

> 22 Мэв облучение никеля нецелесообразно, так как начинаются реакции с вылетом трех частиц и возрастают примеси долгоживущих изотопов кобальта. При облучении никеля протонами по реакции $Ni^{58}(p, \alpha)Co^{55} \rightarrow Fe^{55}$ образуется также изотоп Fe^{55} ($T_{1/2} = 2,6$ года), который может быть выделен без носителя и использован.

Рисунок показывает, что получать Co^{57} из железа при $E_d > 7,5$ Мэв нецелесообразно ввиду быстрого нарастания примеси изотопа Co^{56} с увеличением энергии дейтронов.

Полученные нами значения выходов Co^{57} при облучении протонами удовлетворительно согласуются с работой [6], при облучении дейтронами — с работой [2] и α -частицами — с работой [11]. Выход Co^{57} при облучении протонами в основном определяется реакцией $Ni^{58}(p, 2p)Co^{57}$ [12], при облучении α -частицами — реакцией $Ni^{57}(\alpha, ap)Co^{57}$ [11].

Из других способов получения Co^{57} можно отметить облучение марганца и железа α -частицами и никеля дейтронами.

При облучении марганца α -частицами измеренный нами выход Co^{57} , образующегося по реакции $Mn^{55}(\alpha, 2n) \times Co^{57}$, составляет 7,6 мкюри/мкка·ч, что хорошо согласуется с данными работы [13]. Однако этот способ не пригоден для получения чистого Co^{57} , так как активность примесей Co^{56} и Co^{58} в сумме примерно в 1,5 раза превышает активность Co^{57} . При облучении железа α -частицами и никеля дейтронами активность примесей Co^{56} и Co^{58} в десятки раз превышает активность Co^{57} .

Настоящая работа проводилась на полутораметровом циклотроне Физико-энергетического института

Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР [14].

Поступило в Редакцию 3/VI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Garrison, J. Hamilton. Chem. Revs. 49, 27 (1951).
2. J. Gruverman, P. Kruger. Internat. J. Appl. Rad. and Isotopes, 5, 21 (1959).
3. K. Wagner. Kernenergie, 5, 853 (1962).
4. K. Chackelt et al. Nucl. Instrum. and Methods, 14, 215 (1961).
5. J. Martin et al. Nucleonics, 13, 28 (1955).
6. G. Glason et al. Internat. J. Appl. Rad. and Isotopes, 13, 223 (1962).
7. H. Mocken. Production of radioisotopes with charged particles. Amsterdam, 1957.
8. Ю. А. Блюмкина, Н. Н. Семенова. «Приборы и техника эксперимента», 6, 112 (1963).
9. М. З. Максимов. ЖЭТФ, 37, 127 (1959).
10. Н. А. Вартаков, П. С. Самойлов. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. М., Атомиздат, 1964.
11. F. Houck, J. Miller. Phys. Rev., 123, 231 (1961).
12. B. Cohen, E. Newman, T. Handly. Phys. Rev., 99, 723 (1955).
13. S. Tanaka et al. J. Phys. Soc. Japan, 15, 545 (1960).
14. Н. Н. Краснов, А. Н. Можин, А. А. Поньмарев, А. А. Огнев. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 22 (1965).

Зависимость выхода нейтронов ($Ra + MsTh$) — Ве-источников от времени

А. И. ХОВАНОВИЧ, В. Ф. КОКОВИХИН

УДК 539.172.16

В практике нейтронных измерений широко применяются ($Ra + MsTh$) — Ве-источники. Так как период полураспада мезотория сравнительно невелик, выход нейтронов в этих источниках изменяется со временем.

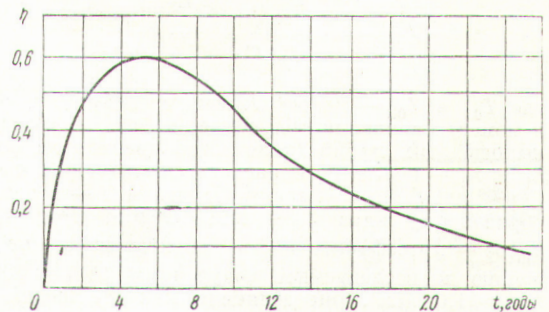
Известно, что источником нейтронов в указанном препарате является ядерная реакция $Be^9(\alpha, n)C^{12}$; α -частицы, вызывающие эту реакцию, излучаются радием и дочерними продуктами радия и мезотория. Количество нейтронов, испускаемых за счет радия, практически не зависит от времени (изменение выхода нейтронов вследствие накопления полония не превышает нескольких десятых процента в год). При распаде мезотория, не являющегося α -излучателем, происходит накопление радиоактивного тория и его дочерних продуктов, испускающих α -частицы.

Изменение выхода нейтронов ($Ra + MsTh$) — Ве-источников во времени может быть выражено в виде

$$N_t = N_0 \left[1 + \frac{A}{B} k_1 k_2 \frac{\lambda_p}{\lambda_\mu - \lambda_p} (e^{-\lambda_\mu t} - e^{-\lambda_p t}) \right], \quad (1)$$

где N_0 и N_t — выход нейтронов непосредственно после изготовления источника и через t лет соответственно; A и B — содержание мезотория и радия у вновь изготовленного препарата соответственно, мг-экв радия;

λ_μ и λ_p — постоянные распада мезотория и радиоактивность тория ($\lambda_\mu = 0,103 \text{ год}^{-1}$, $\lambda_p = 0,365 \text{ год}^{-1}$); k_1 — коэффициент перехода от количества мезотория в мг-экв радия к активности в мкюри; k_2 — коэффициент, учитывающий соотношение вероятностей образования нейтронов за счет мезотория, находящегося в равновесии с дочерними продуктами, по сравнению с радием. Рассчитанные коэффициенты k_1 и k_2 оказались равными 1,75 и 1,73 соответственно.



Зависимость коэффициента η от времени.

Для определения содержания мезотория, находящегося в смеси с радием, используется методика, приведенная в работе К. К. Аглинцева*.

Для наиболее часто встречающегося случая, которому соответствует отношение $A/B = 2/3$, выражение (1) можно представить в виде

$$N_t = N_0(1 + 2,02\eta_t), \quad (2)$$

где

$$\eta_t = \frac{\lambda_p}{\lambda_\mu - \lambda_p} (e^{-\lambda_\mu t} - e^{-\lambda_p t}).$$

* К. К. А г л и н ц е в. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.—Л., Гостехтеориздат, 1950.

На рисунке приводится зависимость $\eta_t = f(t)$ для интервала времени 0 — 25 лет.

Полученная зависимость в течение шести лет несколько раз проверялась экспериментально на источнике, содержащем 40% мезотория и 60% радия. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными во всех случаях не превышало 3%.

Авторы выражают благодарность О. И. Лейпунскому за внимание к работе, а также Л. Б. Пикельнеру и Е. С. Фриду за ценные замечания, высказанные при обсуждении работы.

Поступило в Редакцию 17/III 1965 г.

Измерение отношения сечений захвата и деления U^{238} методом γ -спектрометрии

Л. Н. ЮРОВА, А. В. БУШУЕВ

УДК 539.172.4; 539.17.02

Отношение сечения захвата нейтронов к сечению деления U^{238} — важный параметр, характеризующий ядерно-физические свойства указанного изотопа в определенных условиях. Захват нейтрона ядром U^{238} вызывает цепочку радиоактивных превращений. По интенсивности радиоактивного излучения промежуточных членов цепочки U^{239} или Np^{239} , испускающих β - и γ -лучи, можно судить о величине сечения захвата. В работе [1] показано, что измерения с γ -излучением более предпочтительны. Их можно проводить либо с единственной γ -линией U^{239} $E_\gamma = 74$ кэв, либо с наиболее интенсивной линией Np^{239} $E_\gamma = 106$ кэв.

Сечение реакции деления U^{238} можно оценить по γ -излучению La^{140} с энергией 1,6 Мэв [2]. Скорость распада La^{140} определяется периодом полураспада материнского изотопа Ba^{140} , равным 12,8 дня. Через 4—5 дней после облучения фотоик 1,6 Мэв четко выделяется из γ -спектра других осколков деления. Таким образом, измерение отношения сечений захвата и деления U^{238} может быть сведено к определению относительной интенсивности двух линий в γ -спектре облученного в реакторе образца. Одна из линий принадлежит изотопу, образующемуся при захвате (U^{239} или Np^{239}), а другая — осколку деления (La^{140}). Измеренное отношение интенсивностей I_{01}/I_{02} позволяет определить отношение сечений захвата и деления U^{238} согласно формуле

$$\frac{\sigma_c(U^{238})}{\sigma_f(U^{238})} = \frac{I_{01}(1 - e^{-\lambda_2 t}) \alpha_2 \mu_{\Phi 2} P_2 g_2 l}{I_{02}(1 - e^{-\lambda_1 t}) \alpha_1 \mu_{\Phi 1} P_1 g_1 l}, \quad (1)$$

где I_{01} и I_{02} — интенсивности исследуемых γ -линий в момент окончания облучения; α_1 и α_2 — абсолютные выходы этих линий (количество квантов на распад); λ_1 и λ_2 — постоянные распада исследуемых изотопов (Np^{239} и La^{140}); t — время облучения; l — вероятность образования ядра La^{140} при делении U^{238} ; $\mu_{\Phi 1} P_1$ и $\mu_{\Phi 2} P_2$ — фотоэффективность спектрометра по отношению к исследуемому излучению ($E_{\gamma 1} = 106$ кэв, $E_{\gamma 2} = 1,6$ Мэв), определяемая как отношение числа квантов, зарегистрированных в фотоикке, к полному числу квантов, попавших в детектор (для γ -лучей

U^{239} и Np^{239} $\mu_{\Phi 1} P_1 = 1$); g_1 и g_2 — коэффициенты, учитывающие поглощение исследуемых излучений в образце. Поглощением в тонком образце жесткого γ -излучения La^{140} можно пренебречь, поэтому $g_2 = 1$.

Для того чтобы по формуле (1) определить отношение сечений, необходимы следующие данные:

1. Абсолютные выходы обеих γ -линий. Согласно данным, содержащимся в работе [3], абсолютный выход линии 1,6 Мэв равен 0,94 кванта; по данным работ [4, 5] абсолютные выходы линий с $E_\gamma = 74$ кэв U^{239} и $E_\gamma = 106$ кэв Np^{239} составляют соответственно $43,5 \pm 3,0\%$ и $50,4 \pm 2,5\%$.

2. Вероятность образования La^{140} . При делении U^{238} она равна $5,8 \pm 0,4\%$.

3. Фотоэффективность γ -спектрометра. Она зависит от свойств детектора (размеров, состава) и геометрии опыта. Использувшаяся в настоящей работе измерительная установка состояла из сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaJ(Tl) и 100-канального амплитудного анализатора импульсов. Зависимость фотоэффективности спектрометра от энергии γ -излучения была исследована путем измерений с набором калибровочных источников (Cs^{137} , Au^{198} , Hg^{203} , $Ce^{144} + Pr^{144}$, Na^{22}) методом, описанным в работе [6]. По результатам измерений была определена фотоэффективность при $E_\gamma = 1,6$ Мэв. Поглощение мягкого γ -излучения Np^{239} в образце толщиной 4,7 мг/мм² найдено при измерениях с набором образцов различной толщины.

Таким образом, были определены все параметры, необходимые для расчета отношения сечений по формуле (1). Точность, с которой известны некоторые из них (α_1 , l), в настоящее время невысока, однако по мере накопления новых данных о параметрах точность предложенного метода будет возрастать.

Другой метод определения отношения $\frac{\sigma_c(U^{238})}{\sigma_f(U^{238})}$ связан с предварительной градуировкой используемого в измерениях образца в тепловом потоке. Следует учесть, что La^{140} во время градуировочного облучения образуется при делении только U^{235} . Облучив затем образец в исследуемом потоке нейтронов, можно оценить отношение сечений захвата и деления U^{238} .