

471
-17
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Ван Юн-юй, В.В. Кузнецов, М.Я. Кузнецова, В.А. Халкин

P-471

ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

(α , xn) НА ВИСМУТЕ

ЖСЭТФ, 1960, т 39, в 2, с 230-234.

Ван Юн-юй, В.В. Кузнецов, М.Я. Кузнецова, В.А. Халкин

P-471

ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ РЕАКЦИЙ
(α, xn) НА ВИСМУТЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

568/10 ур.

А н н о т а ц и я

Радиохимическим методом определены абсолютные сечения образования и относительные выходы At^{210} и At^{211} из висмута, облученного протонами с энергией от 120 до 660 Мэв. Изотопы аstatина в данном случае образуются по реакциям / $\alpha, \chi n$ / , при захвате ядрами мишени α -частиц с энергией $E_\alpha > 20$ Мэв, возникающих в результате реакции глубокого расщепления. На основании экспериментальных данных были рассчитаны сечения образования α -частиц с энергией $E_\alpha > 20$ Мэв и оценена форма их энергетического спектра.

В в е д е н и е

При расщеплении сложных ядер протонами высоких энергий образуются α - частицы, часть которых обладает достаточно большой энергией для того, чтобы вызвать вторичные реакции на ядрах мишени /1/, /2/, /3/, /4/.

Определение выходов вторичных реакций позволяет сделать заключение о форме спектра быстрых α - частиц и оценить величину сечения их образования. Таким методом была определена форма спектра и сечение образования быстрых α - частиц, возникающих при расщеплении висмута /1/ и золота /2/.

Хотя в обеих работах облучались моноизотопные, близкие по атомному номеру элементы, спектры быстрых α - частиц заметно отличаются по форме друг от друга. Кроме того, сечение образования α - частиц с $E_\alpha > 20$ Мэв из висмута оказалось равным $5-6,3 \cdot 10^{-25}$ см², что в 3-4 раза больше сечения $1,5-1,6 \cdot 10^{-25}$ см², которое было оценено из данных работы Перфилова и Остроумова /5/, выполненной методом трехслойных фотопластинок.

Вследствие вышеуказанных различий, нам казалось полезным повторить работу /1/ и выяснить причину наблюдавшихся расхождений.

Экспериментальная часть

Работа выполнялась с висмутом высокой чистоты, суммарное содержание примесей в котором было меньше $10^{-4}\%$. Облучение мишеней проводилось на синхротронной Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Энергия протонов менялась от 120 Мэв до 660 Мэв путем установки мишеней на различные радиусы орбиты ускоряемых протонов внутри вакуумной камеры ускорителя.

Чтобы предотвратить потери астатина во время облучения за счет разогрева мишени, висмут запаивался в кварцевую ампулу с внешним диаметром $3,9 \pm 0,1$ мм, толщиной стенки 0,5 - 0,6 мм и длиной 30 мм. Металл занимал примерно половину объема ампулы. Длительность облучения менялась от 5 до 15 минут. Интенсивность протонного пучка оценивалась по образованию Na^{24}

в алюминиевой фольге, обернутой вокруг нижней половины ампулы, занятой металлом.

Спустя три часа после окончания облучения, висмут растворялся в 5 мл концентрированной азотной кислоты в колбе с обратным холодильником. К раствору добавлялось 40 мл 8М HCl , насыщенной хлором, и астатин экстрагировался 60 мл диизопропилового эфира / фракция с температурой кипения $69-71^{\circ}C$ /. Органический слой промывался дважды 20 мл 8М HCl . Реэкстракция астатина проводилась 40 мл 0,1 М Na_2SnO_2 в 2М $NaOH$. К щелочному раствору добавлялось приблизительно 20 мг теллура / Na_2TeO_3 / и 2-3 мг лантана / $LaCl_3$ /. Выпавший осадок отфильтровывался через стеклянный фильтр № 4. Фильтрат подкислялся 20 мл концентрированной HCl , содержащей 0,05 мг Te на мл, и при энергичном перемешивании в три приема добавлялись еще 4 мг Te /солянокислый раствор/. Осадок элементарного Te , содержащий астатин, промывался 8М HCl и водой.

Продолжительность выделения составила 1,5-2 часа. По этой методике удается извлечь $75 \pm 10\%$ астатина.

Суспензия Te в воде равномерно наносилась на диск из нержавеющей стали диаметром 2 см и высушивалась на водяной бане.

Во избежание механических потерь Te при измерениях препарат сверху закрывался пленкой из нитроцеллюлозы /0,02 мг/см²/.

Поглощение α -частиц в слое Te и покрывающей пленке определялось экспериментально. Для этой цели сравнивалась α -радиоактивность равных количеств астатина: 1/ соосажденного с Te и покрытого пленкой и 2/ нанесенного из азотнокислого раствора на полированный платиновый диск. В последнем случае препарат астатина был без носителя и поглощение α -частиц в слое отсутствовало. Опыт показал, что в слое Te и покрывающей пленке поглощается 25% α -частиц At^{211} / $E_{\alpha} = 5,86$ Мэв / и Po^{211} /7,44 Мэв / и 30% α -частиц Po^{210} /5,3 Мэв/.

α -активность астатинсодержащих препаратов теллура измерялась при помощи сцинтилляционного счетчика - фотоумножителя ФЭУ-19 со сцинтиллятором $ZnS(Ag)$. Естественный фон измерительной аппаратуры составляет 10-20 имп/час. Полная эффективность, определенная при помощи α -эталоны / Pu^{239} /5,15 Мэв/, была найдена равной $\sim 35\%$.

При измерениях было обнаружено, что радиоактивность всех препаратов спадает по двум периодам полураспада: $7,3 \pm 0,2$ часа и ~ 140 дней, которые принадлежат At^{211} и Po^{210} , соответственно. Po^{210} образуется при распаде At^{210} / $T_{1/2} = 8,3$ часа К-захват/.

Активность образцов монитора / Na^{24} / измерялась торцовым счетчиком Гейгера-Мюллера МСТ-40. Полная эффективность, определенная при помощи β -эталоны Sr^{89} / $T_{1/2} = 51$ день, $E_{\beta} = 1,46$ Мэв/, была равна $\sim 20\%$.

Результаты

Абсолютные сечения образования At^{210} и At^{211} ^{х/} при различных энергиях бомбардирующих протонов приведены в таблице №1. В графе №4 приводится отношение сечений образования At^{210} к At^{211} . Сечения образования изотопов астатина определены с точностью $\pm 30\%$. Ошибка в определении отношения $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}}$ не превышает $\pm 15\%$.

Как видно из результатов, приведенных в таблице №1, сечение образования изотопов астатина возрастает в ~ 5 раз с увеличением энергии бомбардирующих протонов от 120 до 600 Мэв. Наиболее резко сечение растет до 300-400 Мэв. Отношение сечений $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}}$ как функция энергии налетающих протонов остается неизменным, в пределах ошибок эксперимента. Это указывает на то, что форма спектра α -частиц, образующихся при расщеплении висмута, практически не меняется в интервале энергий протонов 120-660 Мэв.

^{х/} Под абсолютным сечением образования изотопов астатина из висмута под действием быстрых протонов следует понимать величину:

$$\sigma_{At}^p = n \int_{20 \text{ Мэв}}^{\infty} \tilde{\sigma}_{\alpha}(E) dE \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{At}^{\alpha}(E)}{-dE/dx} dE,$$

где n - число ядер висмута в 1 см^2 , $\tilde{\sigma}_{\alpha}(E)$ - сечение рождения α -частиц на ядрах мишени под действием протонов / в $\text{см}^2 \text{ Мэв}$ / , $\sigma_{At}^{\alpha}(E)$ - сечение образования изотопов астатина под действием α -частиц, dE/dx - потери энергии α -частиц в веществе мишени.

Исходя из спектра α -частиц /рис.1/, можно показать, что при облучении толстых образцов /при $\delta > 1 \text{ мм}$ / σ_{At}^p не зависит от толщины мишени.

Т а б л и ц а № 1

E_p , энергия протонов	$\sigma_{At^{211}}$	$\sigma_{At^{210}}$	$\sigma_{At^{210}}/\sigma_{At^{211}}$
130 МэВ	$0,52 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$0,33 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,63
170 ^{x)}	$1,28 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$1,05 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,8
300	$1,96 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$1,18 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,60
400	$1,92 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$1,58 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,82
480 ^{x)}	$2,52 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$2,10 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,8
530	$2,82 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$2,28 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,81
580	$2,26 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$1,67 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,66
660	$2,60 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	$2,14 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$	0,82

Завышенные значения сечений образования At^{211} , а, следовательно, и $\sigma_{\alpha} / E_{\alpha} > 20 \text{ МэВ/}$, полученные в работе /1/, объясняются тем, что при обработке экспериментальных данных не учитывался факт регистрации At^{211} по α - излучению дочернего элемента Po^{211} / $T_{1/2} = 0,52 \text{ сек}$, $E = 7,44 \text{ МэВ/}$. Если результаты этой работы исправить соответствующим образом, то полученные величины сечений образования At^{211} хорошо согласуются с нашими данными /см. табл. № 1/.

Сравнение наших данных о сечениях образования продуктов вторичных реакций / $E_p = 400 \text{ МэВ/}$ с результатами работы /2/, выполненной на золоте / $E_p = 380 \text{ МэВ/}$, показывает, что сечения образования продуктов вторичной реакции / $\alpha, 2n$ / удовлетворительно согласуются друг с другом: $1,92 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ на висмуте и $2,25 \pm 0,5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ на золоте. Однако сечения продуктов / $\alpha, 3n$ / реакций заметно отличаются друг от друга: $1,58 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ / Bi / и $4,2 \pm 0,8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ / Au /.

x/ Исправленные результаты работы /1/.

Из полученных нами экспериментальных данных были рассчитаны сечения образования α -частиц с энергией больше 20 Мэв /таблица 2/ и форма их спектра. Используемая схема расчета подробно описана в работе /1/.

Т а б л и ц а № 2

Ер Мэв	130	170 ^{x/}	300	400	480 ^{x/}
$E_{\alpha} > 20$ Мэв см ²	$0,42 \cdot 10^{-25}$	$1,03 \cdot 10^{-25}$	$1,58 \cdot 10^{-25}$	$1,55 \cdot 10^{-25}$	$2,03 \cdot 10^{-25}$
	530	580	660		
	$2,28 \cdot 10^{-25}$	$1,82 \cdot 10^{-25}$	$2,1 \cdot 10^{-25}$		

Величины пробегов Δl , при потере энергии от $E + \Delta E$ до E , α -частиц в веществе рассчитывались по известным формулам /6/. Функции возбуждения / $d, 2n$ / и / $d, 3n$ / взяты из работ /7/, /8/, /9/, /10/. Спадающая часть функции возбуждения реакции / $d, 3n$ / в интервале от 43 до 60 Мэв рассчитана по формулам Джаксона /11/. Температура ядра в этих расчетах принималась равной 1,5 Мэв, а энергия связи нейтронов вычислялась из таблиц, приведенных в работе /12/, /13/^{xx/}.

Форма спектра α -частиц выбрана в виде:

$$\rho(E) = \frac{E - \nu}{\tau^2} \exp\left(-\frac{E - \nu}{\tau}\right), \quad /1/$$

^{x/} Исправленные результаты работы /1/.

^{xx/} Поперечные сечения захвата α -частиц ядром Bi рассчитывались по формуле, предложенной Бабиковым В.В. /14/.

где E - энергия α - частиц, а параметры V и T подбирались так, чтобы удовлетворить среднему наблюдаемому на опыте отношению сечений $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}} = 0,74$ /таблица 3/ и чтобы спектр имел спадающую форму.

Т а б л и ц а № 3

T Мэв	V Мэв	Рассчитанное отношение $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}}$
5,5	13	0,61
5	17	0,82
5	19	0,67
5,5	15	0,70
5,5	17	0,72
6	12	0,73
6	13	0,76
6	15	0,78
6	17	0,82

Рассчитанный спектр для $T = 6$ Мэв и $V = 12$ Мэв, как наиболее хорошо удовлетворяющий средней величине экспериментального отношения $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}} = 0,74$, приведен на рисунке № 1. На этом же рисунке приведен спектр α - частиц, образующихся при расщеплении висмута и вольфрама /5/, и спектр α - частиц, рассчитанный в работе /2/ на основании экспериментальных данных по вторичным реакциям на золоте. Кривые рис. 1 нормированы таким образом, что площади под кривыми пропорциональны сечениям образования α - частиц соответствующих энергий. Обращает на себя внимание различие энергетических спектров α - частиц, рассчитанных из выходов вторичных реакций на висмуте и золоте. В последнем случае спектр имеет более пологую форму, а сечение образования α - частиц оказывается выше, чем на висмуте. Нам кажется, что расхождение обусловлено возможной ошибкой в определении относительных выходов изотопов таллия из-за сложности разложения суммарной кривой распада этих ядер. Объяснить наблюдаемое различие за счет особенностей функций возбужде-

ния реакций $\alpha, \chi n$ / на золоте нельзя, так как расчет, проделанный нами по формулам Джаксона /11/, показал, что функции возбуждения на золоте оказались почти такими же как на висмуте. Странно, что авторы /2/ учитывают α - частицы, начиная с 27 Мэв, тогда как экспериментальная функция возбуждения реакции $\alpha, 2n$ / на висмуте и рассчитанная - на золоте - начинаются при энергии α - частиц около 20 Мэв.

Образование α - частиц с энергией больше 20 Мэв, энергетический спектр которых приведен на рис. 1, нельзя объяснить исключительно механизмом испарения. Спектр α - частиц, удовлетворяющий экспериментальному отношению сечений образования изотопов аstatина $\sigma_{At^{210}} / \sigma_{At^{211}}$, можно объяснить испарением α - частиц только при энергии возбуждения ядра висмута около 600 Мэв. Такая энергия возбуждения ядра висмута мало вероятна для протонов с энергией 660 Мэв и совершенно исключается для протонов меньших энергий.

Учитывая тот факт, что форма энергетического спектра α - частиц, образующихся при расщеплении ядер висмута, в пределах чувствительности нашего эксперимента, не зависит от энергии бомбардирующих протонов, можно сделать вывод, что даже при максимальных энергиях возбуждения, возможных в нашем случае, полученный нами спектр α - частиц не может быть объяснен теорией испарения. Действительно, испарительные спектры α - частиц с энергией больше 20 Мэв, рассчитанные нами для средних энергий возбуждения ядра висмута ($E_{\text{возб}}$) протонами с энергией 120 Мэв и 660 Мэв, имеют более крутой спад.

Испарительные спектры были рассчитаны по формуле /1/, где $\tau_c = \sqrt{C \cdot E_{\text{возб}}}$ температура ядра / $C = \frac{12,4}{A}$, A - атомный вес / /15/, а V - кулоновский барьер для вылета α - частиц из возбужденного ядра висмута. Снижение кулоновского барьера учитывалось как по формуле $V = 0,83 V_{\text{кл}} / 1 + \frac{E_{\text{возб}}}{200}$ /15/, так и по формуле $V = 0,83 V_{\text{кл}} \cdot (1 - \frac{\tau_c^2}{\tau_c^2})$, где $\tau_c = 9$ Мэв /16/. Средняя энергия возбуждения ядра висмута принималась на основе данных работы /17/ равной 190 Мэв и 80 Мэв для протонов с энергией 660 Мэв и 120 Мэв, соответственно.

Если предположить, что все α - частицы с энергией 20 Мэв испарительного происхождения, то из проведенных расчетов следует, что в среднем поло-

вина α -частиц с $E_\alpha > 20$ Мэв образуется по иному механизму, чем испарение α -частиц из равномерно нагретого возбужденного ядра.

Мы считаем, что разумно объяснить образование быстрых α -частиц выбиванием их из периферической области ядра в процессе внутриядерного каскада /18/.

Авторы благодарят Б.В.Курчатова за постоянный интерес к работе и ценные советы и В.Н.Мехедова за ряд критических замечаний.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. Б.В.Курчатова, В.Н.Мехедова, Л.В.Чистякова, М.Я.Кузнецова, Н.И.Борисова, В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, т.35, вып. 1 /7/ 1958г.
2. A.E. Metzger, L.M. Miller. *Phys.Rev.* 113, 1125, (1959).
3. М.Я.Кузнецова, В.Н.Мехедова, В.А.Халкин, Атомная энергия т.4, 455, /1958/.
4. R.E. Batzel, D.K. Miller, L.T. Seaborg. *Phys.Rev.*, 84, 671, (1951).
5. Н.А.Перфилов, В.А.Остроумов. ДАН СССР, 103, 227, /1955/.
6. Б.Росси "Частицы больших энергий" ГИТТЛ, Москва /1955 г./.
7. C.W. Barton, A. Chiorso, J. Perlman. *Phys.Rev.* 82, 13, (1951).
8. E.L. Kelly, E. Segre. *Phys.Rev.*, 75, 995, (1949).
9. Walter John. *Phys. Rev.*, 103, 704, (1956).

10. W.J. Ramler, J. Wing, D.J. Henderson, J.R. Huizenga. *Phys.Rev.*, 114, 154, (1959).
11. J. D. Jackson, *Can. Journal of Physics*, 34, 767, (1956).
12. A.H. Wapstra. *Physica XXI*, 367, (1955).
13. J.R. Huizinga. *Physica XXI*, 410, (1955).
14. В.В. Бабилов. *ЖЭТФ*, т. 38, № 1 /1960/.
15. K.J. Le Couteur. *Proc.Phys.Soc. (London)* A63, 259, (1950).
16. J.Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins. *Phys.Rev.* 111, 1659, (1958).
17. N. Metropolis, R.Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander and A. Turkevich. *Phys.Rev.* 110, 204, (1958).
18. В.А. Остроумов, Р.А. Филов. *ЖЭТФ*, 37, 643 /1959 г./.

568/10
49.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

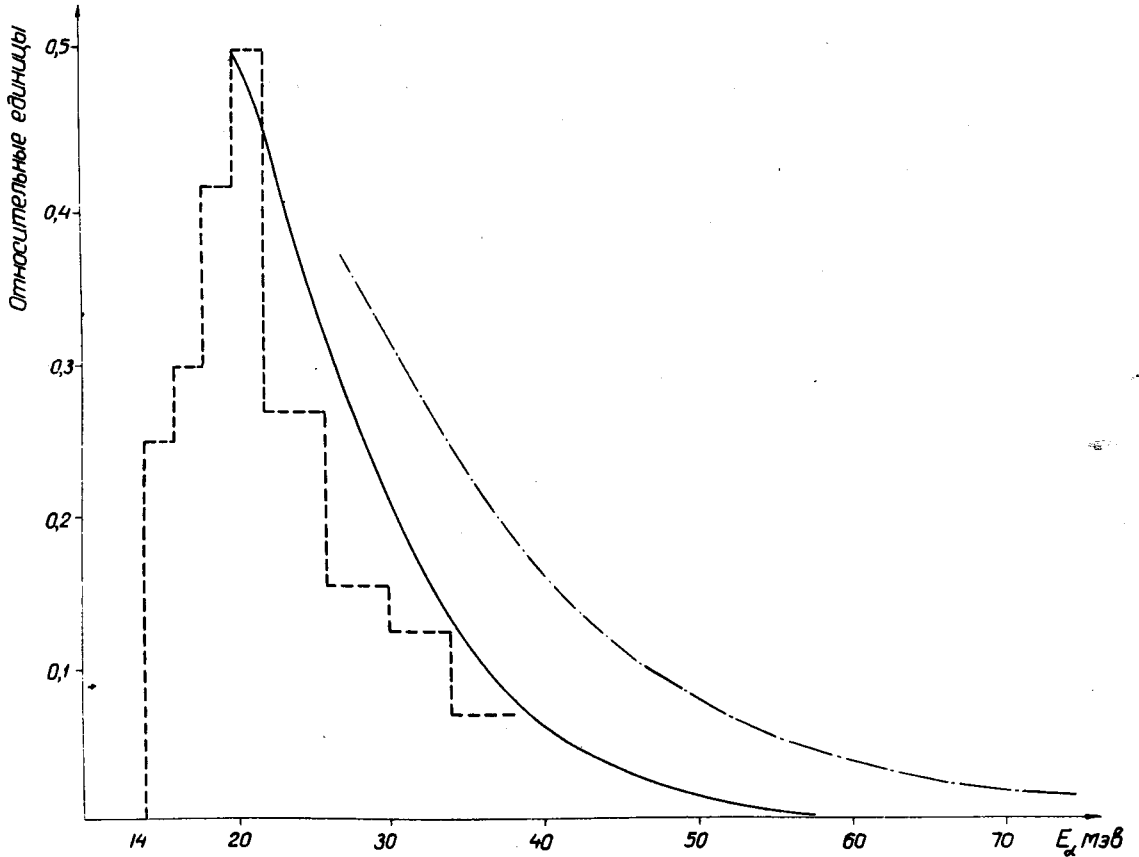


Рис. 1. Спектры быстрых α -частиц. Сплошная кривая - спектр, рассчитанный из выходов $^{85}\text{At}^{210}$ и $^{85}\text{At}^{211}$ из Bi; штрих-пунктирная кривая - спектр из работы /2/, рассчитанный из выходов изотопов таллия из золота; пунктирная линия - усредненный спектр α - частиц, вылетающих из Bi и W /5/.