

УДК 539.143

**ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ИЗ ТОЛСТОЙ БЕРИЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ
ПРИ ЕЕ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКАМИ ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ И ${}^{15}\text{N}$**

***Д.Д. Богданов, Р. Вольски, В.А. Горшков, М. Матош, А.М. Родин,
С.И. Сидорчук, Р.С. Слепнев, С.В. Степанцов, А.С. Фомичев,
М.Л. Челноков, Г.М. Тер-Акопьян***

Для бериллиевых мишеней с толщинами, близкими к полному пробегу бомбардирующего иона, измерены угловые и энергетические распределения продуктов реакций, вылетающих из мишени. Измерения проведены для трех бомбардирующих ионов ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{15}\text{N}$ с энергиями 35–45 А МэВ. Показано, что во всех трех реакциях вылет нейтронообогащенных изотопов гелия из мишеней близок к 100 %.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ.

Yields of Nuclear Reaction Products from a Thick Beryllium Target Bombarded by Beams of ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ and ${}^{15}\text{N}$ Ions

D.D. Bogdanov et al.

Angular and energy distributions of reaction products recoiling from beryllium targets with thicknesses close to the range of projectile ions were measured. The experiments were performed with beams of ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ and ${}^{15}\text{N}$ with energies of 35–45 А MeV. We showed that the yields neutron-excess helium nuclei leaving the targets were close to 100 % for three projectiles.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Получение интенсивных низкоэнергичных пучков радиоактивных нуклидов и их последующее ускорение на имеющихся или вновь создаваемых ускорителях рассматривается как одно из наиболее перспективных направлений ядерной физики. Сегодня практически во всех крупных научных центрах имеются или находятся на различных стадиях осуществления проекты по ускорению радиоактивных нуклидов до энергий от нескольких МэВ/нуклон до нескольких сотен МэВ/нуклон. В ОИЯИ такая работа начата в этом году в рамках проекта DRIBs [1]. Задача проекта — предоставить в распоряжение экспериментаторов циклотронные пучки радиоактивных нейтроноизбыточных изотопов как легких элементов, так и нейтронообогащенных осколков деления. Проект рассчитан на поэтапное осуществление. В полном объеме его завершение намечено на 2003 год.

В качестве первого шага на циклотроне У-400 планируется получить пучки нейтроноизбыточных изотопов гелия ${}^{6,8}\text{He}$ с энергиями от 5 до 15 МэВ/нуклон. Существенной частью в решении этой задачи является разработка, изготовление и запуск в эксплуатацию источника радиоактивных ионов (ИРИ), необходимого для получения интенсивного пучка низкоэнергичных радиоактивных нуклидов. Источник должен работать на сильноточных (вплоть до $6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$) пучках циклотрона МЦ-400 и в режиме on-line осуществлять следующие функции: получение изотопов гелия в реакциях фрагментации; их торможение в нагретом до $\approx 2000^\circ\text{C}$ графитовом стоппере; быструю диффузию и испарение атомов гелия из стоппера; их быструю транспортировку в ЭЦР-источник, ионизацию и формирование низкоэнергичного пучка радиоактивных нуклидов. Разработка такого сложного устройства невозможна без проведения предварительных модельных экспериментов по изучению характеристик и определению параметров отдельных узлов установки. В частности, для оптимизации источника по эффективности собирания ядер-продуктов в графитовом стоппере необходимо иметь подробные экспериментальные данные о выходах, угловых распределениях и энергетических спектрах изотопов гелия и других продуктов реакций, вылетающих из толстой производящей мишени.

В настоящей работе такие данные получены для бериллиевых мишеней с толщинами вплоть до полного поглощения первичного пучка при их облучении на ускорителе У-400М ионами ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{15}\text{N}$ с энергиями 35,4; 32,6 и 45,7 МэВ/нуклон соответственно.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились на циклотроне У-400М ЛЯР ОИЯИ с использованием сепаратора вторичных пучков АКУЛИНА [2]. Облучаемая мишень находилась в фокальной плоскости $F3$ на выходе сепаратора, а расположенные там детекторы и электронная аппаратура [3] использовались для проведения измерений. Сам сепаратор применялся для уменьшения интенсивности пучка бомбардирующих ионов на мишени до величины, не превышающей 10^6 с^{-1} . Для этого перед входом в первый магнит сепаратора устанавливалась перезарядная фольга (Ta, 50 мкм), а значение поля на первом магните устанавливалось равным магнитной жесткости перезаряженного компонента пучка с зарядом на единицу меньшим, чем заряд полностью ободранного иона. Вторая перезарядная фольга (Al, 20 мкм) располагалась в фокальной плоскости $F2$ (перед вторым магнитом) на коллиматоре, ограничивающем полосу пропускания сепаратора величиной, равной одному проценту по импульсу. Вторым магнитом осуществлялся отбор полностью ободранных ионов, после чего они попадали на мишень. Использование перезаряженного компонента пучка позволяло проводить облучение рабочей мишени стабильными по интенсивности пучками с интенсивностью на пять порядков величины меньшей, чем интенсивность выведенного пучка. Средние интенсивности пучков на мишени составляли в наших экспериментах от $0,5 \cdot 10^5$ до $5,0 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Кроме того, использование сепаратора позволило с хорошей точностью определить среднюю энергию бомбардирующих ионов и измерить их энергетическое распределение. Затем эти данные применялись нами при калибровке полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов.

Блок-схема регистрирующей аппаратуры, располагавшейся в детекторной камере сепаратора АКУЛИНА, приведена на рис. 1. На входе в камеру пучок ограничивался по размеру свинцовым коллиматором. Пройдя свинцовый коллиматор (толщина — 10 мм, диа-

метр отверстия — 10 мм) и пропорциональную камеру, работающую в режиме счета отдельных ионов, пучок попадал на бериллиевую мишень. Продукты реакции, вылетающие

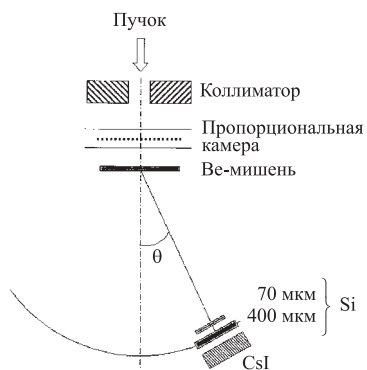


Рис. 1. Блок-схема регистрирующей аппаратуры

из мишени, регистрировались телескопом, состоявшим из двух кремниевых детекторов (тонкого 70-мкм детектора и 400-мкм стрипового детектора с вертикальными стрипами шириной 1 мм) и сцинтилляционного детектора с кристаллом CsI. В экспериментах использовались кристаллы с толщинами 14 и 19 мм. Расстояние между телескопом и мишенью составляло 200 мм.

Между первым и вторым кремниевыми детекторами располагался еще один свинцовый коллиматор толщиной 10 мм и прямоугольным окном с размерами 16 мм по горизонтали и 14 мм по вертикали. Съем сигналов со стрипового детектора осуществлялся на отдельный электронный тракт для каждой группы из восьми расположенных рядом стрипов. Поэтому частицы, попавшие в левую и правую половины окна коллиматора, регистрировались раздельно. С учетом размеров пучка и детекторов угловое разрешение в наших экспериментах составляло $\simeq 2,5^\circ$. При работе с толстыми мишенями такое разрешение представляется вполне удовлетворительным. Сигналы с детекторов, составляющие зарегистрированное событие, после усиления и оцифровки записывались в память ЭВМ. Средняя скорость набора информации составляла в наших экспериментах 100–150 событий в секунду. Она определялась скоростью работы программы записи и требованием, чтобы мертвое время не превышало 10 %. В качестве триггера для записи использовались совпадения сигнала с пропорциональной камеры с сигналом от 400-мкм полупроводникового детектора или сигнала от CsI-детектора. Также отметим, что энергетическое разрешение трактов позволяло при обработке данных сравнительно легко выделять на $dE-E$ -плоскости гиперболы для отдельных изотопов легких элементов вплоть до углерода–азота и проводить суммирование. Проверка результатов на воспроизводимость показала, что точность определения выходов для большинства изотопов составляет $\pm(5-10) \%$. И только для изотопов, выход которых очень мал по сравнению с полным выходом данного элемента, точность уменьшается до 15–20 % из-за трудностей, связанных с учетом фона от соседних изотопов.

Как уже говорилось, энергетическая калибровка кремниевых и сцинтилляционного детекторов осуществлялась в экспериментах с помощью пучка бомбардирующих ионов. В калибровочных экспериментах пучок бомбардирующих ионов после прохождения рабочей мишени неполного поглощения попадал в детектирующий телескоп, располагавшийся под углом, близким к нулю градусов, к направлению пучка. Начальная энергия бомбардирующих ионов была нам известна из величины магнитного поля второго магнита, а энергопотери в мишени, полупроводниковых детекторах и кристалле CsI рассчитывались по [4]. При определении цены канала из данных калибровочных экспериментов предполагалось, что зависимость канал — энергия имеет линейный характер. Поправки на зависимость световыхода в кристалле CsI от Z и A регистрируемого нуклида вводились расчетным путем по формуле из работы [5]:

$$L = a_1[E - a_2AZ^2(E/a_2AZ^2 + 1)],$$

в которой значение для коэффициента a_2 принималось равным 0,6. Из сказанного следует, что точность определения энергии ядра-продукта не превышала в наших экспериментах ± 5 МэВ в области энергий $E \leq 100$ МэВ и $\pm 5\%$ при более высоких энергиях.

Измерения были проведены в угловом диапазоне от 0 до $\pm(20-25^\circ)$ относительно оси пучка с шагом в $2, 5^\circ$. Положение оси пучка на плоскости детекторов определялось экспериментально: по максимуму в интенсивности счета продуктов реакций фрагментации или первичного пучка (в случае работы с мишенями, недостаточными для его полного поглощения). Интенсивность первичного пучка и полный поток бомбардирующих ионов, попадающих на мишень, измерялись пропорциональной камерой.

ВЫХОДЫ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(35,4 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$

Измерения были сделаны для двух мишеней: мишени полного поглощения ($1110 \text{ мг/см}^2 \text{ Be} + 110 \text{ мг/см}^2 \text{ Al}$) и бериллиевой мишени толщиной 555 мг/см^2 . Данные, полученные в эксперименте, иллюстрирует рис. 2, на котором приведен $dE-E$ -спектр ядер-продуктов, измеренный под углом нуль градусов для мишени полного поглощения. Как следует из рисунка, массовый спектр вылетающих из мишени продуктов полностью обусловлен изотопами водорода и гелия. Это связано с тем, что только их длина пробега существенно превышает длину пробега бомбардирующих ионов.

Экспериментальные данные об усредненных по полной толщине мишени величинах дифференциальных сечений образования вылетающих из мишени ядер-продуктов в зависимости от угла вылета приведены в табл. 1 как для мишени полного поглощения, так и для мишени с половинной толщиной (цифры в скобках). Из таблицы следует, что усредненные сечения возрастают с уменьшением толщины мишени в среднем в 1,5–2,0 раза. В первую очередь это связано с тем, что полное сечение реакций фрагментации быстро падает с уменьшением энергии налетающего иона. Второй причиной увеличения усредненных сечений при переходе к тонкой мишени является уменьшение средних энергопотерь при прохождении продуктами реакции вещества мишени и, следовательно, увеличение доли продуктов, вылетающих из мишени. Вклад этого компонента в увеличение измеряемых сечений особенно существен для относительно короткопробежных частиц — ${}^3,4\text{He}$. Результаты, полученные нами для двух значений толщин мишени, свидетельствуют о том, что для реакции ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ возможно использование мишеней с толщинами от 0,5 до 1,1 г/см^2 . Выход изотопа ${}^6\text{He}$ при этом практически не меняется, а выходы других нуклидов даже несколько увеличиваются.

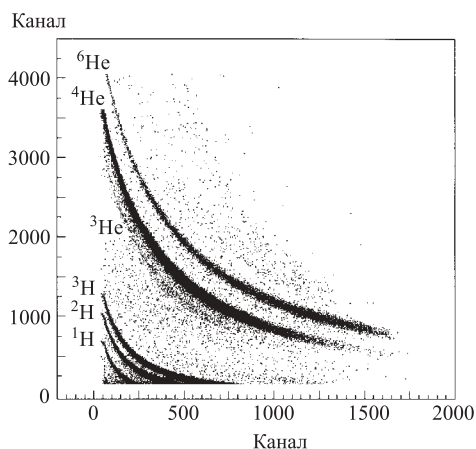


Рис. 2. $dE-E$ -спектр ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения под углом нуль градусов в реакции ${}^7\text{Li}(35,4 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$

Таблица 1. Усредненные по толщине мишени сечения образования ядер-продуктов в реакции ${}^7\text{Li}(35,4 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$ для различных углов вылета. В скобках приведены данные для мишени с толщиной 555 мг/см^2

Θ, градусы	Сечение, $d\sigma/d\Omega$, мб/ср					
	<i>p</i>	<i>d</i>	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$
0,5	220	660	1580		2330	380
2,0	230	680	1630		2070	350
3,0	230	650	1530		1880	270
4,5	230	550	1450		1430	175
5,5	220 (550)	510 (990)	1270 (1650)	(170)	1080 (3560)	100 (150)
7,0	200	450	1030		700	60
8,0	170 (460)	400 (730)	870 (1110)	(140)	570 (2110)	40 (70)
9,5	170	320	710		370	26
10,5	170 (420)	290 (570)	600 (800)	(85)	280 (1310)	19 (36)
12,0	160	270	480		190	12
13,0	140 (340)	240 (440)	410 (570)	(75)	150 (860)	10 (22)
14,5	140	200	350		110	6
15,5	110 (270)	210 (340)	290 (420)	(45)	75 (560)	5 (14)
17,0	110	150	240		60	4
18,0	90 (220)	120 (270)	210 (300)	(40)	45 (380)	3 (7)
19,5	90	110	180		36	2
20,5	(190)	(220)	(250)	(25)	(270)	(5)

Угловые распределения для ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения, показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что это узкие распределения с максимумом под углом нуль градусов по отношению к оси бомбардирующего пучка. Полуширина углового распределения минимальна для ядер-продуктов, близких по массе к массе бомбардирующего иона ($\theta_{1/2} \simeq 4^\circ$ для ${}^6\text{He}$), и увеличивается с уменьшением их массы (до $\theta_{1/2} \simeq 9^\circ$ для дейтерия и трития). Такие угловые распределения характерны для ядер-продуктов, образующихся в реакциях фрагментации. Следует заметить, что полуширины угловых распределений для ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$, вылетающих из мишени полного поглощения, оказались несколько меньше, чем полуширины соответствующих распределений для более тонкой мишени. Это связано с тем, что средняя кинетическая энергия ядер-продуктов быстро уменьшается с увеличением угла вылета, и за счет этого происходит быстрое уменьшение эффективной рабочей толщины мишени при увеличении угла вылета.

Рис. 4 дает конкретное представление о зависимости энергетических спектров ядер-продуктов от угла вылета. На рисунке приведены энергетические спектры ядер ${}^6\text{He}$, вылетающих под углами $5, 10$ и 15° из бериллиевой мишени с толщиной 555 мг/см^2 . Видно, что увеличение угла вылета всего до $10\text{--}15^\circ$ приводит к резкому изменению формы

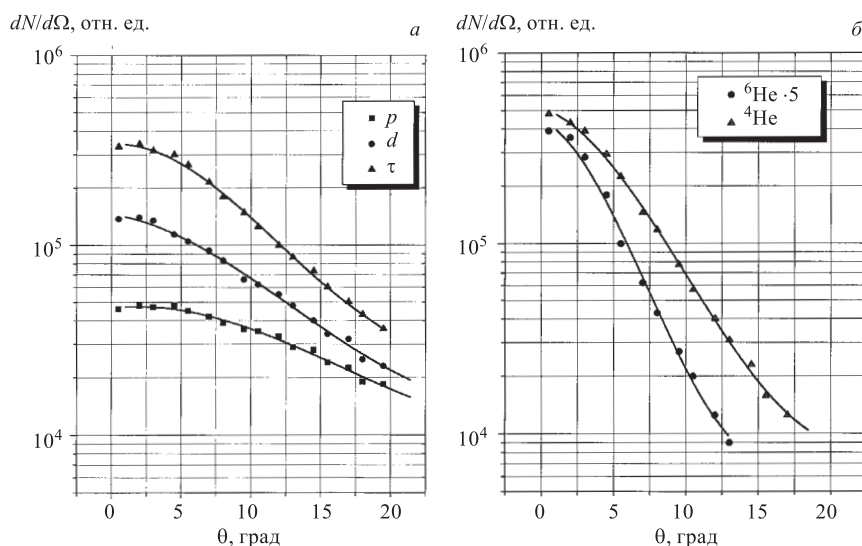


Рис. 3. Угловые распределения для ядер-продуктов а) p , d , ${}^3\text{H}$ и б) ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, вылетающих из мишени полного поглощения

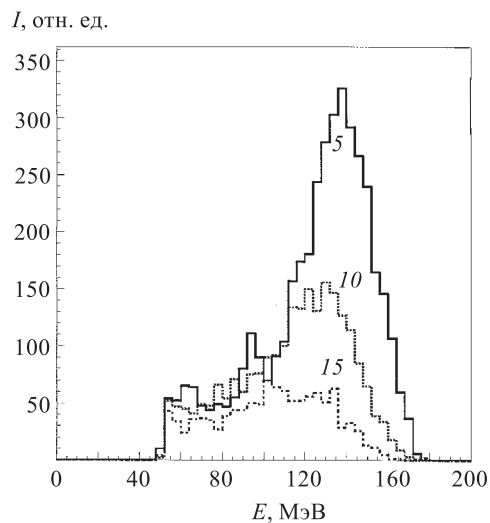


Рис. 4. Энергетические спектры ядер ${}^6\text{He}$, вылетающих под углами 5, 10 и 15° из бериллиевой мишени толщиной 555 мг/см^2

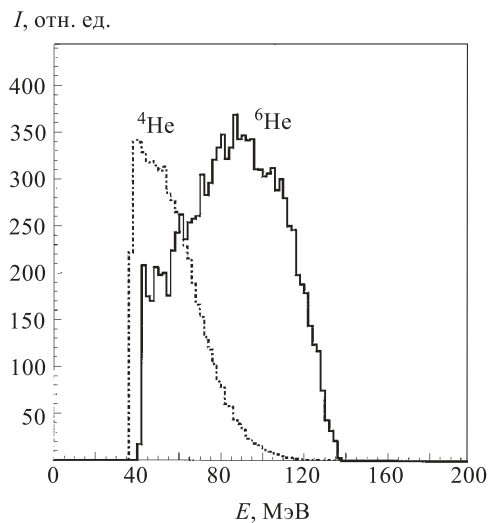


Рис. 5. Энергетические спектры нуклидов ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, вылетающих из бериллиевой мишени толщиной 1110 мг/см^2

энергетического спектра и значительному уменьшению его средней энергии. Аналогичный характер зависимости угол — энергия имеет и для других ядер-продуктов, например трития или α -частиц. Значения средних энергий на нуклон для ядер ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ и полуширины их энергетических распределений также слабо отличаются друг от друга.

При угле вылета, близком к пяти градусам, значения средних кинетических энергий составляют 22,5; 21 и 20 А МэВ для ядер ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, а полуширины распределений соответственно равны 6,5; 9 и 7 А МэВ.

Энергетические спектры нуклидов ${}^{4,6}\text{He}$, вылетающих из мишени полного поглощения и попадающих в CsI-детектор, приведены на рис. 5. Присутствующая в спектрах «отсечка» со стороны низких энергий связана с тем, что в спектре находятся только нуклиды, энергия которых достаточна для прохождения через 400-мкм кремниевый детектор. Тем

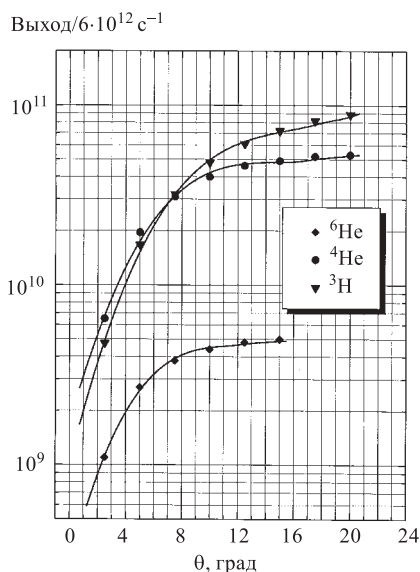


Рис. 6. Количество ядер-продуктов, попадающих в графитовый стоппер, в зависимости от его углового размера

самым в экспериментах моделировалось влияние танталовой фольги, разделяющей в разрабатываемом источнике объемы узла мишени и узла нагреваемого графитового стоппера. Как следует из рисунка, для ${}^6\text{He}$ (в отличие от ${}^4\text{He}$) относительная доля ядер, застревающих в кремниевом детекторе, мала. Таким образом, в разрабатываемом источнике возможно использование разделительных или экранирующих танталовых фольг с полной толщиной до 100 мкм и это не будет приводить к снижению интенсивности пучка ${}^6\text{He}$.

Проинтегрировав по углу ϕ данные о величинах усредненных по толщине мишени сечений образования ядер-продуктов, приведенных в табл.1, можно рассчитать количество ядер, попадающих в графитовый стоппер, в зависимости от тока пучка и максимального угла захвата стоппера. Результаты такого расчета, сделанные для мишени полного поглощения, приведены на рис. 6. Из рисунка, в частности, следует, что в стоппер с угловым размером $\Theta = 7,5^\circ$ будет попадать 80 % ядер ${}^6\text{He}$, вылетающих из мишени, а их полное количество будет составлять $4 \cdot 10^9 \cdot I$, где I — интенсивность пучка ионов ${}^7\text{Li}$, равная $6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Забегая вперед, следует отметить, что из всех исследованных реакций реакция ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ оказалась наиболее оптимальной и выигрышной для генерирования ускоренных пучков ядер ${}^6\text{He}$ как с точки зрения величины выхода, так и полуширины углового распределения ядра-продукта.

ВЫХОДЫ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИИ ${}^{11}\text{B}(32,6 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$

Измерения были сделаны для трех толщин мишеней: мишени полного поглощения ($625 \text{ мг/см}^2 \text{ Be} + 13,5 \text{ мг/см}^2 \text{ Al}$) и бериллиевых мишеней с толщинами 370 и 185 мг/см². В данной реакции в $dE-E$ -спектрах ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения наряду с изотопами водорода и гелия, с заметными выходами присутствуют также изотопы лития — ${}^{6,7,8,9}\text{Li}$ и бериллия — ${}^{9,10}\text{Be}$. Полученные в экспериментах данные об усредненных по толщине мишени дифференциальных сечениях образования ядер-продуктов в зависимости от угла их вылета приведены в табл. 2–4.

Таблица 2. Эффективное сечение образования ядер-продуктов в реакции $^{11}\text{B} + ^9\text{Be}$ (625 мг/см^2) для различных углов вылета

Θ , градусы	Сечение, $d\sigma/d\Omega$, мб/ср											
	p	d	t	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li	^8Li	^9Li	^9Be	^{10}Be
1,25	200	290	330	40	1900	80	70	310	90	30	30	180
3,75	220	270	320	40	1600	50	45	200	60	16	14	50
6,25	200	260	290	30	1300	40	30	120	20	7,0	5,0	15
8,75	180	230	240	26	930	20	17	60	17	4,0	2,0	5,0
11,25	160	200	220	20	650	14	9,0	30	9,0	2,6	0,5	1,0
13,75	160	190	190	17	460	8,0	3,7	11	5,0	1,1	–	–
16,25	140	160	160	13	310	6,0	2,0	8,0	2,4	0,6	–	–
18,75	160	170	160	12	280	4,0	2,6	5,6	1,4	0,5	–	–
21,25	140	140	130	7,3	170	3,0	1,2	2,5	0,7	0,2	–	–
23,75	120	120	100	6,7	120	1,5	0,8	1,7	–	–	–	–
26,25	100	100	80	3,9	70	1,0	0,3	0,4	–	–	–	–
28,75	80	70	50	2,5	40	0,4	0,3	0,5	–	–	–	–
31,25	60	50	40	1,7	19	0,2	–	–	–	–	–	–

Таблица 3. Эффективное сечение образования ядер-продуктов в реакции $^{11}\text{B} + ^9\text{Be}$ (370 мг/см^2) для различных углов вылета

Θ , градусы	Сечение, $d\sigma/d\Omega$, мб/ср											
	p	d	t	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li	^8Li	^9Li	^9Be	^{10}Be
3,75	400	470	540	120	4000	70	220	710	140	40	220	460
6,25	380	460	490	90	3100	60	150	450	110	35	120	180
8,75	410	400	420	90	2400	40	100	260	50	11	60	70
11,25	310	350	370	70	1800	30	60	150	40	7,4	27	36
13,75	320	330	310	60	1300	20	40	100	20	4,1	16	17
16,25	260	280	260	47	980	15	26	60	14	2,8	7,2	9,0
18,75	250	240	220	36	690	8,9	17	35	7,0	1,5	3,5	3,3
21,25	200	200	170	29	750	6,5	9,8	20	2,8	0,7	1,0	0,7

Таблица 4. Эффективное сечение образования ядер-продуктов в реакции $^{11}\text{B} + ^9\text{Be}$ (185 мг/см^2) для различных углов вылета

Θ , градусы	Сечение, $d\sigma/d\Omega$, мб/ср											
	p	d	t	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li	^8Li	^9Li	^9Be	^{10}Be
3,75	650	650	680	–	–	–	–	–	–	–	–	–
6,25	580	600	610	170	4000	80	230	610	110	30	180	210
8,75	530	590	600	170	3700	60	220	500	90	20	140	150
11,25	490	510	510	130	2800	50	150	330	60	14	90	80
13,75	390	400	370	90	1700	20	80	160	30	6,0	40	30
16,25	360	350	310	80	1300	17	50	100	20	4,0	20	16
18,75	340	310	250	60	910	11	40	80	9,0	2,0	9,0	6,0
21,25	280	260	220	50	650	8,0	20	30	7,0	0,8	5,0	3,0

Из таблиц видно, что, как и в реакции ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$, полуширины угловых распределений минимальны у ядер-продуктов, близких по массе к массе бомбардирующего иона, и увеличиваются с уменьшением массы ядра-продукта. Так, в частности, полуширина углового распределения ${}^6\text{He}$ заметно увеличилась и стала равной $\simeq 6^\circ$. В то же время для нуклидов с массой восемь (см. данные, полученные для ${}^8\text{Li}$) ее значение близко к $3,5-4,5^\circ$.

При переходе от мишени с толщиной 185 мг/см^2 к мишени с толщиной, равной 370 мг/см^2 , выход всех без исключения нуклидов возрастает в $1,5-2,0$ раза. Дальнейшее увеличение толщины мишени (до 625 мг/см^2) не приводит к увеличению выхода ядер, вылетающих из мишени. Для длиннопробежных ядер-продуктов (изотопы водорода и нейтроноизбыточные изотопы гелия) выходы остаются постоянными. Выходы относительно короткопробежных ядер-продуктов с $Z \geq 3$ уменьшаются. Такая зависимость выходов от толщины мишени качественно понятна и свидетельствует о том, что образование ядер-продуктов в канале фрагментации происходит в основном в первых $300-400 \text{ мг}$ мишени (т.е. пока энергия бомбардирующих ионов больше, чем $\simeq 15 \text{ А МэВ}$). Последующие слои мишени дают относительно малый вклад в суммарный выход нуклида и выполняют фактически только функцию тормозящего вещества.

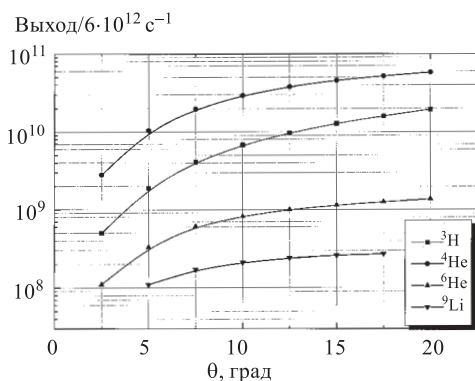


Рис. 7. Количество ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения внутрь конуса с углом, равным θ , в реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$ как функция угла θ

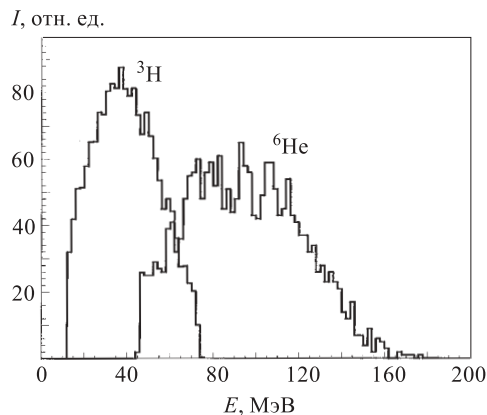


Рис. 8. Энергетические распределения для изотопов ${}^3\text{H}$ и ${}^6\text{He}$, вылетающих под углом нуль градусов из мишени с толщиной 625 мг/см^2 в реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$

Для некоторых из нуклидов, образующихся в реакции, на рис. 7 показаны интенсивности ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения внутрь конуса с углом, равным θ , при токе бомбардирующих ионов, равном $6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Из сравнения этих данных с аналогичными, полученными в реакции ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ и приведенными на рис. 6, следует, что для изотопа ${}^6\text{He}$ полный выход в первой реакции в $4-5$ раз больше. Что касается реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$, то она является наиболее перспективной для получения интенсивных пучков самого нейтронообогатленного изотопа гелия ${}^8\text{He}$, не образующегося в первой реакции. Согласно расчетам по программе INTENSITY [6], которые хорошо воспроизводят полученные нами значения для выходов изотопов ${}^6\text{He}$ и ${}^{6-9}\text{Li}$, выход изо-

топа ${}^8\text{He}$ должен составлять $\simeq (0,5-0,7) \%$ от выхода ${}^6\text{He}$. Исходя из экспериментально измеренного выхода ${}^6\text{He}$, можно ожидать, что при использовании реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$ интенсивность ядер ${}^8\text{He}$, вылетающих из мишени и тормозящихся в графитовом стопере с углом захвата $\pm 12,5^\circ$, будет составлять $(5-7) \cdot 10^6$ ядер при токе пучка ${}^{11}\text{B}$ на мишени, равном $6 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.

Энергетические спектры ядер, образующихся в реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$, качественно похожи на спектры, измеренные в реакции ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$. Однако средняя энергия ядер-продуктов, вылетающих из мишени, в данном случае существенно меньше, чем у ядер-продуктов, образующихся в реакциях с ионами лития. Как видно из рис. 8, для изотопов ${}^3\text{H}$ и ${}^6\text{He}$, вылетающих под углом нуль градусов из мишени с толщиной 625 мг/см^2 , она составляет $\simeq 15 \text{ А МэВ}$, в то время как при аналогичной толщине мишени в реакциях с ионами лития средняя энергия была на уровне $20-22 \text{ А МэВ}$. По величине средней энергии приведенные на рисунке спектры близки к спектрам ядер-продуктов, вылетающих из мишени толщиной 1100 мг/см^2 в реакции с ионами лития. Такое различие в величинах средних энергий для одинаковых ядер-продуктов при их образовании в реакциях с ионами лития и бора качественно понятно. Во-первых, начальная энергия ионов бора меньше почти на 3 А МэВ . Во-вторых, в случае реакции с ионами бора для их образования необходимо удаление большего числа нуклонов из налетающей частицы.

ВЫХОДЫ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИИ ${}^{15}\text{N}(47,5 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$

Данная реакция была интересной прежде всего с точки зрения относительно высокой энергии бомбардирующих ионов. Использование бомбардирующих ионов с высокой энергией должно приводить к соответствующему повышению средней энергии образующихся ядер-продуктов, а при фиксированной толщине мишени — к увеличению количества вылетающих из мишени ядер-продуктов за счет уменьшения доли ядер, тормозящихся в мишени. В первую очередь это относится к короткопобежным ядрам-продуктам, т.е. ядрам с большими значениями Z . Поэтому представлялось интересным провести прямое сравнение выходов для различных ядер-продуктов, вылетающих из мишеней полного поглощения в реакциях с ионами ${}^{11}\text{B}(32,6 \text{ А МэВ})$ и ${}^{15}\text{N}(47,5 \text{ А МэВ})$.

На рис. 9 приведен $dE-E$ -спектр ядер-продуктов, вылетающих под углом нуль градусов из мишени полного поглощения ($740 \text{ мг/см}^2 \text{ Be} + 13,5 \text{ мг/см}^2 \text{ Al}$) при ее облучении ионами азота. Как и следовало ожидать, в спектре ядер-продуктов с заметным выходом присутствуют изотопы всех легких элементов вплоть до бора. Полученные из экспериментальных данных значения для усредненных по полной толщине мишени дифференциальных сечений образования ядер-продуктов в зависимости от угла вылета приведены в табл.5. Сравнение приведенных в таблице величин сечений с сечениями, полученными в реакциях с ионами

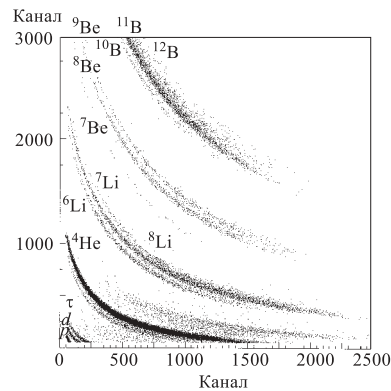


Рис. 9. $dE-E$ -спектр ядер-продуктов, вылетающих из мишени полного поглощения под углом нуль градусов в реакции ${}^{15}\text{N}(47,5 \text{ А МэВ}) + {}^9\text{Be}$

Таблица 5. Эффективное сечение образования ядер-продуктов в реакции $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ (740 мг/см²) для различных углов вылета

Θ , градусы	Сечение, $d\sigma/d\Omega$, мб/ср										
	⁴ He	⁶ He	⁶ Li	⁷ Li	⁸ Li	⁷ Be	⁹ Be	¹⁰ Be	¹⁰ B	¹¹ B	¹² B
1,25	4500	87	180	530	90	42	180	155	95	670	150
3,75	4300	71	160	440	65	33	135	100	70	370	70
6,25	3600	61	130	310	55	24	80	60	34	165	33
8,75	2800	34	85	200	50	13	40	35	13	60	12
11,25	2000	29	50	115	29	8,0	20	20	5,0	20	5,0
13,75	1400	12	30	64	16	3,3	9,0	7,0	1,2	5,0	0,7
16,25	900	10	17	34	8,0	1,8	3,5	3,0	–	0,9	–

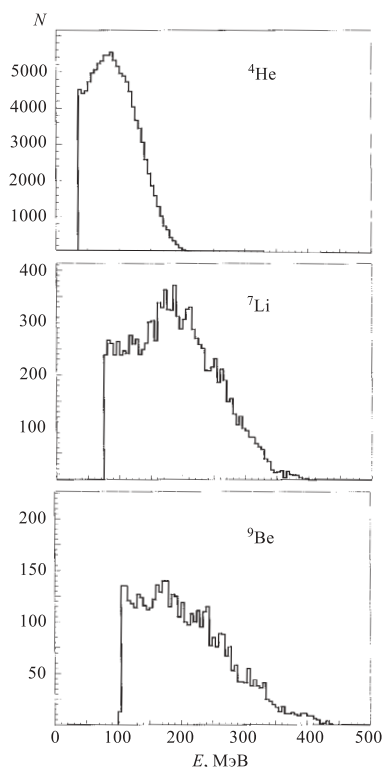


Рис. 10. Энергетические спектры изотопов ^4He , ^7Li и ^9Be , вылетающих из мишени полного поглощения под углом нуль градусов в реакции $^{15}\text{N}(47,5 \text{ А МэВ}) + ^9\text{Be}$

пучка азота выходы, близкие к 100 %, можно получить также для изотопов лития и

бора (см. табл. 4), показывает, что переход к ионам азота с энергией 47,5 А МэВ приводит к увеличению выходов нейтронообогащенных изотопов элементов с $Z \leq 3$ в 1,5–2,0 раза. Однако в основном это обусловлено тем, что угловые распределения для этих ядер-продуктов стали более широкими. Значительное увеличение выходов (в 5–10 раз) наблюдается только для нейтронодефицитных изотопов и изотопов ядер с $Z \geq 4$, что связано с увеличением их средней энергии и, соответственно, длины пробега. Из энергетических спектров, приведенных на рис. 10, следует, что на выходе из мишени средняя энергия для ядер-продуктов составляет: для изотопов гелия и лития $\approx 25 \text{ А МэВ}$, для изотопов бериллия $\approx 20 \text{ А МэВ}$. По виду спектров можно рассчитывать, по крайней мере, на 50 %-ный вылет из мишени образовавшихся в реакции изотопов, даже в случае изотопов бериллия. Таким образом, реакцию $^{15}\text{N} + ^9\text{Be}$ можно рассматривать как наиболее благоприятную для получения интенсивных пучков нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных изотопов лития и бериллия при использовании конструкции источника с разделенными мишенью и стопером.

В заключение кратко подытожим основные полученные результаты. Проведенные нами исследования по измерению выходов продуктов ядерных реакций из толстых бериллиевых мишеней при их облучении пучками ^7Li , ^{11}B и ^{15}N показали, что

а) для всех трех реакций, даже при толщинах мишеней, равных пробегу ионов первичного пучка, происходит 100 %-ный вылет из мишеней нейтронообогащенных изотопов гелия — $^{6,8}\text{He}$. При использовании

бериллия;

б) полуширины угловых распределений вылетающих из мишени нуклидов возрастают с увеличением разности между массой бомбардирующего иона и массой ядра-продукта (т.е. с ростом массы бомбардирующего иона для фиксированного ядра-продукта). Однако во всех трех реакциях они остаются относительно небольшими по абсолютной величине. Так, например, полуширина углового распределения для изотопа ${}^6\text{He}$ увеличивается с 4 до $\simeq 10^\circ$ при переходе от бомбардирующих ионов лития к ионам азота;

в) средние энергии вылетающих из мишеней изотопов гелия определяются в основном энергией бомбардирующего иона и для исследованных реакций лежат в интервале от 15 до 25 А МэВ. Для нуклидов с большими значениями Z средняя энергия на выходе из мишени определяется также и их торможением в мишени.

Из полученных данных следует, что все три реакции можно успешно использовать для получения интенсивных пучков нейтронообогащенных атомов гелия в источнике с разделенными производящей мишенью и тормозящим поглотителем. Однако наиболее оптимальным, на наш взгляд, представляется использование реакции ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ для получения пучков ${}^6\text{He}$ и реакции ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$ для получения пучков ${}^8\text{He}$.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору Ю.Ц. Оганесяну за инициирование и поддержку настоящей работы, а также А.Н. Лебедеву и коллективу ускорителя МЦ-400 за обеспечение облучений.

Литература

1. Gulbekian G.G., Oganessian Yu.Ts. — In: Proc. Int. Conf. «Nuclear Shells — 50 Years», April 21–24, 1999, Dubna, Russia, by ed. Oganessian Yu.Ts., Kalpakchieva R. Singapore, World Scientific, 1999, p.61.
2. Rodin A.M., Sidorchuk S.I., Stepantsov S.V. et al. — Nucl. Instr. and Meth. B, 1997, v.126, p.236.
3. Wolski R., Fomichev A.S., Rodin A.M. et al. — Phys. Lett. B, 1999, v.467, p.8.
4. Northcliff R.C., Shilling R.F. — Nucl. Data Tables, 1970, v.A7, p.233.
5. Horn D. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.A320, p.273.
6. Winger J.A., Sherrill B.M., Morressey D.J. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.380.

Рукопись поступила 28 августа 2000 года.