

УДК 539.172.13

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ${}^6, {}^7\text{Li} + d$

© 2020 г. Л. Н. Генералов¹, *, О. П. Вихлянцев¹, И. А. Карпов¹, А. В. Курякин¹,
А. Д. Тумкин¹, С. В. Фильчагин¹, Д. А. Федотов¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

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

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

При энергиях дейтронов $E_d = 3\text{--}10$ МэВ измерены дифференциальные сечения реакций ${}^6\text{Li}(d, d_0, 1)$, ${}^6\text{Li}(d, xt)$, ${}^7\text{Li}(d, d_0, 1, 2)$, ${}^7\text{Li}(d, t_0, 1)$. По ним определены интегральные сечения.

DOI: 10.31857/S0367676520120121

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции на литии, бериллии и боре до сих пор представляют значительный научный и практический интерес. Для их исследования на ионных пучках (p , d , t) ускорителя ЭПП-10 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) [1] создан аппаратно-программный комплекс (спектрометр) [2] на основе шести ΔE – E телескопов кремниевых детекторов.

В настоящей работе представлены результаты абсолютных измерений дифференциальных сечений реакций ${}^6\text{Li}(d, d_0, 1)$, ${}^6\text{Li}(d, xt)$, ${}^7\text{Li}(d, d_0, 1, 2)$, ${}^7\text{Li}(d, t_0, 1)$, выполненные на этом спектрометре. Они в лабораторной системе координат (л. с. к.)

$\frac{d\sigma_L}{d\Omega}(\theta_{lab})$ определялись из соотношения

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega}(\theta_{lab}) = \frac{S(\theta_{lab})}{N_p C_{яд} \Delta\Omega(\theta_{lab})}, \quad (1)$$

где $S(\theta_{lab})$ – количество зарегистрированных частиц соответствующей реакции для угла θ_{lab} относительно направления дейтронного пучка; $C_{яд}$ [ядер · см^{–2}] – поверхностная плотность ядер (${}^6\text{Li}$ или ${}^7\text{Li}$) в мишени, на которых протекает изучаемая реакция; N_p – количество дейтронов, упавших на мишень; $\Delta\Omega(\theta_{lab})$ – телесный угол регистрации частиц. Для двухчастичных реакций результаты (1) преобразованы в дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ в системе центра масс (с. ц. м.) для угла рассеяния θ . Интегральные (полные) сечения реакций получены в результате описания полиномами Лежандра дифференциальных сече-

ний $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ двухчастичных реакций и дифференциальных сечений $\frac{d\sigma_L}{d\Omega}(\theta_{lab})$ многоканальной реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ с экспериментально неразделимыми каналами. Далее использованы следующие обозначения энергий дейтронов: E_d^0 – падающих на мишень (что дает ускоритель с погрешностью $\pm(4\text{--}9)$ кэВ), E_d – средняя энергия их взаимодействия в мишени. Отличие между этими величинами составляет всего 8–20 кэВ.

1. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ

ΔE – E телескопы кремниевых детекторов

В спектрометре использовались шесть кремниевых ΔE – E телескопов с активной толщиной ΔE -детекторов 12–17 мкм, а толщина E -детекторов составляла 1.1 мм. Измерения проводились и с двумя телескопами [4]. Телесный угол регистрации каждого телескопа определялся размером апертуры танталовой диафрагмы и расстоянием от нее до мишени.

Для каждой регистрируемой частицы толщина ΔE -детектора связана с пороговой энергией, ниже которой частица полностью тормозится в этом детекторе и он работает как E -детектор. Это было использовано для измерения дифференциальных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, d_1)$ и ${}^7\text{Li}(d, t_0)$.

Полярные углы θ_{lab}

Поворотом платформы (шаг 0.1°), на которой расположены телескопы, устанавливался угол пе-

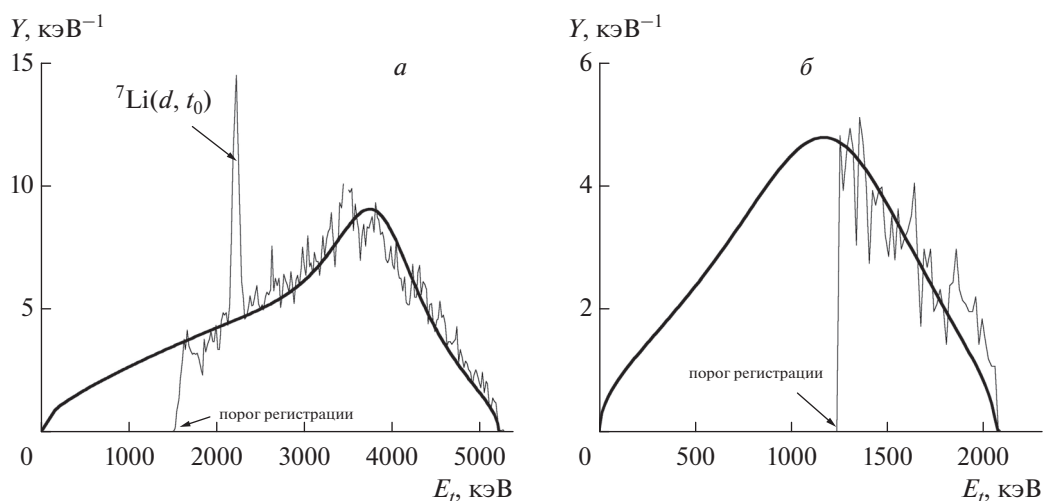


Рис. 1. Энергетический спектр тритонов из реакции ${}^6, {}^7\text{Li}(d,xt)$ при $E_d = 3.483$ МэВ для (а) $\theta_{lab} = 27.6^\circ$, (б) $\theta_{lab} = 120^\circ$ при (тонкие линии — эксперимент; жирные линии — теоретическая зависимость; у пиков указаны фоновые реакции).

реднего телескопа и, таким образом, определялась угловая позиция остальных телескопов с заранее измеренными (с погрешностью 0.3°) угловыми расстояниями между ними. Наименьший устанавливаемый угол переднего детектора равен 10° . При измерении с шестью телескопами их поворот от исходного положения в одну или другую сторону мог быть не больше 10° . В измерениях с двумя телескопами отсутствовали ограничения в установке углов. Придание поворотным углам физических значений — угловых положений телескопов относительно дейтронного пучка — осуществлялось на основании энергетической калибровки детекторов. Особую роль в этом выполняли реакции $\text{H}(d, d)\text{H}$ и $\text{H}(d, p)d$ на ядрах протия, которые имеются в большинстве мишеней. Упруго рассеянные дейтроны из $\text{H}(d, d)\text{H}$ наблюдаются только для углов $\theta_{lab} \leq 30^\circ$. Поэтому угол 30° , при пересечении которого в дейтронном локусе появлялся мощный пик, сравнимый с пиком упругого рассеяния от ядер мишени, использовался для оперативного контроля физической угловой позиции переднего телескопа. Окончательные угловые позиции определялись при обработке спектров, когда выполнялась энергетическая калибровка E и ΔE -детекторов переднего телескопа при углах $\theta_{lab} \leq 30^\circ$ (такие измерения имелись всегда).

Измерение N_p

Измерение дифференциальных сечений реакций выполнялось на мишенях, в которых дейтронный пучок терял малую долю (0.01 – 0.03) своего тока (результаты прямых измерений двумя интеграторами по аналогии с [5]). Поэтому измерение N_p проводилось традиционным способом — цилиндром Фарадея и интегратором тока ORTEC

439. Погрешность измерения N_p оценили на уровне 2%.

Телесные углы

Для каждого телескопа телесный угол регистрации $\Delta\Omega(\theta_{lab})$ определялся по измеренным геометрическим параметрам — площади апертуры танталовой диафрагмы (отверстия диаметром 1.5 мм и щели 2×5 мм), расстояния от нее до мишени (61–157 мм). Для выравнивания загрузок спектрометрических каналов телескопы при передних углах были расположены при значительных больших расстояниях, чем при задних углах. В одной угловой позиции телесные углы, измеренные по резерфордскому рассеянию протонов с энергией 3.5 МэВ на мишени Ag известной толщины (ее погрешность 3%), с точностью 2–3% совпали с их геометрическими значениями.

Мишени

Исследование реакций ${}^6, {}^7\text{Li} + d$ проводилось на мишенях LiF, нанесенных на алюминиевые подложки толщиной 0.5 мкм (мишени: $173 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ 91.06% ${}^6\text{Li}$ и $165 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ 95.22% ${}^7\text{Li}$), 0.3 мкм углеродные подложки (мишень $236 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ 91.06% ${}^6\text{Li}$) подложки и 0.8 мкм подложку из поли-*n*-ксилилена C_8H_6 (мишень $176 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ 91.06% ${}^6\text{Li}$). При некоторых энергиях дейтронов также регистрировались спектры из мишени Al толщиной 0.9 мкм. Мишени располагались под углом 45° к направлению движения ионов пучка. Методика изготовления мишеней LiF описана в [5]. Толщины мишеней измерены с погрешностью 3.5% во время их изготовления [5].

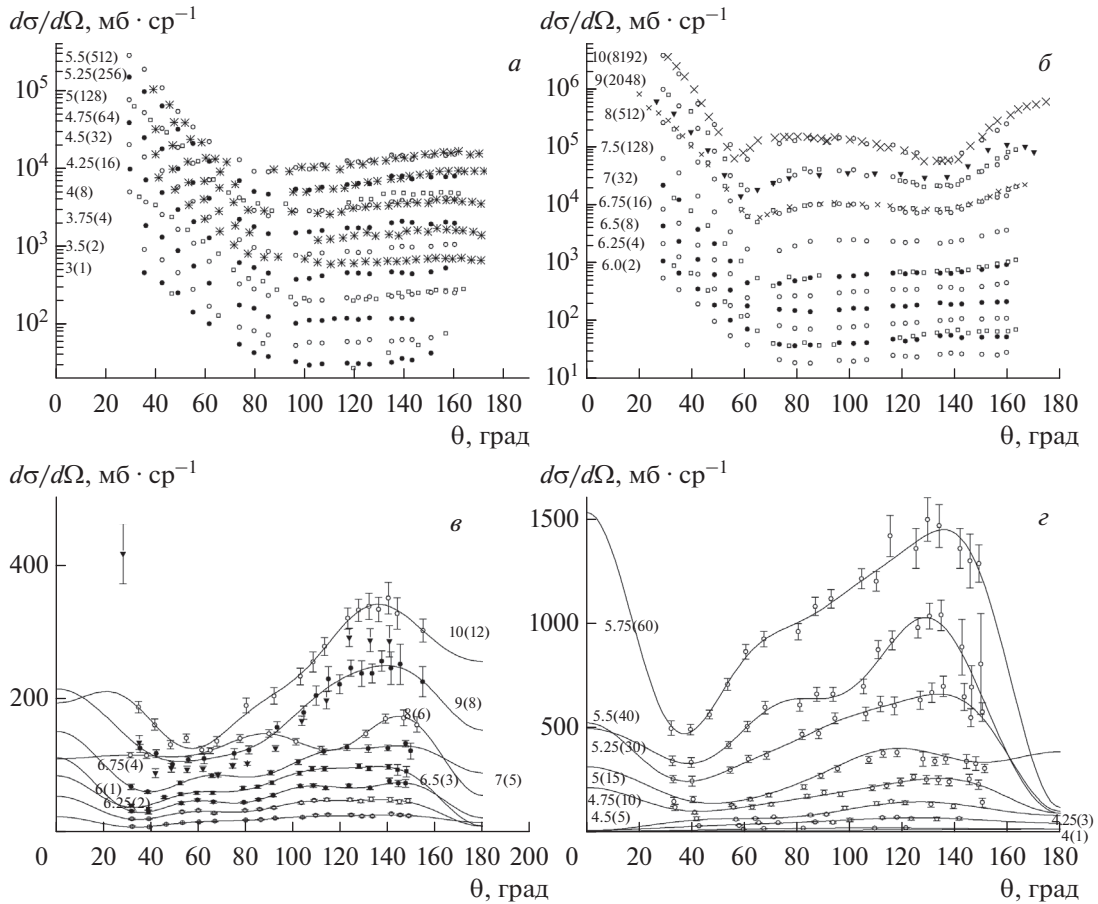


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, d_0)$ (а) при $E_d^0 = 3\text{--}5$ МэВ, (б) при $E_d^0 = 6.0\text{--}10$ МэВ; ${}^6\text{Li}(d, d_1)$ (в) при $E_d^0 = 6\text{--}10$ МэВ; (г) при $E_d^0 = 4\text{--}5.75$ МэВ (○ и ● — наши данные; ▼ — [14], □ — [15], * — [16], × — [17], линии — описание).

2. ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Обработка двумерных спектров (локусов) частиц, изложенная в [2], выполняется с целью получения $S(\theta_{lab})$ для (1). В этой процедуре энергетическая калибровка координатных осей спектров или калибровка ΔE и E -детекторов выполнялась по пикам двухчастичных реакций, которые имелись в этих спектрах. Хорошая линейность калибровки служила признаком достоверности идентификации пиков. Пики описывались, как обычно, функцией Гаусса или комбинациями этих функций. Для изолированных пиков величина $S(\theta_{lab})$ определялась суммированием событий в пике [5].

Сложной задачей было получение данных по реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ с непрерывным энергетическим спектром тритонов. Она решалась с помощью аналитического описания зарегистрированного спектра тритонов и интегрированием полученной зависимости.

По нашим исследованиям подавляющий вклад в сечение образования тритонов в ${}^6\text{Li}(d, xt)$ вносят экспериментально неотделимые каналы [6–9]: ${}^6\text{Li}(d, t_0){}^5\text{Li}_{gs}$, ${}^6\text{Li}(d, t_1){}^5\text{Li}^*$ (1.490 МэВ), ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He} + p + t)$ и ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ) $\rightarrow {}^4\text{He} + t$, при этом последний из перечисленных каналов вносит приблизительно 10% и не учитывался в описании спектров.

Зарегистрированный спектр тритонов описывался зависимостью

$$Y = A_0 \left[\frac{E_{gs}^{-1/2} \Gamma_{gs}}{(E_t - E_{gs})^2 + (\Gamma_{gs}/4)^2} + A_1 \frac{E_1^{-1/2} \Gamma_1}{(E_t - E_1)^2 + (\Gamma_1/4)^2} \right] \sqrt{E_t(E_{max} - E_t)}, \quad (2)$$

$$0 \leq E_t \leq E_{max},$$

где E_t — энергия тритона в л. с. к., определенная как сумма зарегистрированных потерь энергии

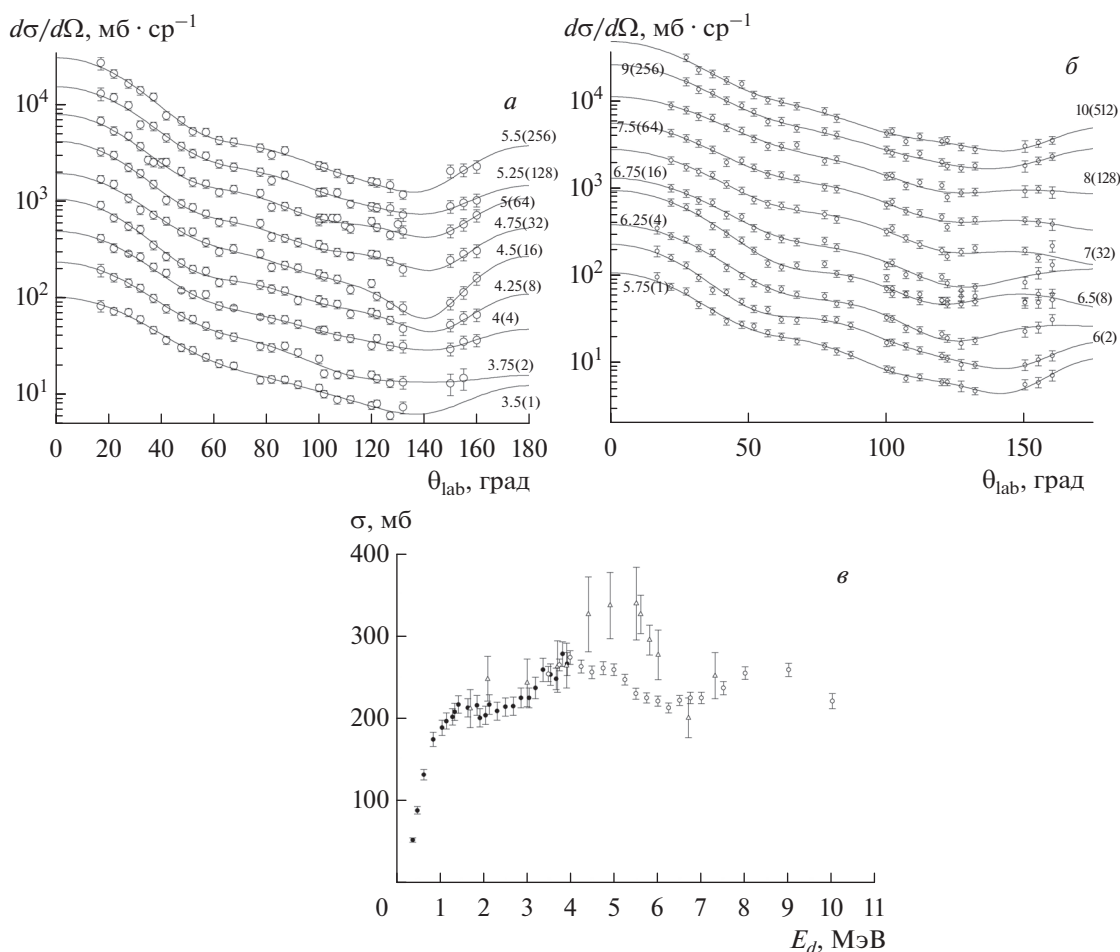


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ (а) при $E_d^0 = 3.5\text{--}5.5$ МэВ; (б) при $E_d^0 = 5.75\text{--}10$ МэВ. (в) Интегральные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$, (\circ – экспериментальные данные, линии – описание, \triangle – [18], \bullet – [19]).

тритона в ΔE и E -детекторах с поправками на потери в их мертвых слоях и мишени; для каждого угла θ_{lab} эта энергия имеет максимальное значение E_{max} , которое находилось по формулам из [10]; $E_{\text{gs}}(\theta_{\text{lab}})$ и $E_1(\theta_{\text{lab}})$ – резонансные энергии тритона, соответствующие образованию ${}^5\text{Li}$ в основном (ширина Γ_{gs}) и первом возбужденном (ширина Γ_1) состояниях. Они рассчитывались по кинематической формуле двухчастичной реакции с энерговыделениями и положением первого уровня, взятыми из [7, 8]; A_0, A_1 – параметры описания. Выражение (2) получено на основе формулы Базя–Зельдовича–Переломова (см. [11], стр. 334) по образованию квазистационарного состояния вблизи порога.

Перед описанием из спектра убирались узкие фоновые пики различной природы: тритонные пики из реакций и ложные пики, которые появля-

лись только при передних углах и были обусловлены сильными пиками с дейтронного локуса (пиками упругого рассеяния). На основании предварительной работы были отобраны $\Gamma_{\text{gs}} = 1.3$ МэВ и $\Gamma_1 = 6.6$ МэВ, которые в окончательной обработке были зафиксированы. Некоторые результаты обработки данных представлены на рис. 1. Пренебрежение в описании небольшим вкладом канала ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*(4.63 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^4\text{He} + t$, по-видимому, не изменит $S(\theta_{\text{lab}})$. Следует отметить, что при всех энергиях дейтронов и углах θ_{lab} образование возбужденного состояния ${}^5\text{Li}$ вносит большой вклад в сечение реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$. Полученные в этой обработке средние энергии тритонов реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ в зависимости от энергии дейтронов хорошо описываются линейной зависимостью $\bar{E}_t = E_0 + AE_d$, $E_0 = 0.941$ МэВ, $A = 0.3979$.

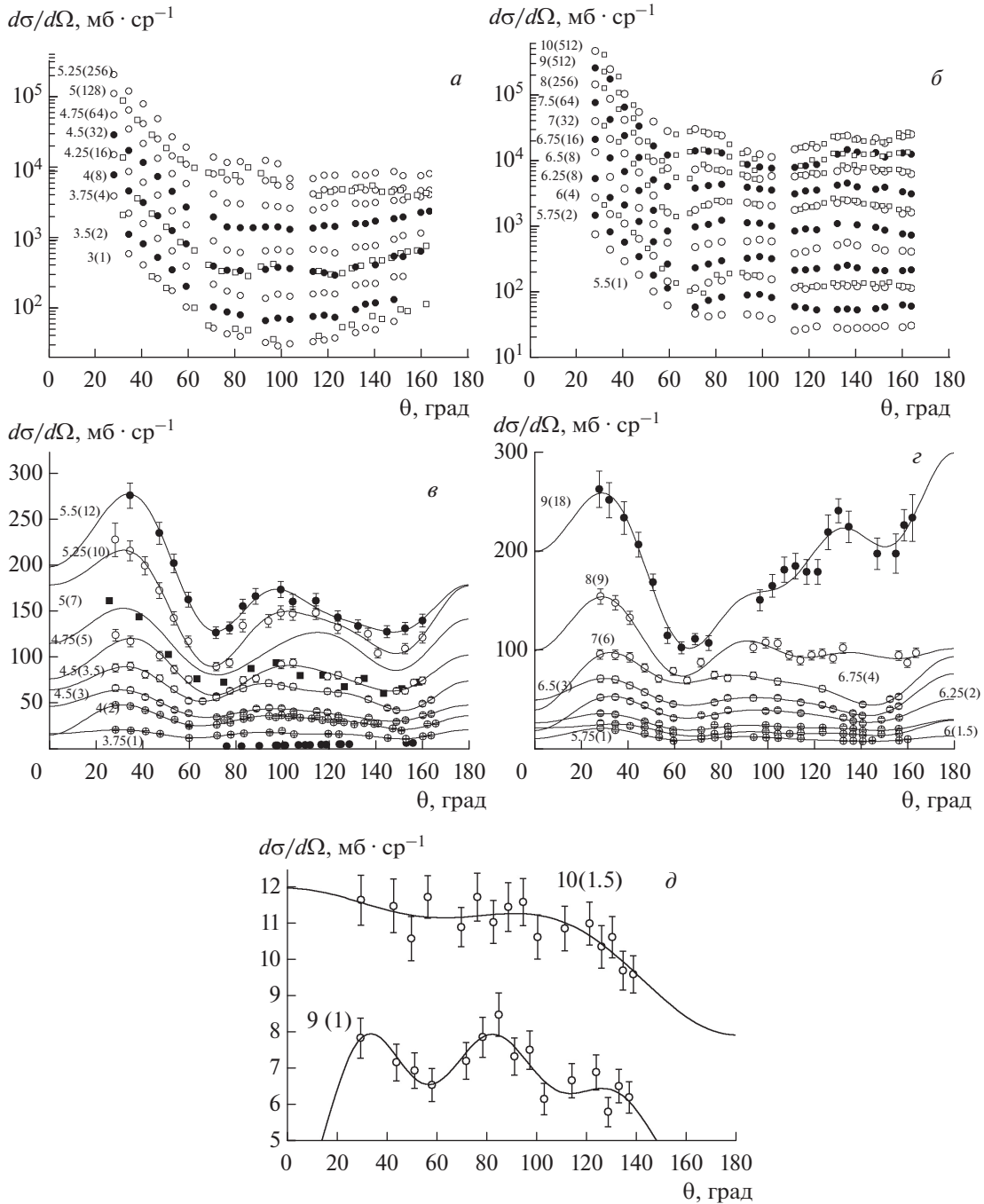


Рис. 4. Дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, d_0)$: при (а) $E_d^0 = 3\text{--}5.25$ МэВ; (б) $E_d^0 = 5.5\text{--}10$ МэВ; ${}^7\text{Li}(d, d_1)$ при (в) $E_d^0 = 3.75\text{--}5.5$ МэВ, (г) $E_d^0 = 5.75\text{--}9$ МэВ; (д) ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ при $E_d^0 = 9\text{--}10$ МэВ (○ и ● — наши данные, □ — [15], линии — описание, ■ — [13]).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Погрешности измерений

Систематическая погрешность наших данных (4%) определена по погрешностям толщин мишеней (3.5%) и дейтронного потока (2%). Случай-

ные погрешности данных для конкретных реакций приводятся дальше. В них через процедуру усреднения результатов, полученных в различных сериях измерений и с различными мишенями, отражены явные случайные погрешности величин, определяющих дифференциальные сечения (1), и

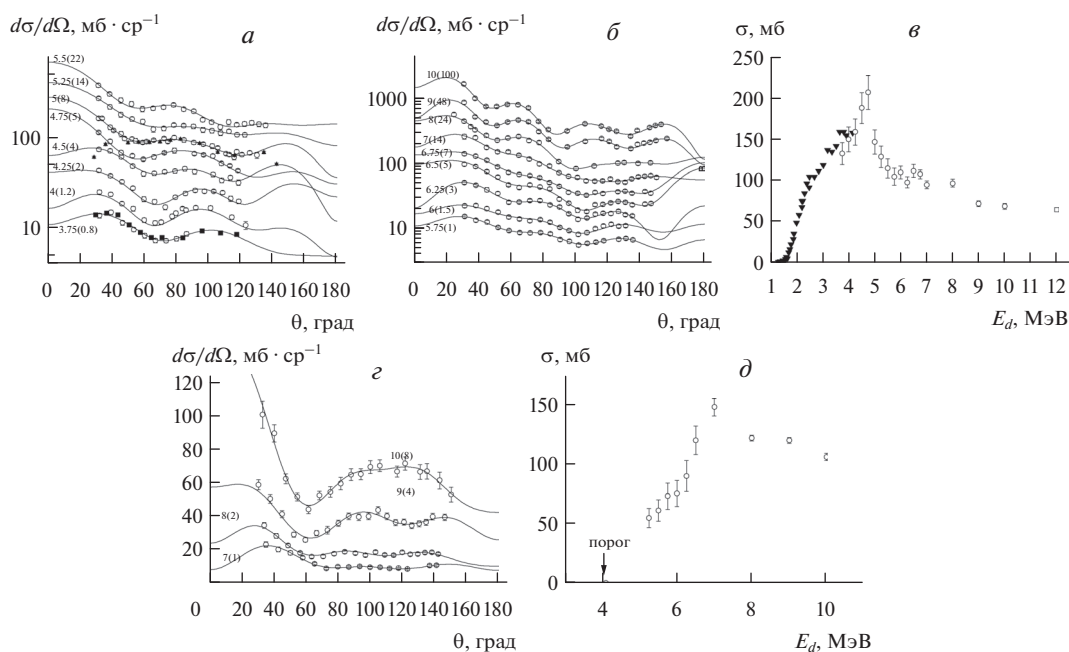


Рис. 5. Дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ (а) при $E_d^0 = 3.75\text{--}5.5$ МэВ, (б) при $E_d^0 = 5.75\text{--}10$ МэВ; (в) интегральные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, t_0)$; (г) дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ при $E_d^0 = 7, 8, 9$ и 10 МэВ; (д) интегральные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ (○ — наши данные, ■ — данные [12] при 3.7 МэВ, умноженные на 1.26 , ▲ — данные [12] при 5.03 МэВ, умноженные на 1.26 , ▼ — [19], □ — получено по дифференциальным сечениям [21]).

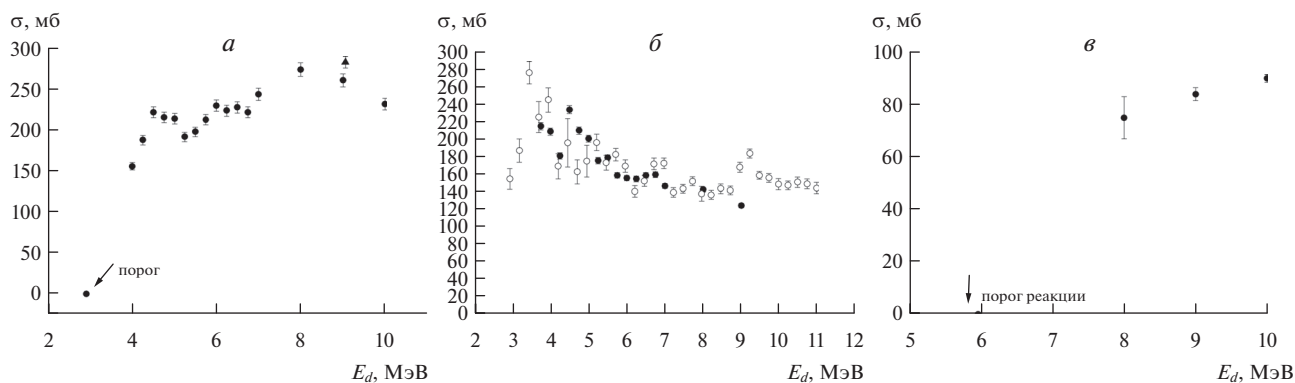


Рис. 6. Интегральные сечения реакций а) ${}^6\text{Li}(d, d_1)$; б) ${}^7\text{Li}(d, d_1)$; в) ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ (● — наши данные, ▲ — [14], ○ — [20], увеличенные в 1.5 раза).

неявные погрешности в установке углов, неравномерности по толщине мишеней и другие.

Реакция ${}^6\text{Li} + d$

Экспериментальные данные по каналам этой реакции представлены на рис. 2, 3, ба. Для удобства наблюдения дифференциальные сечения (здесь и далее) умножены на числа, которые заключены в круглых скобках около значений, ука-

зывающих на E_d^0 . По реакциям ${}^6\text{Li}(d, d_0)$, ${}^6\text{Li}(d, d_1)$, ${}^6\text{Li}(d, xt)$, дифференциальные сечения получены соответственно со случайными погрешностями $5\text{--}10$, $5\text{--}20$, $5\text{--}10$, $2\text{--}5\%$, а интегральные сечения для второй, третьей реакций в порядке перечисления, соответственно, с 3 и $2.7\text{--}4.1\%$. На рисунках по всем реакциям приведены почти все литературные данные. По реакции ${}^6\text{Li}(d, d_0)$ не приведены данные при 3.7 и 5 МэВ [12], сильно отличающиеся от наших данных. По этой же при-

чине не приведены данные по реакции ${}^6\text{Li}(d, d_1)$ для 5 МэВ [13]. Из данных [14], полученных для энергии дейтронов 9.05 МэВ, удалена точка при 20° с очень большим значением сечения. С этой точкой получаем огромное интегральное сечение — 525 мб, а без нее — 283 мб. Очевидно, что при этом угле [14] был обработан пик реакции $\text{H}(d, d)\text{H}$. В [12, 13] для энергий 3.7 и 5.03 МэВ измерены сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, \alpha t)$, неверно отождествленные с реакцией ${}^6\text{Li}(d, t_0)$ при представлении дифференциальных данных в с. ц. м. Поэтому данные этих работ не показаны на рис. 6.

Реакции ${}^7\text{Li} + d$

Экспериментальные данные по каналам этой реакции представлены на рис. 4–6б, 6в, где также приведены имеющиеся литературные данные. По реакциям ${}^7\text{Li}(d, d_0)$, ${}^7\text{Li}(d, d_1)$, ${}^7\text{Li}(d, d_2)$, ${}^7\text{Li}(d, t_0)$, ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ дифференциальные сечения получены соответственно со случайными погрешностями 5–10, 5–20, 5–10, 2–5%, а интегральные сечения реакций в порядке их перечисления, начиная со второй, соответственно с 2–3, 5–7, 1.3–4, 2–15%. Литературные интегральные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, d_1)$ получены нами умножением на 4π дифференциальных сечений образования γ -квантов под углом 55° при разрядке возбуждаемого уровня [20]. Интегральные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ при энергии дейтронов 8 МэВ и реакции ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ для энергии дейтронов 5.25–6.25 МэВ получены, предположительно, по почти изотропным дифференциальным сечениям, измеренным в ограниченном угловом диапазоне при $\theta_{lab} = 30^\circ$ – 50° . Для энергии 12 МэВ интегральное сечение ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ получено по дифференциальным сечениям из [21]. Из-за сложной угловой зависимости данных по реакции ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ их описание представляет большие сложности и является неоднозначным, что связано с отсутствием экспериментальных точек при передних и задних углах. Эта неоднозначность учтена в погрешности полных сечений этой реакции. Следует отметить, при описании также полагались на угловую зависимость обращенной во времени реакции ${}^6\text{Li}(t, d_0)$, данные по которой были измерены совсем недавно.

Публикация результатов этой работы связана с пополнением новыми данными нашей электронной библиотеки ядерно-физических констант Sa-Ва [22]. Полученные данные будут переданы в международную библиотеку экспериментальных данных EXFOR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович С.Н.* // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакт. 1997. ТИЯС-ХI. Спец. вып. С. 4.
2. *Вихлянец О.П., Генералов Л.Н., Курякин А.В. и др.* // Яд. физ. и инж. 2016. Т. 7. № 4. С. 326; *Vikhlyantsev O.P., Generalov L.N., Kuryakin A.V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. № 9. P. 1500.
3. <http://www.srim.com>.
4. *Генералов Л.Н., Вихлянец О.П., Карпов И.А. и др.* // Яд. физ. и инж. 2016. Т. 7. № 4. С. 363; *Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al.* // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. № 9. P. 1539.
5. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 717; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 6. P. 664.
6. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 320. P. 1.
7. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
8. http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=5/05li_2002.shtml.
9. *Miljanic D., Furic M., Valkovic V.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 290. P. 27.
10. *Ohlsen G.G.* // Nucl. Instrum. Meth. 1965. V. 37. P. 240.
11. *Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.* Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971. С. 544.
12. *Bingyin H. et al.* // Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
13. *Zhenlin M. et al.* // Conf. Low Energ. Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 3.
14. *Rongfang Y. et al.* // Chin. J. Nucl. Phys. 1981. V. 3. P. 155.
15. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба В.М. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 4. С. 842; *Abramovich S.N., Guzhovskii B.Ya., Dzyuba V.M. et al.* // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1976. V. 40. № 4. P. 129.
16. *Powell D.L., Crawley G.M., Rao B.N., Robson B.A.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147. № 1. P. 65.
17. *Bingham H.G., Zander A.R., Kemper K.W. et al.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 265.
18. *Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G.* // Conf. Nucl. Data for Science and Tech. (Triest, 1997). P. 632.
19. *Macklin R.L., Benta H.E.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. № 3. P. 753.
20. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Протопопов В.Н.* // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1984. № 4. С. 24.
21. *Zander A.R., Kemper K.W., Fletcher N.R.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 273.
22. *Zvenigorodskij A.G., Zhrebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191, 1999.