наложения импульсов в NaI(Tl)-детекторах как за счет регистрации ими нейтронов, образующихся в реакции

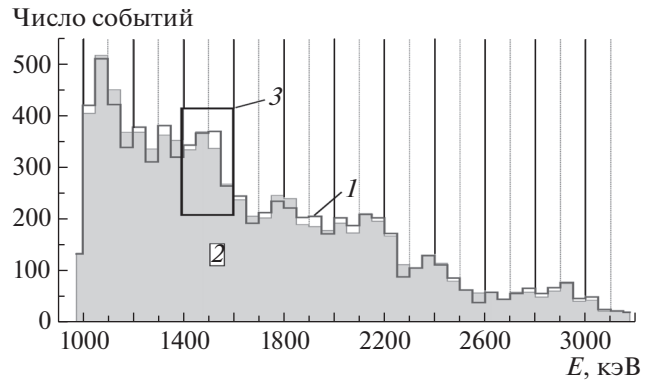


Рис. 4. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных детекторами NaI(Tl): 1 — спектр  $\gamma$ -квантов, измеренный в эксперименте с гелием; 2 — спектр  $\gamma$ -квантов в опыте с дейтерием; 3 — область поиска эффекта в интервале энергий  $\gamma$ -квантов 1400–1600 кэВ.

$D(^2\text{D}^+, n)^3\text{He}$  с энергией 2.5 МэВ, так и  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакциях  $(n, \gamma), (n, n'\gamma)$  в веществах, окружающих мишень. Время измерения выхода реакции  $D(^2\text{D}^+, n)^3\text{He}$  определялось временем набора статистики событий нейтронов  $N_n = 710$  счетчиком нейтронов  $^3\text{He}$ . Такое же количество нейтронов было зарегистрировано в сеансе измерений выхода реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ . Результат в виде энергетических спектров  $\gamma$ -квантов и их разности, полученных в экспериментах с гелием и дейтерием, представлен на рис. 4 и в таблице.

Приведенный результат позволяет установить только верхний предел на выход  $\gamma$ -квантов из реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  при использовании формулы (7). Для уровня доверительной вероятности  $1 - \delta = 0.9$  согласно полученным экспериментальным данным найдено, что величина  $N$  составляет 93.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ.  
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате двух проведенных экспериментов были получены пределы на выход реакции  $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ ,

Количество событий в разных энергетических интервалах спектров и их разность, измеренные в сеансах с гелием и дейтерием

	E, кэВ		
	Сеанс с $^4\text{He}^+$	Сеанс с $^2\text{D}^+$	Разность
1200–1400	1733	1753	–20
1400–1600	1589	1546	43
1600–2000	1891	1879	12
2000–2400	1300	1290	10
2400–3100	877	859	18



$\gamma$ ) $^6\text{Li}$  при энергиях столкновения ионов  $^4\text{He}^+$  с дейтронами, равных 10 и 12 кэВ в с.ц.м. В экспериментах использовались мишени из дейтеридов  $\text{TiD}_2$  и  $\text{ZrD}_2$ . Для получения предельных оценок сечения реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  использован метод, достаточно подробно описанный в работах [18–20]. Метод позволяет по измеренному выходу продуктов исследуемой реакции из “толстой” мишени получить сечение реакции с использованием параметрической зависимости выхода реакции от сечения данной реакции  $\sigma$  вида

$$N_{\gamma}^{\text{exp}}(E) = N_{\alpha} \varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \times \quad (8)$$

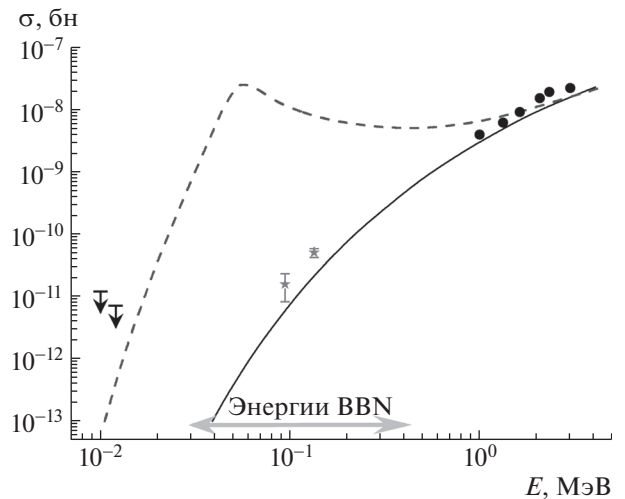
$$\times \int_0^E \sigma(E') n(x) \left(-\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE',$$

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-\frac{72.44}{\sqrt{E}}}, \quad (9)$$

где  $N_{\gamma}^{\text{exp}}(E)$  — число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов из реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  при энергии столкновения ионов  $^4\text{He}^+$  с дейтронами мишени  $E$  в системе центра масс;  $N_{\alpha}$  — число ионов  $^4\text{He}^+$ , попавших в мишень;  $\sigma(E)$ ,  $S(E)$  — сечение и астрофизический  $S$ -фактор для реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  соответственно;  $\varepsilon_{\gamma}$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов из реакций;  $n(x)$  — плотность дейтронов в мишени;  $dE/dx$  — удельные потери энергии ионов  $^4\text{He}^+$  в мишени;  $f(E)$  — функция распределения ионов  $^4\text{He}^+$  по энергии  $E$ . Уравнение записано с учетом энергетического разброса ионов  $^4\text{He}^+$ , падающих на дейтериевую мишень, а также кулоновских потерь энергии в результате взаимодействия их с атомами (молекулами) мишени.

На рис. 5 представлены полученные нами предельные оценки сечения реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ , протекающей в дейтериде титана и циркония, соответствующие средним энергиям столкновения ионов  $^4\text{He}^+$  с дейтронами 10 и 12 кэВ. Кроме этого, на рис. 5 приведены результаты расчетов [9]: сплошная кривая — стандартный потенциал; штриховая — к стандартному потенциалу добавлена дальнедействующая часть. Как видно из рис. 5, модификация потенциала взаимодействия ядер  $^4\text{He}$  с дейтронами приводит к значительному увеличению сечения ядерной реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  в области энергий столкновения, даже меньших, чем энергии BBN.

Результаты, полученные в работе [9], свидетельствуют о том, что подбором параметров дальнедействующей части потенциала можно добиться



**Рис. 5.** Сечение реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  в зависимости от энергии столкновения ионов  $^4\text{He}^+$  с дейтронами в с.ц.м.: стрелки — результат настоящей работы. Точки: кружки — результаты эксперимента [16]; звездочки — сечения данной реакции, полученные нами расчетным путем с использованием формулы (9) и измеренных Коллаборацией LUNA значений астрофизического  $S$ -фактора [14]; штриховая и сплошная кривые — результат расчета [9].

хорошего согласия с результатами эксперимента [16]. Однако согласие с экспериментом [14] удается получить только для стандартного потенциала. Полученные нами пределы на сечение реакции  $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  указывают на то, что необходимо увеличение светосилы нашей установки, так как данные исследования весьма актуальны как с точки зрения проблемы космологического лития, так и с точки зрения модели с дальнедействующим потенциалом. В этой связи нужно отметить следующее. Экспериментальный результат считается достоверным, если

$$(N_0 - N_B) / \sqrt{N_0 - N_B} = 3-5. \quad (10)$$

Здесь  $N_0$  — количество событий эффект + фон;  $N_B$  — количество фоновых событий.

Значение 3 в формуле (10) соответствует уровню достоверности 90% [22]. Для достижения такого уровня достоверности в нашем эксперименте необходимо уменьшить уровень фона  $N_B$  в 9 раз. Мы планируем использовать два метода для достижения этой цели. Первый метод предполагает применение поглощающих материалов на пути движения нейтронов из мишени к  $\text{NaI(Tl)}$ -детекторам. Так как замедление нейтронов водородосодержащими веществами оказалось неэффективным с точки зрения фоновых условий, то планируется применение в качестве замедлителей и поглотителей нейтронов соединения  $\text{LiD}$ , бора и кадмия. Второй метод будет основан на использовании различных

параметров формы импульса в NaI(Tl)-детекторах от нейтронов и  $\gamma$ -квантов [23].

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований — грант РФФИ №14-22-03039-а, грантом Полномочного представителя Польши в Объединенном институте ядерных исследований, грантом Полномочного представителя Словакии в Объединенном институте ядерных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. N. Schramm and R. V. Wagoner, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **27**, 37 (1977).
2. H. Reeves, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 193 (1994).
3. B. D. Fields, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 47 (2011).
4. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T.-H. Yeh, arXiv: 1505.01076 [astro-ph.CO].
5. M. Asplund, D. L. Lambert, P. E. Nissen, *et al.*, *Astrophys. J.* **644**, 229 (2006).
6. J. Ch. Howk, N. Lehner, B. D. Fields, and G. J. Mathews, *Nature* **489**, 121 (2012).
7. K. Lind, J. Melendez, M. Asplund, *et al.*, *Astron. Astrophys.* **554**, A96 (2013).
8. R. N. Boyd, C. R. Brune, G. M. Fuller, and Ch. J. Smith, *Phys. Rev. D* **82**, 105005 (2010); arXiv: 1008.0848 [astro-ph.CO].
9. H. Dapo, I. Boztosun, G. Kocak, and A. B. Balantekin, *Phys. Rev. C* **85**, 044602 (2012).
10. C. R. Brune, R. W. Kavanagh, and C. Rolfs, *Phys. Rev. C* **50**, 2205 (1994).
11. J. Kiener, H. J. Gils, H. Rebel, *et al.*, *Phys. Rev. C* **44**, 2195 (1991).
12. F. Hammache *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 065803 (2010).
13. F. E. Cecil, J. Yan, and C. S. Galovich, *Phys. Rev. C* **53**, 1967 (1996).
14. M. Anders *et al.* (LUNA Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 042501 (2014).
15. A. M. Mukhamedzhanov, L. D. Blokhintsev, and B. F. Irgaziev, *Phys. Rev. C* **83**, 055805 (2011).
16. R. G. H. Robertson, P. Dyer, R. A. Warner, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1867 (1981).
17. M. Anders *et al.* (LUNA Collab.), *Eur. Phys. J. A* **49**, 28 (2013).
18. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **753**, 91 (2014).
19. V. M. Bystritsky, A. P. Kobzev, A. R. Krylov, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **737**, 248 (2014).
20. В. М. Быстрицкий, С. Гази, Ё. Гуран и др., *Письма в ЭЧАЯ* **12**, 855 (2015) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 550 (2015)].
21. В. М. Быстрицкий, Г. Н. Дудкин, С. И. Кузнецов и др., *Письма в ЭЧАЯ* **12**, 926 (2015) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 597 (2015)].
22. R. M. Barnett *et al.*, *Phys. Rev. D* **54**, 1 (1996).
23. H. Makii, Y. Nagai, K. Mishima, *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 022801(R) (2007).

## STUDY OF POSSIBLE SOLUTION OF THE “COSMOLOGICAL LITHIUM” PROBLEM IN THE ACCELERATOR EXPERIMENT

**V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, S. Gazi, J. Guran, A. R. Krylov, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. V. Philippov, A. B. Sadovsky, Yu. Zh. Tuleushev, V. A. Varlachev**

In the Standard model of Big Bang Nucleosynthesis (BBN), there is the “cosmological lithium” problem. The calculation results on the abundances of the elements  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  are significantly different from the results of the observational astronomy. In the present work we have made the attempt to measure the cross section of the reaction  ${}^2\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  which is the main process leading to the formation of  ${}^6\text{Li}$  at the collision energies of  ${}^4\text{He}^+$  ions with deuterons less than the lower bound of the BBN energy range. The upper limits on the cross section of the studied reaction are set.