

8. И. А. Бочвар и др. Neutron Monitoring. Proc. Symp. Vienna, IAEA, 1967, p. 459.
9. Ю. А. Егоров, В. И. Жарков, Ю. В. Орлов. «Атомная энергия», 28, 170 (1970).
10. Ю. С. Рябухин и др. «Мед. радиология», 14, 66 (1969).
11. А. И. Лейпунский и др. «Атомная энергия», 5, 277 (1958).
12. Р. Д. Васильев и др. В сб. «Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях». М., ВНИИФТРИ, 1971, стр. 130.
13. А. А. Черноярский, В. И. Кухтевич, В. С. Медик. В сб. «Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок». Т. 7, Мелекес, 1969, стр. 5.
14. J. Dennis et al. AERE-R, 1970, p. 6498.

Зависимость асимметрии фотоделения Np^{237} от максимальной энергии тормозного излучения

М. Я. КОНДРАТЬКО, В. Н. КОРИНЕЦ, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 537.531.9

Измерены выходы некоторых продуктов симметричного и асимметричного деления Np^{237} тормозным излучением в интервале максимальных энергий $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 10 \div 24 \text{ Мэв}$. Работа выполнена радиохимическим методом. Облучение проводили на бетатроне с максимальной энергией электронов 30 Мэв. Мишень облучали в специальном стакане, вмонтированном в ускорительную камеру и позволявшем без нарушения герметичности вводить и вынимать облучаемый образец [1]. Электронный пучок сбрасывался на донную часть стакана, тормозное излучение генерировалось в вольфрамовом радиаторе и в облучаемом образце.

Энергетическую калибровку бетатрона проводили по фотонейтронным реакциям с известными порогоми. Погрешность измерения энергии с учетом нестабильности напряжения на обмотках магнита составляла 0,15 Мэв. Изменение энергии осуществляли с помощью

электронной схемы, задающей фазовый сдвиг между импульсом инъекции электронов в камеру и сбросом их на мишень.

В работе использовали метод сбора осколков отдачи. Мишень собирали из тонких слоев NpO_2 (200 мкг/см^2), вожженных в алюминиевую подложку. Слои делящегося вещества прилежали к коллекторным слоям алюминиевой фольги толщиной 5,4 мг/см^2 . После облучения коллекторы растворяли в концентрированной азотной кислоте, в которую предварительно добавляли известные количества стабильных изотопных носителей. Далее раствор подвергали стандартным радиохимическим процедурам очистки и выделения изотопов. Конечные осадки наносили равномерными слоями толщиной 1—3 мг/см^2 на проводящие подложки (1,36 мг/см^2). Бета-активность измеряли в проточных 4π-счетчиках.

Для введения небольших поправок на самопоглощение и поглощение в подложке использовали результаты калибровки тех же счетчиков по эталонным препаратам с различной энергией излучения [2].

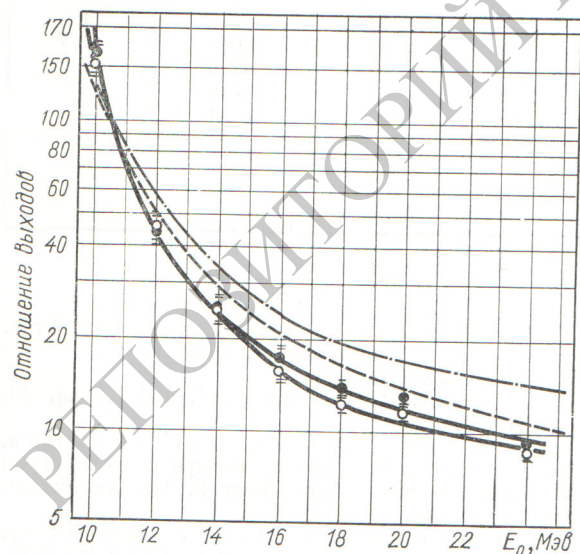
В качестве осколков, характерных для симметричного деления, были выбраны Cd^{115} , 117 , а в качестве осколков, близких к симметричным, — Pd^{109} , 112 и Ag^{111} , 113 . Выходы всех изотопов измеряли по отношению к выходу Ba^{140} .

Кривые радиоактивного распада обрабатывали методом наименьших квадратов с вводом известных констант распада [3]. При обработке результатов для массового числа 117 соотношения ветвей распада Ag^{117} ($T_{1/2} = 1,1 \text{ мин}$), ведущих к образованию Cd^{117m} ($T_{1/2} = 3 \text{ ч}$) и Cd^{117} ($T_{1/2} = 50 \text{ мин}$), принимались равными 0,82:0,18 [4, 5].

Абсолютные активности, исправленные на химический выход, пересчитывали к активности насыщения A_i^{∞} . Относительные выходы определяли как отношение

$$\frac{A_i^{\infty}}{A_{\text{Ba}^{140}}^{\infty}} = \frac{Y_i}{Y_{\text{Ba}^{140}}}. \text{ Результаты, усредненные по двум-четы-$$

рем измерениям, приведены в таблице и на рисунке. Были измерены также относительные выходы Ru^{103} и Ru^{105} при максимальных энергиях 24 Мэв (соответственно равные 0,925 и 0,548), 20 Мэв (1,011 и 0,594) и 14 Мэв (0,867 и 0,584). Относительная ошибка приведенных результатов составляла 10—15% при $E_{\gamma}^{\text{макс}}$, равном 10 и 12 Мэв, и 5—7% при более высоких энергиях.



Отношение «пика к впадине» при фотоделении Np^{237} и U^{235} . Данные настоящей работы по реакции Np^{237} (γ , f): ● — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Cd}^{115}}$; ○ — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Cd}^{117}}$. Данные работы [6] по реакции U^{235} (γ , f): — · — — — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Ca}^{115}}$; — — — — $Y_{\text{Ba}^{140}}/Y_{\text{Cd}^{117}}$.

Сравнение результатов показывает, что относительные выходы массовых цепочек 112, 113, 115 и 117 равны в пределах ошибки измерения и быстро увеличиваются с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. Выходы Pd^{109} и Ag^{111} имеют менее крутой рост с увеличением энергии. При росте $E_{\gamma}^{макс}$ от 10 до 24 Мэв отношение выходов Pd^{109} к среднему значению выходов симметричного деления уменьшается от 8 до 2,2, для Ag^{111} аналогичная величина изменяется от 3,4 до 1,3, что свидетельствует о более быстром увеличении выхода осколков симметричного деления Np^{237} с ростом энергии возбуждения. Измеренные выходы Ru^{103} и Ru^{105} практически не зависят от $E_{\gamma}^{макс}$ в интервале 14–24 Мэв.

На рисунке приведены данные для фотоделения U^{235} , полученные аналогичным методом [6]. Сравнение результатов свидетельствует о несколько большей асимметрии фотоделения Np^{237} при $E_{\gamma}^{макс} = 10$ Мэв и меньшей асимметрии при $E_{\gamma}^{макс} = 12 \div 24$ Мэв. При фотоделении Np^{237} отсутствует нерегулярность в области симметричного деления, проявляющаяся в систематическом завышении выхода масс 115 и 117 над 111 и 113 для фотоделения U^{235} .

Поступило в Редакцию 23/V 1972 г.

Относительные выходы продуктов фотоделения

$E_{\gamma}^{макс}$, Мэв	$\frac{Y_{Pd^{109}}}{Y_{Ba^{140}}}$	$\frac{Y_{Ag^{111}}}{Y_{Ba^{140}}}$	$\frac{Y_{Pd^{112}}}{Y_{Ba^{140}}}$	$\frac{Y_{Ag^{113}}}{Y_{Ba^{140}}}$	$\frac{Y_{Cd^{115}}}{Y_{Ba^{140}}}$	$\frac{Y_{Cd^{117}}}{Y_{Ba^{140}}}$
10	0,044	0,019	0,0062	0,0055	0,0064	0,0055
12	—	0,040	0,029	0,023	0,025	0,023
14	0,138	0,0652	0,0429	0,0433	0,0451	0,0415
16	0,147	0,0950	0,0624	0,0627	0,0657	0,0570
20	0,182	0,109	0,0968	0,0827	0,0877	0,0816
24	0,248	0,145	0,114	0,106	0,116	0,110

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Я. Кондратько, О. П. Никотин, К. А. Петржак. «Атомная энергия», 27, 544 (1969).
2. М. Я. Кондратько, О. П. Никотин, К. А. Петржак. «Приборы и техника эксперимента», 3, 47 (1964).
3. Б. С. Железов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. $A \geq 100$. М., Изд-во АН СССР, 1963.
4. T. Kivikas, B. Forkman. Nucl. Phys., 64, 420 (1965).
5. М. Я. Кондратько, К. А. Петржак. «Атомная энергия», 23, 559 (1967).
6. М. Я. Кондратько, К. А. Петржак. «Атомная энергия», 20, 514 (1966).

Гамма-активационный анализ углерода в тории и уране

А. Ф. ГОРЕНКО; Н. А. СКАКУН, Г. М. ШЕВЧЕНКО,
А. С. ЗАДВОРНЫЙ, Н. И. БУГАЕВА, А. П. КЛЮЧАРЕВ

УДК 543.52:546.21

Интерес к анализу углерода, азота и кислорода, содержащихся в тории и уране, вызван существенным влиянием указанных примесей на механические и физические свойства этих веществ. Наибольшее влияние, по-видимому, оказывает углерод [1.] Известные способы количественного определения углерода в уране и тории основаны на сжигании образца в токе кислорода: выделившийся углекислый газ избирательно извлекают из потока кислорода и определяют его количество весовым, манометрическим, кондуктометрическим или иным методом [2].

При анализе тория, а также карбидов урана и тория образцы сжигаются в присутствии плавня. Чистота плавня и потока кислорода, используемого для сжигания, оказывают существенное влияние на точность анализа. Чем чище металл, тем заметнее влияние. Определенные погрешности вносят также поверхностные загрязнения образца, но основным недостатком таких методов анализа является низкая чувствительность используемых детекторов: 0,01–0,001 вес.%. Однако в ряде случаев требуется определить примеси углерода с более высокой чувствительностью.

Применение более чувствительных методов активационного анализа без разрушения образца также затруднительно, так как при облучении нейтронами или γ -квантами ядра урана и тория активируются и испыты-

вают деление. Для этих целей целесообразно использовать заряженные частицы. Для протонов кулоновский барьер составляет ~ 10 Мэв, что выше порога реакции $C^{13}(p, n)$ и энергии первого резонанса реакции $C^{12}(p, \gamma)$. Недостаток такого метода анализа — определение углерода у поверхности образцов, небольшая чувствительность и невысокая точность [3] ввиду помех, связанных с ограниченным проникновением протонов в глубь образца, и другие причины.

Большая чувствительность определения углерода в делящихся элементах и материалах на их основе достигается при выгорании углерода в потоке кислорода из предварительно облученных γ -квантами образцов. В этом случае C^{11} , образующийся в реакции $C^{12}(\gamma, n)$, избирательно извлекается из активной матрицы, как и при химических методах анализа, а количество собранного $C^{11}O_2$ определяется по распаду радиоактивного изотопа углерода чувствительным ядерным детектором.

В настоящей работе образец облучался тормозными γ -квантами, генерируемыми на вольфрамовом конвертере пучком электронов с энергией 30 Мэв. Сечение реакции $C^{12}(\gamma, n)$ C^{11} достаточно велико, а период полураспада, равный 20,74 мин, удобен для анализа. После облучения образец переносится в установку [4] для определения углерода методом окислительного