

ИЗУЧЕНИЕ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 26–32 кэВ

В. М. Быстрицкий^{a}, В. А. Варлачев^b, Г. Н. Дудкин^b, А. С. Нуркин^b, Б. А. Нечаев^b, В. Н. Падалко^b, Ф. М. Пеньков^c, Ю. Ж. Тулеушев^c, М. Филипович^d, А. В. Филиппов^{a**}*

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

^b *Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Томск, Россия*

^c *Институт ядерной физики
050032, Алматы, Казахстан*

^d *Факультет энергии и топлива, Университет науки и технологий
30-059, Краков, Польша*

Поступила в редакцию 4 мая 2017 г.

Выполнены расчетные и экспериментальные исследования природы фоновых процессов, возникающих при изучении астрофизических ядерных реакций с малыми сечениями на дейтерийсодержащих мишенях, под действием ионов водорода, гелия, неона. Эксперименты выполнены на импульсном плазменном ускорителе Холла в диапазоне энергий ионов 26–32 кэВ. В реакции с протонами $D(p, \gamma)^3\text{He}$ выход фоновых нейтронов и γ -квантов с энергиями менее 4 МэВ обусловлен в основном за счет присутствия естественной примеси газообразного дейтерия в газообразном водороде и цепочки реакций $D(D, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma)$ или $(n, n'\gamma)$. Небольшой вклад дает цепочка реакций $D(^1\text{H}, ^1\text{H})D \rightarrow D(D, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma)$ или $(n, n'\gamma)$. Показано, что фоновые нейтроны и γ -кванты, возникающие в реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, целиком обусловлены цепочкой реакций $D(^4\text{He}, ^4\text{He})D \rightarrow D(D, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma)$ или $(n, n'\gamma)$. Показано, что выход нейтронов и γ -квантов, зарегистрированный при взаимодействии ионов неона с дейтерийсодержащими мишенями, также целиком обусловлен цепочкой реакций упругого рассеяния ионов неона на дейтронах мишени и последующими неупругими процессами взаимодействия ускоренных при упругом рассеянии дейтронов с другими дейтронами мишени. Основной вклад в выход фоновых нейтронов и γ -квантов дают двукратно ионизованные атомы неона. Основной вывод заключается в том, что для объяснения выхода нейтронов и γ -квантов при взаимодействии ионов водорода, гелия, неона с дейтерийсодержащими мишенями не требуется применения «экзотических» теоретических моделей.

DOI: 10.7868/S0044451017110037

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При исследовании ядерных реакций в астрофизической области энергий с использованием дейтерийсодержащих мишеней существует проблема нейтронного фона. Эта проблема возникла очень остро, например, при исследовании реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$. Эта реакция является источником образования ядер ^6Li в результате примордиального нуклеосинтеза

в Галактике. Согласно Стандартной космологической модели Большого взрыва ядерный синтез легких элементов (модель SBBN) начался примерно через 5 с после Большого взрыва, продолжался около 2000 с и происходил последовательно в энергетическом интервале 400–30 кэВ с образованием ядер ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^7Be [1–4].

Результаты расчетов по модели SBBN дают следующие массовые распространенности элементов ^6Li , ^7Li относительно распространенности водорода [3, 4]: $^7\text{Li}/\text{H} = (4.68 \pm 0.67) \cdot 10^{-10}$, $\lg(^6\text{Li}/\text{H}) = -(13.9 \pm 0.2)$, $^6\text{Li}/^7\text{Li} = 2.75 \cdot 10^{-5}$. Массовые рас-

* E-mail: bystrvm@jinr.ru

** E-mail: philippov@jinr.ru

пространенности элементов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, определенные средствами наблюдательной астрономии, составляли [5, 6] ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1.58 \pm 0.31) \cdot 10^{-10}$, ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.13 \pm 0.05$. 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, количество ядер ${}^7\text{Li}$ оказалось меньше, чем предсказывает модель SBBN, в 3–4 раза. А для распространенности ядер ${}^6\text{Li}$ существует неопределенность.

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 крайне затруднительно, так как сигнатура лития-6 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 модель SBBN и включает в себя несколько моделей, целью которых является модификация модели SBBN таким образом, чтобы ликвидировать проблему космологического лития за счет нестандартной физики (см. обзор [4] и ссылки там).

В третьей гипотезе предполагается, что сечения ядерных реакций, в результате которых образуются 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 $\text{D} + {}^4\text{He}$ [9]. При этом сечение 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 SBBN. Причина этого в том, что сечение рассматриваемой реакции радиационного захвата α -частиц дейтронами необычайно мало из-за того что, согласно правилам отбора по изотопическому спину, $E1$ - и $M1$ -переходы в случае $\Delta T = 0$ (исоспина 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 [10]. В диапазоне энергий $E = 30\text{--}400$ кэВ (E — энергия ионов гелия в системе центра масс (с.ц.м.)) сечение составляет соответственно $\sigma = 10^{-37}\text{--}10^{-33}$ см². В связи с малым сечением реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ были предприняты две попытки получить экспериментальные значения сечения данной реакции в энергетической области SBBN с использованием метода кулоновской диссо-

циации ядра ${}^6\text{Li}$ в αD -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_α — энергия ионов гелия в лабораторной системе координат) с использованием 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 ${}^6\text{Li}$: ${}^6\text{Li}/\text{H} = (0.74 \pm 0.16) \cdot 10^{-14}$, ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ и, таким образом, подтвердили статус проблемы космологического лития. Кроме того, результаты эксперимента [14] хорошо совпали с результатами одного из последних теоретических расчетов [15] с включением вкладов $E1$ - и $E2$ -мультиполей. В работах [16, 17] на уровне достоверности 90% получены верхние граничные экспериментальные оценки сечения реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$, которые составили $\sigma \leq 1.2 \cdot 10^{-35}$ см² (мишень из TiD_2 , $E_\alpha = 30$ кэВ), $\sigma \leq 7 \cdot 10^{-36}$ см² (мишень из ZrD_2 , $E_\alpha = 36$ кэВ). В эксперименте [14] использовалась газообразная дейтериевая мишень, в экспериментах [16, 17] — дейтерированные металлические мишени. При этом во всех экспериментах отмечался высокий уровень фона, происхождение которого объяснялось последовательной цепочкой реакций: упругим рассеянием ионов гелия на дейтронах мишени — $\text{D}({}^4\text{He}, {}^4\text{He})\text{D}$; далее неупругим взаимодействием ускоренных дейтронов (за счет упругого рассеяния) на других дейтронах мишени — $\text{D}(\text{D}, {}^3\text{He})n$; далее активацией образовавшимися нейтронами ($E_n = 2.5$ МэВ) материалов, окружающих мишень, в том числе детекторов за счет реакций — (n, γ) или $(n, n'\gamma)$, и появлением γ -квантов с энергией вблизи искомого диапазона энергий $E_\gamma = 1.4\text{--}1.7$ МэВ. В соответствии с использованными материалами в конструкции экспериментальной установки в работе [18] (латунь, нержавеющая сталь, свинец, германий — материал детектора из сверхчистого германия) в спектре зарегистрированных γ -детектором событий характерно наличие γ -линий, приведенных в табл. 1. В соответствии с использованными материалами в конструкции экспериментальной установки в работе [17] (нержавеющая сталь, натрий — материал детектора $\text{NaI}(\text{Tl})$) в спектре зарегистрированных γ -детектором событий характерно наличие γ -линий, приведенных в табл. 2.

Таблица 1. Характеристики фона в эксперименте [18]. Энергии γ -квантов и реакции, в которых возможно их образование

E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция
1408	$^{54}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{54}\text{Fe}$	1726	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$	2093	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$
1434	$^{52}\text{Cr}(n, n'\gamma)^{52}\text{Cr}$	1770	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$	2212	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$
1467	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$	1778	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{27}\text{Al}$	2223	$^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$
1636	$^{23}\text{Na}(n, n'\gamma)^{23}\text{Na}$	1810	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$	2615	$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{208}\text{Pb}$
1720	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$	1844	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$	2982	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$

Таблица 2. Характеристики фона в эксперименте [17]. Энергии γ -квантов и реакции, в которых возможно их образование

E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция
1408	$^{54}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{54}\text{Fe}$	1454	$^{58}\text{Ni}(n, n'\gamma)^{58}\text{Ni}$	1810	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$
1434	$^{52}\text{Cr}(n, n'\gamma)^{52}\text{Cr}$	1636	$^{23}\text{Na}(n, n'\gamma)^{23}\text{Na}$	2209.0	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$

Исследования фоновых условий для исследуемой реакции $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, проведенные в работах [17, 18], позволили получить качественные доказательства того, что фон есть результат цепочки реакций, изначально обусловленной упругим рассеянием ионов гелия на ядрах дейтерия мишени (для краткости дальнейших записей назовем такой процесс цепочкой упругого рассеяния (ЦУР)). Однако нет никаких экспериментальных доказательств тому, что нейтронный фон целиком обусловлен только ЦУР. Кроме того, для дейтерированных твердотельных мишеней в расчетных работах [19, 20] показан аномально высокий выход DD-реакции при низких энергиях из-за специфических эффектов, обусловленных наличием твердотельной металлической матрицы мишени. Экспериментально увеличение выхода нейтронов было доказано эффектами электронного экранирования (см. [21] и цитированные там работы) и каналирования [22, 23]. Недавно в работах [24, 25] было сообщено о наблюдении выхода нейтронов при взаимодействии пучков ионов азота и неона низких энергий с твердотельными мишенями, насыщенными дейтерием. Никаких количественных оценок выхода нейтронов за счет процесса, обусловленного ЦУР, в данных работах сделано не было. Авторы [24, 25] высказали гипотезу, объясняющую увеличение выхода нейтронов за счет DD-реакции, протекающей в мишени $\text{Pd}/\text{PdO}:\text{D}_x$ при облучении ее ионным пучком. Под действием пучка ионов азота

(неона), падающего на мишень, происходит диссоциация молекул дейтерида палладия с образованием потока свободных дейтронов, движущихся в объеме мишени и стимулирующих протекание DD-реакции за счет столкновения их с дейтронами мишени. При этом был получен потенциал электронного экранирования для случая протекания DD-реакции в металлической матрице мишени $\text{Pd}/\text{PdO}:\text{D}_x$, равный $U_e = 897$ эВ.

Все это побудило нас экспериментальным и расчетным образом исследовать реакции $\text{D}(p, \gamma)^3\text{He}$, $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, $\text{D}(^{20}\text{Ne}, n)\text{X}$ на предмет влияния процесса ЦУР на выход нейтронов.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования всех перечисленных выше реакций использовалась установка, приведенная на рис. 1.

Ускоритель Холла достаточно подробно описан в работах [16, 17]. Измерительная камера ускорителя вакуумировалась с использованием турбомолекулярного и криогенного насосов. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере составлял меньше 10^{-7} мм рт. ст. Оперативный контроль за процессами сорбции (десорбции) на мишени осуществлялся с помощью кварцевых весов, с разрешающей способностью по частоте ~ 1 Гц (чувствительность 10^{-2} мкг/Гц). Используемая методика определения

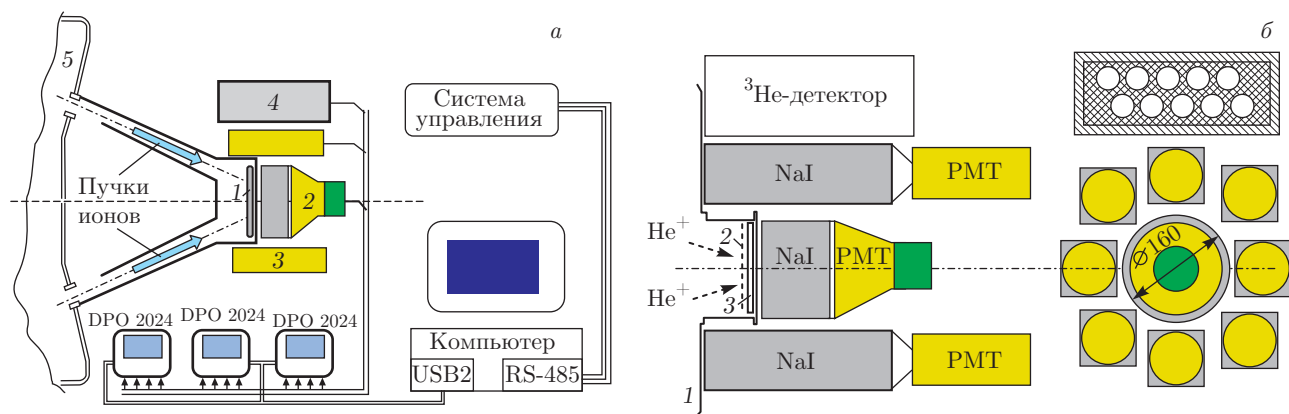


Рис. 1. а) Схема эксперимента: 1 — дейтериевая мишень, 2, 3 — NaI(Tl)-детекторы γ -квантов, 4 — ^3He -детекторы нейтронов, 5 — ионный ускоритель Холла. б) Расположение детекторов: 1 — ионный ускоритель Холла, 2 — сетка, 3 — мишень, PMT — фотоэлектронный умножитель

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 из-за наличия остаточных газов. Мишени представляли собой диски из нержавеющей стали диаметром 98 мм и толщиной 0.1 мм, на поверхность которых методом магнетронного распыления были нанесены слои дейтерида титана (дейтерида циркония). Толщина нанесенного слоя составляла 1.5–2 мкм. Измерение распределения плотности дейтронов по глубине мишени проводилось методом ERD (методом ядер отдачи) с использованием пучка α -частиц с энергией 2.3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван де Граафа (ОИЯИ, г. Дубна). Одновременно с регистрацией дейтронов отдачи детектировались α -частицы, рассеянные на ядрах мишени (на ядрах титана) в заднюю полу сферу (обратное резерфордское рассеяние — RBS-метод). Совместный анализ ERD- и RBS-спектров позволил с высокой точностью определить распределение дейтронов и атомов примесей по глубине мишени.

Число ускоренных ионов, падающих на мишени из дейтерида титана TiD_2 , циркония ZrD_2 , составляло в импульсе до $5 \cdot 10^{14}$. Импульсный характер работы плазменного ускорителя Холла позволяет в течение эксперимента непрерывно проводить измерения фона, обусловленного космическим излучением и естественной радиоактивностью. Для этого в промежутках между рабочими импульсами ускорителя длительностью 10 мкс, в течение которых пучок ускоренных ионов $^4\text{He}^+$ падает на мишень,

регистрируются фоновые события в течение такого же промежутка времени, но без подачи высокого напряжения. Таким образом, параллельно с накоплением событий с детекторов за время ускорения накапливаются события, обусловленные только внешним фоном. Количество ионов, взаимодействовавших с мишенью, в каждом импульсе определялось интегрированием тока мишени (3 на рис. 1б). Для подавления эмиссии электронов из мишени перед ней, на расстоянии 1 см, устанавливалась металлическая сетка (2) с прозрачностью 93%, находящаяся под напряжением -150 В, см. рис. 1б. Регистрация γ -квантов из реакций осуществлялась с помощью восьми сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) ($100 \times 100 \times 400$ мм³), расположенных вокруг мишени и девятого NaI(Tl)-детектора (диаметром 160 мм, толщиной 100 мм), пристыкованного к тыльной стороне мишенной камеры на расстоянии 3 см от мишени. Сигналы с NaI(Tl)-детекторов оцифровывались на запоминающих осциллографах Tektronix DPO 2024. Детектор нейтронов представляет собой сборку из десяти 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 $15 \times 30 \times 54$ см³. Сборка из десяти ^3He -счетчиков находилась в двойном корпусе из алюминия для ослабления влияния электромагнитных наводок. Эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe, ^3He -детектором в данной геометрии составляет $(2.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$. Характерной особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к γ -квантам.

3. МЕТОД РАСЧЕТА ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЦЕПОЧКИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Определим вторичные ядерные реакции, вызванные упругим рассеянием падающих на мишень частиц, следующим образом. Пусть частица 1 массой m_1 и зарядом eZ_1 падает на частицу мишени 2 массой m_2 и зарядом eZ_2 , передает ей импульс и уже ускоренная частица 2 вступает в ядерные реакции с частицами мишени. Энергия падающей частицы E_{1i} распределена по некоторому закону $f(E_{1i}; E_0)$. Как правило, функция распределения $f(E_{1i}; E_0)$ имеет вид функции Гаусса с экспериментально измеряемой шириной и средним значением энергии пучка E_0 . Для определенности примем, что частица 1 взаимодействует с частицей 2 только через кулоновские силы, т. е. вероятность приобрести энергию E_{2f} частицей 2 после соударения с частицей 1 определяется сечением Резерфорда. В качестве частиц 2 будем рассматривать дейтроны, размещенные в мишени с атомной плотностью $n_d \equiv n_2$. При взаимодействии дейтронов пучка с энергией их движения относительно дейтронов мишени E (энергия в с.ц.м.) возможно протекание ядерной dd -реакции с образованием нейтронов с сечением для «голых ядер» [26]

$$\sigma(E) = \frac{S}{E} \exp(-2\pi\eta(E)) \rightarrow \sigma(E) = \frac{S}{E} \exp\left(-\frac{\beta}{\sqrt{E}}\right), \quad (1)$$

где $\beta = 31.4 \text{ кэВ}^{1/2}$. Принятое далее в расчетах значение астрофизического фактора S составляет $53.7 \text{ кэВ} \cdot \text{б}$ (см. [27] и приведенные там ссылки). Оценка вклада в сечение и, соответственно, в выходы реакций за счет электронного экранирования вторичной реакции $D(D,n)^3\text{He}$ [21] будет выполнена в разд. 4, 5.

Сечение Резерфорда

$$d\sigma_R(E_{1i}, \vartheta) = \frac{d\sigma_R(E_{1i}, \vartheta)}{d\Omega} d\Omega \quad (2)$$

может быть записано в с.ц.м. или лабораторной системе, при этом углы рассеяния ϑ и телесные углы $d\Omega$ могут быть записаны и для первой, и для второй частицы. Более того, из-за однозначной связи энергии частицы 2 (дейтрона) E_{2f} и ее угла вылета относительно направления падающей частицы 1 сечение Резерфорда может быть записано в форме

$$d\sigma_R(E_{1i}, E_{2f}) = \frac{d\sigma_R(E_{1i}, E_{2f})}{dE_{2f}} dE_{2f}. \quad (3)$$

Именно такой формой записи сечения Резерфорда будем пользоваться в следующем разделе для определения выхода нейтронов во вторичных реакциях.

Количество частиц 2, получивших после соударения с частицей 1 энергию E_{2f} , на глубине x в слое dx определяется стандартными формулами:

$$dN_2(E_{1i}, E_{2f}; x) = Qn_d d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f}) dx, \quad (4)$$

где Q — количество частиц 1, упавших на мишень, а $E_1(E_{1i}, x)$ — энергия частицы 1 на глубине x при начальной энергии E_{1i} . Количество частиц $dN_2(E_{1i}, E_{2f})$ вызовет при пробеге y от точки ускорения частицы 2 в слое dy выход нейтронов

$$dN_n(E_{1i}, E_{2f}; x, y) = Qn_d^2 d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f}) dx \times \sigma(E_2(E_{2f}, y)) dy. \quad (5)$$

А полное количество нейтронов, образовавшихся во вторичных реакциях ускоренными частицами 2 на глубине x , определяется интегралом по y :

$$dN_n(E_{1i}, E_{2f}; x) = Qn_d^2 d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f}) dx \times \int_0^\infty \sigma(E_2(E_{2f}, y)) dy, \quad (6)$$

или по энергии дейтронов:

$$dN_n(E_{1i}, E_{2f}; x) = Qn_d^2 d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f}) dx \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2) R_2^{-1}(E_2) dE_2. \quad (7)$$

Здесь используется стандартное обозначение для тормозных способностей частицы 2 в среде мишени: $R_2(E_2) = -dE_2/dy$. Заметим, что направления x и y могут не совпадать и вклад в интеграл (6) дают только длины пробега. Завершим интегрирование по энергии частицы 2 (дейтронам) E_{2f} , которая распределена, согласно сечению Резерфорда, от нуля до некоторого значения $E_{2f \text{ max}}$, которое, в свою очередь, зависит от E_1 , т. е. от энергии налетающей частицы 1 на глубине x :

$$dN_n(E_{1i}; x) = Qn_d^2 dx \times \int_0^{E_{2f \text{ max}}(E_1)} \left(\frac{d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f})}{dE_{2f}} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2) R_2^{-1}(E_2) dE_2 \right) dE_{2f}. \quad (8)$$

Проинтегрировав выражение (8) по глубине x ,

$$N_n(E_{1i}) = Qn_d^2 \int_0^\infty dx \times \int_0^{E_{2f \max}(E_1)} \left(\frac{d\sigma_R(E_1(E_{1i}, x), E_{2f})}{dE_{2f}} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) dE_2 \right) dE_{2f},$$

и перейдя к интегрированию по энергии налетающей частицы 1, можно определить выход вторичных нейтронов при начальной энергии частиц, падающих на мишень E_{1i} :

$$N_n(E_{1i}) = Qn_d^2 \int_0^{E_{1i}} R_1^{-1}(E_1) dE_1 \times \int_0^{E_{2f \max}(E_1)} \left(\frac{d\sigma_R(E_1, E_{2f})}{dE_{2f}} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) dE_2 \right) dE_{2f}. \quad (9)$$

С учетом распределения падающих частиц по энергии выход нейтронов записывается в виде

$$N_n(E_0) = Qn_d^2 \int_0^\infty f(E_{1i}) dE_{1i} \int_0^{E_{1i}} R_1^{-1}(E_1) dE_1 \times \int_0^{E_{2f \max}(E_1)} \left(\frac{d\sigma_R(E_1, E_{2f})}{dE_{2f}} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) dE_2 \right) dE_{2f} \quad (10)$$

и представляет собой четырехкратный интеграл. Один порядок интегрирования можно убрать введением функции

$$\Phi(E_{1i}) = \int_{E_{1i}}^\infty dx f(x; E_0), \quad (11)$$

и интегрированием по частям выражения (10) можно определить выход вторичных нейтронов, соответ-

ствующий средней энергии E_0 частиц 1, падающих на мишень:

$$N_n(E_0) = Qn_d^2 \int_0^\infty \Phi(E_1)R_1^{-1}(E_1) dE_1 \times \int_0^{E_{2f \max}(E_1)} \left(\frac{d\sigma_R(E_1, E_{2f})}{dE_{2f}} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) dE_2 \right) dE_{2f}. \quad (12)$$

Дальнейшее преобразование (12) можно провести, используя явный вид дифференциального по конечной энергии частицы 2 сечения Резерфорда $d\sigma_R(E_1, E_{2f})$, вывод которого не сложен и приводится во многих источниках (см., например, [28]):

$$\frac{d\sigma_R}{dE_{2f}} = \pi \frac{m_1}{m_2} \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{E_1 E_{2f}^2}. \quad (13)$$

При этом энергия частицы 2 меняется от нуля до $E_{2f \max}$:

$$E_{2f \max} = \gamma E_1, \quad \gamma = 4 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}, \quad (14)$$

где E_1 — энергия частицы, падающей на мишень, в лабораторной системе координат, m_1 — масса налетающей частицы (иона H^+), m_2 — масса частицы мишени (дейтрона). Подставив сечение Резерфорда в форму (13) в выражение для выхода нейтронов (12), получим запись, допускающую упрощение:

$$N_n(E_0) = \pi \frac{m_1}{m_2} (Z_1 Z_2 e^2)^2 Qn_d^2 \times \int_0^\infty \Phi(E_1)R_1^{-1}(E_1) \frac{dE_1}{E_1} \int_0^{\gamma E_1} \frac{dE_{2f}}{E_{2f}^2} \times \int_0^{E_{2f}} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) dE_2. \quad (15)$$

В частности, можно проинтегрировать по частям интеграл по E_{2f} и привести (15) к виду двукратного интеграла:

$$N_n(E_0) = \pi \frac{m_1}{m_2} (Z_1 Z_2 e^2)^2 Qn_d^2 \times \int_0^\infty \Phi(E_1)R_1^{-1}(E_1) \frac{dE_1}{E_1^2} \int_0^{\gamma E_1} \sigma(E_2)R_2^{-1}(E_2) \times \left(\frac{E_1 - \gamma^{-1}E_2}{E_2} \right) dE_2. \quad (16)$$

Выражение (16) можно уже использовать для расчета выхода нейтронов, но для возможности применения аналитических оценок для вычисления данной величины (см., например, [29]) изменим порядок интегрирования:

$$N_n(E_0) = \pi \frac{m_1}{m_2} (Z_1 Z_2 e^2)^2 Q n_d^2 \times \int_0^\infty \sigma(E_2) R_2^{-1}(E_2) \frac{dE_2}{E_2} \times \int_{\gamma^{-1}E_2}^\infty \Phi(E_1) R_1^{-1}(E_1) (E_1 - \gamma^{-1}E_2) \frac{dE_1}{E_1^2}. \quad (17)$$

Заметим, что в уравнениях (16) и (17) от типа частицы 1 зависят тормозные способности и быстро-растущий из-за заряда этой частицы множитель $(m_1/m_2)(Z_1 Z_2)^2$.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Реакция $D(p, \gamma)^3\text{He}$

Согласно кинематике γ -кванты в реакции образуются с энергией 5.5 МэВ. На рис. 2 приведен спектр γ -квантов, полученный в сеансах измерений выхода реакции.

Широкое энергетическое распределение γ -квантов при энергии $E_\gamma = 5.5$ МэВ обусловлено тем, что в энергетическом спектре зарегистрированных событий появляются три пика: пик полного поглощения энергии данных γ -квантов, а также два пи-

ка, соответствующие неполному поглощению энергии γ -квантов в кристалле γ -детектора. Это обусловлено утечкой из кристалла соответственно одного и двух аннигиляционных γ -квантов с энергией 0.511 МэВ. Все события в спектре ниже энергии 4 МэВ обусловлены γ -квантами, которые предположительно есть результат взаимодействия фоновых нейтронов с окружающими мишень материалами. Выход нейтронов был измерен для энергий ионов водорода H^+ $E_p = 30$ кэВ и $E_p = 35$ кэВ. Результаты измерений представлены в табл. 3 вместе с результатами расчета.

В табл. 3 $E_{d\max}$ — максимальная энергия, которая передается дейтрону мишени в результате упругого рассеяния иона водорода H^+ на дейтроне. Значения величины $E_{d\max}$ рассчитывались по формуле (14). В табл. 3 $\sigma(E_{d\max}/2)$ — сечение dd -реакции, соответствующее максимальной энергии, переданной от протона дейтрону, в с.д.м. С учетом эффекта электронного экранирования ядерной реакции сечение σ_{scr} записывается в виде $\sigma_{scr} = \sigma_b f$ [30], где σ_b — сечение реакции для «голых ядер» (1), $f(E)$ — фактор усиления ядерной реакции за счет электронного экранирования. Когда $Ue \ll E$, где Ue [кэВ] — потенциал электронного экранирования, $f(E) \approx \exp(\pi\eta Ue/E)$. Здесь $2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2}$; $Z_1, Z_2 = 1$ — заряды ядер дейтерия; $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2) = 1$ — приведенная масса ядер дейтерия; E [кэВ] — энергия реакции в с.д.м. В явном виде фактор усиления реакции можно записать следующим образом:

$$f(E) \approx \exp(15.64 Ue / E^{3/2}). \quad (18)$$

Примем для мишени ZrD_2 усредненный потенциал электронного экранирования, равный $Ue = 250$ эВ (см. [21] и ссылки там). В табл. 3 N_{1calc} — расчетный выход фоновых нейтронов, учитывающий только процесс ЦУР; f — фактор усиления ядерной реакции; N_f — расчетный выход фоновых нейтронов, учитывающий только процесс ЦУР, но с учетом электронного экранирования, N_{2calc} — расчетный выход, учитывающий тот факт, что эксперимент был выполнен не с использованием протия, а с высокочистым техническим водородом; N_{3calc} — сумма расчетных выходов нейтронов N_f и N_{2calc} . Для вычисления N_{2calc} было использовано среднее естественное содержание дейтерия в водороде $1.35 \cdot 10^{-4}$, известное из литературы. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента.

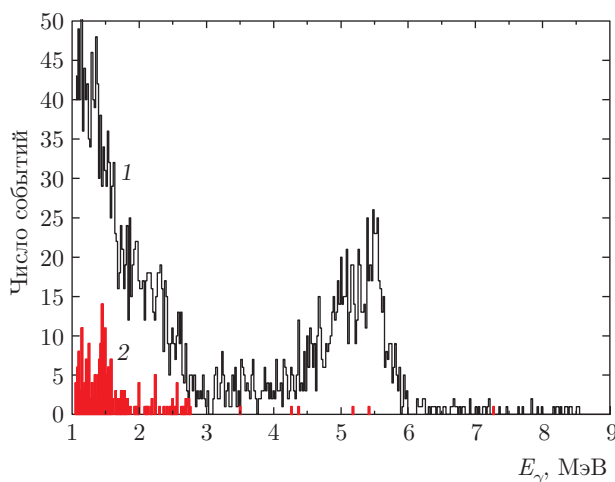


Рис. 2. (В цвете онлайн) Энергетический спектр зарегистрированных γ -квантов: 1 — в результате протекания реакции $D(p, \gamma)^3\text{He}$, 2 — спектр естественного фона

Таблица 3. Экспериментальный выход N_{exp} . Рассчитанные величины: f — фактор усиления ядерной реакции; N_f , N_{1calc} , N_{2calc} , N_{3calc} — выходы фоновых нейтронов. Выходы нормированы на 10^{16} протонов, попавших в мишень из ZrD_2

E_p , кэВ	E_{dmax} , кэВ	$\sigma(E_{dmax/2})$, см ²	N_{exp}	N_{1calc}	f	N_f	N_{2calc}	N_{3calc}
30	26.67	$7.34 \cdot 10^{-28}$	1.5 ± 0.2	0.02	1.084	0.022	1.58	1.602
35	31.1	$1.2 \cdot 10^{-27}$	3.46 ± 0.35	0.05	1.065	0.053	2.91	2.963

4.2. Реакция $D(^4He, \gamma)^6Li$

В эксперименте использовался газообразный гелий высокой чистоты 99.9999%, примесь водорода составляла менее $5 \cdot 10^{-8}$ и, таким образом, естественная примесь дейтерия составляла менее $6.75 \cdot 10^{-12}$. В этом эксперименте впервые нейтронный фон и сопутствующий ему γ -фон от реакций ЦУР были измерены прямым образом. Параллельно с набором статистики с использованием NaI(Tl)-детекторов проводилась регистрация нейтронов с помощью ³He-детектора. После набора требуемой статистики в ионном источнике газ ⁴He был заменен газообразным дейтерием (D₂). Ускорение ионов D⁺ проводилось до энергии 8 кэВ. Данное значение энергии было продиктовано требованием минимального наложения импульсов в NaI(Tl)-детекторах за счет регистрации ими как нейтронов, образующихся в реакции $D(D^+, n)^3He$ с энергией 2.5 МэВ, так и γ -квантов, образующихся в реакциях (n, γ) , $(n, n'\gamma)$ в веществах объектов, окружающих мишень. Время измерения выхода реакции $D(D^+, n)^3He$ определялось временем набора статистики зарегистрированных нейтронов таким образом, чтобы количество нейтронов, зарегистрированных в данной экспозиции, было таким же, как и в опыте по измерению выхода реакции $D(^4He, \gamma)^6Li$. Результат в виде энергетических спектров γ -квантов, полученных в экспериментах с гелием и дейтерием, представлен на рис. 3.

Полное число событий, зарегистрированных в опыте с ионами ⁴He⁺, составило $N_\alpha = 7390$. Полное число событий, зарегистрированных в опыте с ионами D⁺, составило $N_d = 7327$. Таким образом, 99% событий в спектре обусловлены процессом ЦУР. Выходы нейтронов из реакции $D(^4He, \gamma)^6Li$ за счет процесса ЦУР были измерены при трех значениях энергии ионов ⁴He⁺: $E_\alpha = 36, 30, 21$ кэВ. Результаты измерения приведены в табл. 4. Расчетная кривая выхода нейтронов имеет более крутую зависимость от энергии ионов ⁴He⁺. При этом сечения dd -реакции при $E_\alpha = 36$ ($E_{dmax} = 32.1$ кэВ) и $E_\alpha = 21$

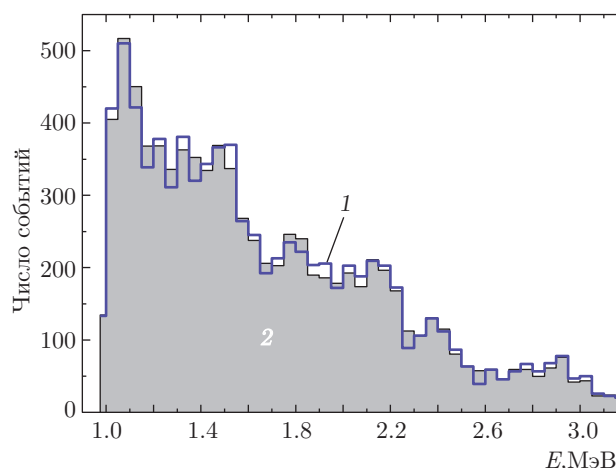


Рис. 3. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных детекторами NaI(Tl): спектры γ -квантов, измеренные в экспериментах с гелием (1), с дейтерием (2)

($E_{dmax} = 18.7$ кэВ) различаются в 6.6 раза, расчетные же выходы фоновых нейтронов различаются в 8.9 раза. Как видно, наблюдается качественное согласие эксперимента и расчета, учитывающего только процесс ЦУР и эффект электронного экранирования.

4.3. Реакция $D(^{20}Ne, n)^{21}Na$

Реакция $D(^{20}Ne, n)^{21}Na$ является беспороговой, энергосодержание в данной реакции составляет $Q = 206.73$ кэВ. Можно оценить сечение реакции $D(^{20}Ne, n)^{21}Na$, соответствующее энергии ионов неона $E_{Ne} = 26$ кэВ, используя формулу (1):

$$\sigma(E) = \frac{S}{E} \exp\left(-\frac{\beta}{\sqrt{E}}\right),$$

где $\beta = 421.8$ кэВ^{1/2}. При энергии столкновения ионов ²⁰Ne⁺ с дейтронами в с.п.м. ($E = 2.36$ кэВ), сечение реакции составляет

$$\sigma(E) = \frac{S}{E} \exp(-274) \text{ б.}$$

Таблица 4. Выходы нейтронов из реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$. Эксперимент — N_{exp} . Рассчитанные величины: N_{calc} — выход за счет процесса ЦУР; f — фактор усиления реакции; N_f — выход за счет процесса ЦУР, но с учетом электронного экранирования. Выходы нормированы на 10^{16} ионов $^4\text{He}^+$, попавших в мишень из TiD_2

E_α , кэВ	E_{dmax} , кэВ	$\sigma(E_{dmax}/2)$, см ²	N_{exp}	N_{calc}	f	N_f
36	32.067	$1.30 \cdot 10^{-27}$	0.59 ± 0.02	1.30	1.032	1.34
30	26.723	$7.38 \cdot 10^{-28}$	0.46 ± 0.02	0.66	1.042	0.688
21	18.706	$1.97 \cdot 10^{-28}$	0.21 ± 0.04	0.14	1.074	0.15

Примечание: при расчете было учтено, что для мишени TiD_2 величина $U_e = 125$ эВ [21].

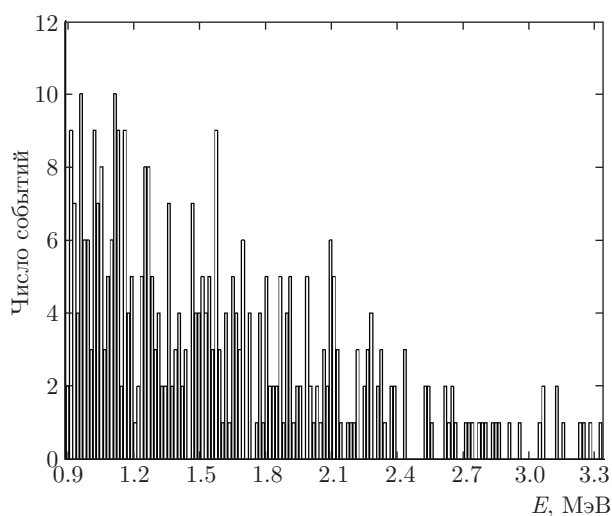


Рис. 4. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных детекторами $\text{NaI}(\text{Tl})$

Трудно найти процесс, в котором астрофизический S -фактор мог бы компенсировать огромный барьерный фактор Гамова для данной реакции при данной энергии. Можно только грубо оценить потенциал экранирования U_e , с которым фактор усиления реакции $D(^{20}\text{Ne}, n)^{21}\text{Na}$ мог бы компенсировать барьерный фактор Гамова. Здесь мы не можем использовать упрощенную формулу, применяемую выше для случая $E \gg U_e$. Поэтому оценки сделаем по формуле [30]

$$f(E) = \frac{\sigma_{scr}}{\sigma_b} = \frac{E}{E + U_e} \times \exp(-2\pi\eta(E + U_e) + 2\pi\eta(E)). \quad (19)$$

Нетрудно показать, что компенсировать барьерный фактор Гамова за счет фактора усиления реакции (19) можно только при потенциале экранирования $U_e > 10^4$ кэВ, который совершенно нереален.

Поэтому остается исследовать, к какому результату приведет процесс ЦУР. Выход реакции $D(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})D(D, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma)$ или $(n, n'\gamma)$ был измерен при энергии ионов неона $E_{\text{Ne}} = 26$ кэВ. В эксперименте использовался газообразный неон высокой чистоты 99.999%, примесь водорода составляла менее $2 \cdot 10^{-6}$ и, таким образом, естественная примесь дейтерия составляла менее $2.7 \cdot 10^{-10}$. Измеренный энергетический спектр γ -квантов показан на рис. 4. В результате анализа экспериментальных данных получен следующий результат по выходу нейтронов, нормированный на 10^{16} ионов неона попавших в мишень из TiD_2 : $N_{exp} = 3.3 \pm 0.4$. При этом расчетный выход нейтронов составил $N_{calc} = 0.04$. Как видно, наблюдается огромное различие в выходах нейтронов, экспериментальном и расчетном (в 82 раза).

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ВЫХОД НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ $D(^{20}\text{Ne}, n)\text{X}$

Известно, что в линейных ускорителях энергия, приобретаемая ионом при прохождении разности потенциалов, прямо пропорциональна заряду иона. Единственным разумным объяснением результатов для реакции $D(^{20}\text{Ne}, n)\text{X}$, может быть только то, что в источнике ионов и в ускорительном зазоре происходит многократная ионизация атомов неона.

Потенциалы ионизации U ионов, ускоряемых в эксперименте, приведены в табл. 5.

В эксперименте источником ускоренных ионов является холловский ускоритель — импульсный диод с магнитной изоляцией (ИДМ-40). В ускорителе для генерации предварительной плазмы применяется ударная катушка. В области вихревого электрического поля, возникающего при разряде колебательного LC-контура (ударная катушка) проис-

Таблица 5. Потенциалы ионизации атомов H, He, Ne [31]. U_1, U_2, U_3, U_4 — потенциалы однократной, двукратной, трехкратной и четырехкратной ионизации атомов

Атом- ный номер	Эле- мент	$U_1,$ эВ/атом	$U_2,$ эВ/атом	$U_3,$ эВ/атом	$U_4,$ эВ/атом
1	H	13.595	—	—	—
2	He	24.58	54.4	—	—
10	Ne	21.56	41.1	63.5	97.2

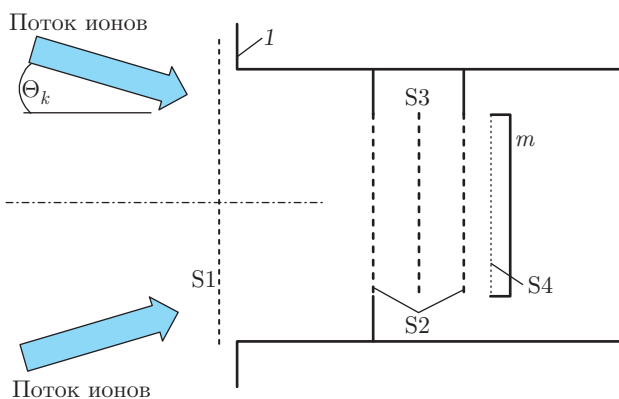


Рис. 5. Электростатический спектрометр: 1 — вакуумная камера, S1–S4 — металлические сетки (пояснения в тексте), m — мишень, $\Theta_k = 17.9^\circ$ — баллистический угол конусного ионопровода

ходит ионизация рабочего газа, напускаемого с помощью импульсного газового клапана. Запасенная энергия в емкости резонансного колебательного контура ударной катушки составляет по величине примерно 250 Дж, которой, казалось бы, достаточно для двойной ионизации атомов используемых газов. Для проверки этой гипотезы были измерены энергетические спектры ионов водорода, гелия. Для измерения энергетического спектра ускоренных ионов был применен многосеточный электростатический спектрометр, позволяющий измерять спектр ионов непосредственно на мишени в рабочей конфигурации (рис. 5).

На входную сетку S1 подается напряжение -150 В для очистки ионного пучка от электронов. На ней же измеряется опорное (входное) значение ионного тока. На высоковольтную сетку S2 подается напряжение $+U$, отсекающее из потока ионы с энергией меньше U . Для обеспечения симметрии

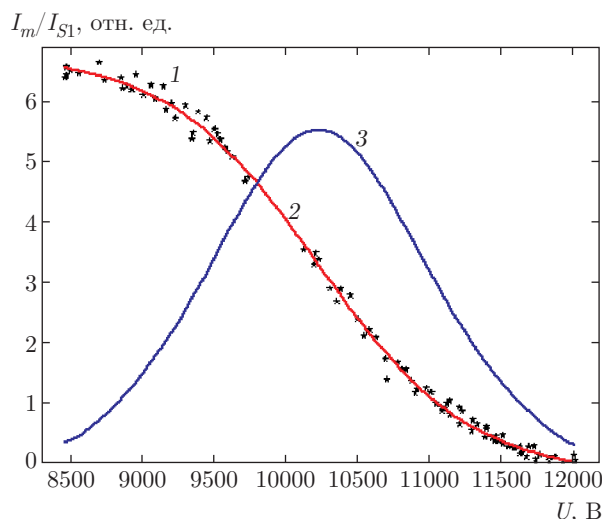


Рис. 6. (В цвете онлайн) Зависимость тока мишени от напряжения отсечки U для напряжения ускорения ионов водорода 11 кВ. Параметры энергетического распределения ускоренных ионов: среднее значение энергии $\bar{E} = 10.2$ кэВ, энергетический разброс пучка ионов $\Delta E(1/2)/E = 17\%$

геометрии электрического поля до и после потенциальной сетки S2 она расположена (симметрично) между двумя одинаковыми заземленными сетками S3. Сборка из двух сеток S3 и потенциальной сетки S2 является основным анализирующим устройством. После анализирующего устройства поток ионов, пройдя сетку S4, попадает на мишень m . Для корректного измерения тока пучка на сетку S4 подается напряжение -150 В для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии, инициируемой ионным пучком в материале коллектора. Относительное изменение тока коллектора при возрастании напряжения на S2 от нуля до полной отсечки ионного тока дает интегральный (инвертированный) энергетический спектр ускоренных ионов. В экспериментах проводилось измерение средних значений ионных токов входной сетки I_{S1} и мишени I_m в каждом цикле ускорения. Значение напряжения отсечки U плавно изменялось от нуля до величины, обеспечивающей полную отсечку ионного потока, падающего на коллектор (мишень). Поскольку ток ускоренных ионов может меняться в широких пределах, для построения спектра используется значение тока коллектора, нормированное на величину тока входной сетки — I_m/I_{S1} . На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость I_m/I_{S1} от напряжения отсечки U (1), результат аппроксимации гладкой кривой (2) и энергетический спектр как производная сглажен-

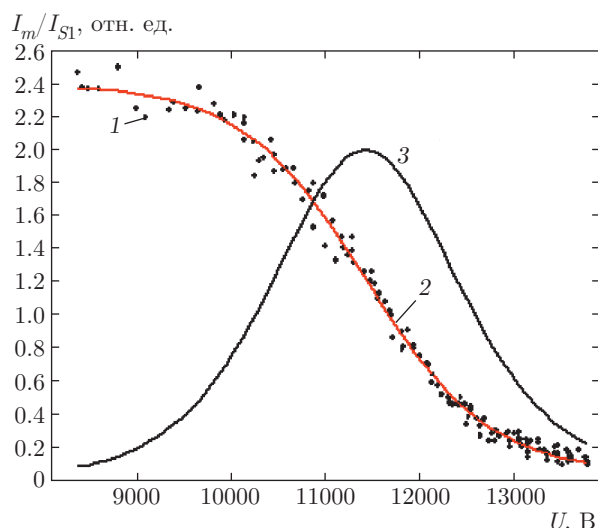


Рис. 7. (В цвете онлайн) Зависимость тока мишени от напряжения отсечки для напряжения ускорения 12 кВ, для ионов гелия. Параметры энергетического распределения: $\bar{E} = 11.4$ кэВ, $\Delta E(1/2)/E = 20\%$

ной кривой (3). Для удобства представления все значения приведены в относительных единицах.

Несовпадение установленного напряжения ускорения ионов с положением центра измеренного энергетического распределения можно объяснить тем, что пучок ионов падает на мишень не под прямым углом. Если Θ — угол между траекторией иона и нормалью к мишени, то

$$\cos \Theta = \sqrt{\frac{\bar{E}}{E}},$$

где \bar{E} — среднее значение энергии ускоренных ионов, соответствующее измеренному энергетическому распределению, E — установленная энергия ускоренных ионов. В данном эксперименте $\cos \Theta = 0.963$, $\Theta = 15.6^\circ$ (баллистический угол конусного ионопровода $\Theta_k = 17.9^\circ$). Несовпадение эффективного угла падения ионов на мишень с баллистическим можно объяснить фокусирующим действием магнитного поля. На рис. 7 представлена экспериментальная зависимость I_m/I_{S1} от напряжения отсечки U (1) для ионов гелия.

Эти измерения свидетельствуют о том, что энергия ускоренных ионов соответствует ускоряющему напряжению с измеренным параметром рассеяния. Ионы более высоких энергий не зарегистрированы, хотя для атомов гелия, в принципе, возможна и двойная ионизация. Отсюда можно сделать вывод, что энергетика, заложенная в ионизатор, не позволяет реализовывать двукратную ионизацию атомов

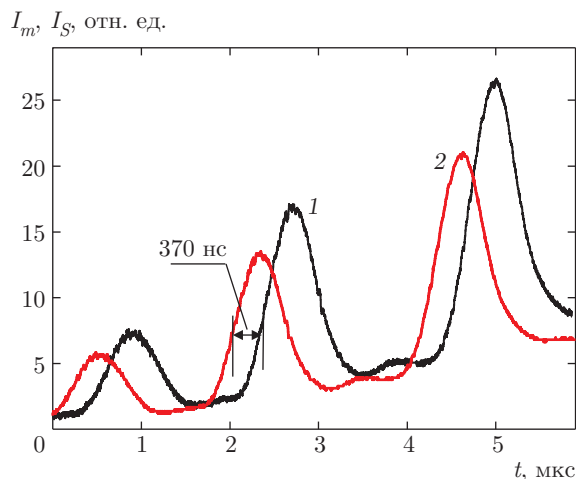


Рис. 8. (В цвете онлайн) Осциллограммы тока мишени (1) и тока сетки (2) при напряжении ускорения ионов неона 10 кВ

гелия ($U_2 = 54.4$ эВ/атом). Дополнительная ионизация может осуществляться в ускорятельном промежутке. Она обусловлена спецификой работы холловского источника ионов. При разности потенциалов между анодом и катодом около 20–30 кВ и при условии непрерывности потока ионов в ускоряющем зазоре плотность ускоряемых частиц уменьшается от анода до катода примерно в 100 раз. Следовательно, увеличение кратности ионизации ионов тяжелых газов (при парных столкновениях) наиболее вероятно в прианодной области. Вероятность ионизации зависит и от подвижности ионов в области ускорения. Время нахождения первичных (однократно ионизованных) ионов неона в прианодном слое масштаба 1 мм примерно в 2.5 раза больше, чем для ионов гелия. Указанные факторы являются причиной того, что экспериментально не наблюдаются ускоренные двукратно ионизованные ионы гелия. Для атомов неона в основном возможна двойная ионизация и с небольшой вероятностью — тройная ионизация ($U_3 = 63.5$ эВ/атом, см. табл. 5). Для проверки этой гипотезы были проведены времяпролетные измерения для пучка ионов неона. Для этого на вход в мишенную камеру была поставлена металлическая сетка с прозрачностью 87% (на рис. 2 не показана), с которой выводился сигнал на запоминающий осциллограф, и этот сигнал являлся стартовым сигналом для времяпролетной системы. Стопovým сигналом служил сигнал с мишени (рис. 1). Расстояние между сеткой и мишенью равно 15.6 см, а с учетом баллистического угла — 16.2 см. На рис. 8 приведена типичная осциллограмма импульсов тока для энергии ионов неона $E_{Ne} = 10$ кэВ.

Таблица 6. Выходы нейтронов из реакции $D(^{20}\text{Ne},n)X$ за счет процесса ЦУР. Эксперимент — N_{exp} . Расчет: N_{1calc} , N_{2calc} , N_{3calc} — выходы при однократной, двукратной, трехкратной ионизациях атомов неона; f — фактор усиления для реакции $D(D,n)^3\text{He}$; N_f — выход реакции при однократной ионизации, но с учетом фактора усиления реакции. Выходы нормированы на 10^{16} ионов неона, попавших в мишень из TiD_2

E_{Ne} , кэВ	$E_{d\max}$, кэВ	$\sigma(E_{d\max}/2)$, см^2	N_{exp}	N_{1calc}	f	N_f	N_{2calc}	N_{3calc}
32	10.642	$1.22 \cdot 10^{-29}$	7.2 ± 1.2	0.18	1.18	0.21	4.45	36.4
30	9.977	$8.34 \cdot 10^{-30}$	6.1 ± 1.1	0.11	1.2	0.13	3.02	27.1
26	8.647	$3.39 \cdot 10^{-30}$	3.3 ± 0.4	0.04	1.25	0.05	1.31	13.4

Задержка 370 нс между передними фронтами импульсов соответствует энергии ионов неона равной $E_{\text{Ne}} = 20$ кэВ, т. е. ускоряются двукратно ионизованные ионы Ne^{2+} . Задержка между задними фронтами импульсов равна 520 нс и это соответствует энергии ионов неона 10 кэВ, т. е. ускоряются однократно ионизованные ионы Ne^{1+} . Таблица 6 представляет результаты расчета и данные эксперимента по выходу нейтронов из реакции $D(^{20}\text{Ne},n)X$.

Согласно результатам расчета, представленным в табл. 6, выход нейтронов за счет процесса ЦУР для реакции $D(^{20}\text{Ne},n)X$ при энергии $E_{\text{Ne}} = 26$ кэВ составляет 1.4 % числа ионов Ne^{1+} , 84 % числа ионов Ne^{2+} и 14.6 % числа Ne^{3+} . Для энергии ионов неона $E_{\text{Ne}} = 30$ кэВ выход составляет 2.0 % числа ионов Ne^{1+} , 87 % числа ионов Ne^{2+} и 11.0 % числа Ne^{3+} . Для энергии ионов неона $E_{\text{Ne}} = 32$ кэВ выход составляет 3.1 % числа ионов Ne^{1+} , 91 % числа ионов Ne^{2+} и 5.9 % числа Ne^{3+} .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования природы фоновых процессов, протекающих при изучении ядерных реакций в области низких энергий под действием ионов водорода, гелия и неона, с использованием дейтерийсодержащих мишеней. Выход фоновых γ -квантов с энергиями меньшими 4 МэВ при изучении реакции $D(p,\gamma)^3\text{He}$ обусловлен в основном за счет присутствия естественной примеси газообразного дейтерия в газообразном водороде. При этом протекает реакция $D(D,n)^3\text{He}$, и образующиеся в данной реакции нейтроны могут активировать за счет реакций (n,γ) , $(n,n'\gamma)$ материалы, окружающие мишень, в том числе и детекторы. Согласно экспериментальным и расчетным оценкам вклад цепочки ЦУР в выход реакции $D(p,\gamma)^3\text{He}$ мал. При изучении же реакции $D(^4\text{He},\gamma)^6\text{Li}$ выяснено,

что вклад фоновых γ -квантов реально целиком обусловлен цепочкой ЦУР. То есть ион гелия упруго рассеивается на дейтроне мишени и передает ему часть энергии, а тот, в свою очередь, может индуцировать реакцию $D(D,n)^3\text{He}$ на другом дейтроне мишени с последующим протеканием реакций (n,γ) , $(n,n'\gamma)$ на материалах, окружающих мишень. Выход нейтронов и γ -квантов, зарегистрированных в результате взаимодействия ионов неона с дейтерийсодержащими мишенями, целиком обусловлен цепочкой ЦУР. При этом основной вклад в выход фоновых нейтронов и γ -квантов обусловлен двукратно ионизованными атомами неона. Основным выводом из результатов выполненных исследований заключается в том, что для объяснения величин зарегистрированных выходов нейтронов и γ -квантов (энергий порядка МэВ), образующихся при взаимодействии ионов водорода, гелия, неона с энергиями 26–32 кэВ с дейтерийсодержащими мишенями, не требуется применения «экзотических» теоретических моделей [19, 20].

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-22-03039-а), грантом Полномочного представителя Польши в Объединенном институте ядерных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. N. Schramm and R. V. Wagoner, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **27**, 37 (1977).
2. H. Reeves, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 193 (1994).
3. B. D. Fields, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 47 (2011).
4. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and Tsun-Han Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016).
5. M. Asplund, D. L. Lambert, P. E. Nissen, F. Primas, and V. V. Smith, *Astrophys. J.* **644**, 229 (2006).

6. J. C. Howk, N. Lehner, B. D. Fields, and G. J. Mathews, *Nature* **489**, 121 (2012).
7. K. Lind, J. Melendez, M. Asplund, R. Collet, and Z. Magic, *Astron. Astrophys. A* **96**, 554 (2013).
8. R. N. Boyd, C. R. Brune, G. M. Fuller, and C. 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. L. Marcucci, K. Nollett, R. Schiavilla, and R. Wiringa, *Nucl. Phys. A* **777**, 111 (2006).
11. J. Kiener, H. J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski, G. Gsottschneider, N. Heide, H. Jelitto, J. Wentz, and G. Baur, *Phys. Rev. C* **44**, 2195 (1991).
12. F. Hammache, M. Heil, S. Typel 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 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 042501 (2014).
15. A. M. Mukhamedzhanov, L. D. Blokhintsev, and B. F. Irgaziev, *Phys. Rev. C* **83**, 055805 (2011).
16. Yu. B. Burkatovskaya, V. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, A. R. Krylov, A. S. Lysakov, S. Gazi, I. Guran, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. B. Sadovskii, Yu. G. Tuleushev, M. Filipovich, and A. V. Filippov, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **13**, 190 (2016).
17. V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, A. R. Krylov, S. Gazi, J. Huran, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. B. Sadovskiy, Yu. Zh. Tuleushev, M. Filipowicz, and A. V. Philippov, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **825**, 24 (2016).
18. M. Anders, D. Trezzi, A. Bellini et al. (LUNA Collaboration), *Eur. Phys. J. A* **49**, 28 (2013).
19. A. N. Zinoviev, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **354**, 308 (2015).
20. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **147**, 279 (2015) [V. I. Vysotskii and M. V. Vysotsky, *JETP* **120**, 246 (2015)].
21. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., *Nucl. Phys. A* **889**, 93 (2012).
22. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., *JETP Lett.* **99**, 497 (2014).
23. A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov, M. A. Negodaev, A. S. Rusetskii, A. P. Chubenko, V. G. Ralchenko, and A. P. Bolshakov, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **355**, 340 (2015).
24. A. V. Bagulya, O. D. Dal'karov, M. A. Negodaev, A. S. Rusetskii, A. P. Chubenko, and A. L. Shchepetov, *Bull. Lebedev Phys. Institut.* **40**(10), 282 (2013).
25. A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov, M. A. Negodaev, A. S. Rusetskii, and A. P. Chubenko, *Phys. Scripta* **90**, 074051 (2015).
26. E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **88**, 547 (1952).
27. H.-S. Bosch and G. M. Hale, *Nucl. Fusion* **32**, 611 (1992).
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика, Теоретическая физика*, т. I, Наука, Москва (1973).
29. V. M. Bystritsky and F. M. Pen'kov, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 77 (2003).
30. H. J. Assenbaum, K. Langanke, and C. Rolfs, *Z. Phys. A* **327**, 461 (1987).
31. C. E. Moore, *Ionization Potentials and Ionization Limits Derived From the Analysis of Optical Spectra*, NSRDS-NBS 34, Washington (1970).