

УДК 539-17

А. Р. БАЛАБЕКЯН

НЕКОТОРЫЕ ПОПРАВКИ НА СЕЧЕНИЯ ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР,
 ОБРАЗОВАВШИХСЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ОБОГАЩЕННЫХ МИШЕНЕЙ
 ОЛОВА ПУЧКОМ ИОНОВ ^{12}C С ЭНЕРГИЕЙ 2,2 ГэВ/НУКЛОН

При определении сечений остаточных ядер по методике наведенной активности предполагается постоянный поток частиц, падающих на мишень. Но в реальности пучок частиц имеет флуктуации. В настоящей работе при определении интенсивности пучка частиц учитываются эти флуктуации. В отдельных случаях поправки на них порядка 30%.

Разделенные изотопы олова ($^{112}, ^{118}, ^{120}, ^{124}\text{Sn}$) облучались пучком ионов ^{12}C с энергией 2,2 ГэВ/нуклон на нуклотроне ОИЯИ. Мишени представляли собой пластинки из металлической фольги с параметрами, приведенными в таблице 1.

Таблица 1

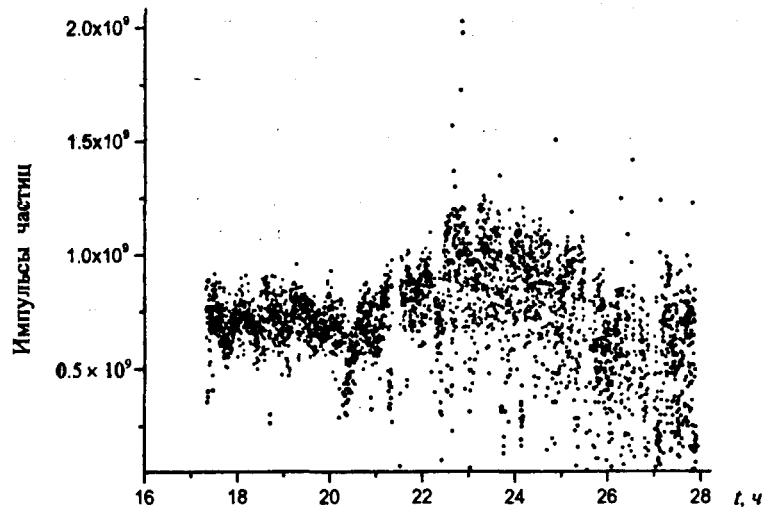
Мишени	Обогащение мишеней, %	Площадь, см^2	Вес, г
^{112}Sn	92,6	6,82	2,658
^{118}Sn	98,7	4	0,803
^{120}Sn	99,6	4	0,758
^{124}Sn	95,9	4	0,755

Наведенная активность в мишенях после облучения была измерена с помощью сверхчистых полупроводниковых (НрGe) детекторов. Полученные радиоактивные остаточные ядра идентифицировались по характерным γ -линиям и периоду полураспада. Сечения ядер-остатков, образовавшихся в мишенях, определялись по закону радиоактивного распада ядер с учетом поправок на эффективность полупроводникового детектора, эффект самопоглощения, а также на флуктуации пучка, которым облучались мишени. Формула сечения при постоянном потоке падающих на мишень частиц N_B выглядит следующим образом [1]:

$$\sigma_a(E_\gamma(j)) = \frac{S_i(E_\gamma(j)) \lambda_a t_{r,i} / t_{i,i}}{N_B N_{\text{arg}} \epsilon_\gamma I_\gamma(E_\gamma(j)) (1 - e^{-\lambda_a t_i}) e^{-\lambda_a t_{r,i}} (1 - e^{-\lambda_a t_{r,i}})}, \quad (1)$$

где $S_i(E_\gamma)$ – число зарегистрированных γ -квантов с энергией E_γ , $N_{\text{тарг}}$ – число ядер на 1 см^2 поверхности мишени, $\lambda_a (c^{-1})$ – постоянная распада ядра a , $\epsilon_\gamma(E_\gamma(j))$ – абсолютная эффективность регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma(j)$, $t_1, t_{2,i}$ – времена облучения и задержки, $t_{r,i}, t_{l,i}$ – реальное и живое времена измерения соответственно.

Мониторинг протонного пучка проводился с помощью тонкой алюминиевой фольги того же размера, что и исследуемые мишени. Для определения интенсивности пучка ^{12}C использовалась реакция $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, 8p7n)^{24}\text{Na}$ с сечением $19,1 \pm 1,5$ (мбн) [2]. Интенсивность пучка получилась равной $1,56 \cdot 10^7$ частиц/с. Реальные флуктуации и разбросы интенсивности пучка в течение облучения приведены на рисунке.



Изменение импульса пучка в течение облучения. Одна точка соответствует одному импульсу протяженностью 5 секунд.

Из этого рисунка видно, что допущение о постоянстве потока частиц в пучке не совсем выполняется в данном случае. Поэтому в формуле (1) вместо множителя $(1 - e^{-\lambda_a t_1})$ необходимо использовать более точное соотношение [3]. Учитывая поправку на флуктуацию пучка, можно написать

$$N_B(1 - e^{-\lambda_a t_1}) \Rightarrow \sum_i^N W(i) e^{-\lambda_a t_r(i)} (1 - e^{-\lambda_a t_p(i)}).$$

А фактор поправки определяется как

$$B = \frac{N_B(1 - e^{-\lambda_a t_1})}{\sum_i^N W(i) e^{-\lambda_a t_r(i)} (1 - e^{-\lambda_a t_p(i)})},$$

где N_B – полный поток частиц пучка, $W(i)$ – поток частиц i -го импульса, $t_r(i)$ – время от конца i -го импульса до конца облучения, $t_p(i)$ – время от начала i -го импульса до его конца. Суммирование производится по полному числу импульсов пучка (N). В данном облучении полное число импульсов было равно 3569.

Таблица 2

Остаточное ядро	Период полураспада, ч	Фактор поправки, В	Остаточное ядро	Период полураспада, ч	Фактор поправки, В
²⁴ Na	14,96	0,989	⁵⁶ Co	1854,24	1,0
²⁸ Mg	20,915	0,993	⁹⁶ Tc	102	0,9986
⁴³ Sc	3,891	0,948	⁹³ Tc	2,75	0,919
^{44g} Sc	3,93	0,948	^{94g} Tc	4,88	0,961
^{44m} Sc	58,608	0,998	^{95g} Tc	20	0,993
⁴⁶ Sc	201,096	0,999	³⁸ Cl	0,6206	0,7137
⁴⁸ Sc	43,67	0,997	³⁹ Cl	0,9266	0,7599
⁵⁶ Mn	2,5785	0,912	¹¹³ Sn	2761,92	1,0
^{52g} Mn	134,184	0,999	¹⁰³ Ag	1,095	0,786
⁴² K	12,36	0,987	^{104m} Ag	0,558	0,706
⁴³ K	22,3	0,993	^{105m} Ag	990,96	1,0
⁴⁸ V	38,3376	0,996	^{106m} Ag	198,72	0,999
⁵⁹ Fe	1068,072	1,0	¹¹¹ Ag	178,8	0,999
^{84m} Y	0,658	0,719	¹⁰³ Rh	35,36	0,986

В таблице 2 приведены расчеты фактора поправки для некоторых ядер остатков. Как видно из таблицы, если для ядер типа ⁵⁹Fe, ⁵⁶Co, ¹¹³Sn, ^{105m}Ag, у которых период полураспада больше 900 часов, фактор поправки равен единице и не влияет на сечения образования этих ядер, то для ¹⁰³Ag, ^{104m}Ag, ^{84m}Y, у которых период полураспада около 1 часа и менее, он порядка 0,7 и вносит 30%-ую поправку на сечения. При определении сечения образовавшихся остаточных ядер статистические ошибки порядка 10–15%. Если же не учесть поправок на флуктуации пучка, то это приведет к большим расхождениям экспериментальных результатов.

Кафедра ядерной физики

Поступила 14.12.2005

ЛИТЕРАТУРА

1. Adam J., Pronskikh V.S., Balabekyan A., Kalinnikov V.G., Mrazek J., Priemishev A.N., Fgana J. – Izmeritel'naya Tekhnika, 2001, № 1, p. 57.
2. Дамдинсурен Ц., Дьяченко В.М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-87-932, 1987.
3. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1962.

Ա. Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ

ՄՆԱԳԻ ՀԱՐՍԱՅՎԱԾ ԹԻՐԱՆՆԵՐԸ 2,2 ԳԷՎՆՈՒԿԼՈՆ ԷՆԵՐԳԻԱ-
ՅՈՎ ¹²C ԻՈՆՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹԵԼԻՍ ԱՌԱՋԱՅԱԾ ՄՆԱՅՈՐ-
ԴԱՅԻՆ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ԿՏՐՎԱԾՔՆԵՐԻ ՈՐՈՇԱԿԻ ՈՒՂՈՒՄՆԵՐ

Ամփոփում

Ներմուծված ակտիվության մեթոդով մնացորդային միջուկների կտրվածքները որոշելու ժամանակ ենթադրվում է թիրախի վրա ընկնող

փնջային մասնիկների հաստատուն հոսք: Իրականում փնջային մասնիկների հոսքը հաստատուն չէ, այլ ունի ֆլուկտուացիաներ: Ներկա աշխատանքում հաշվի են առնվել այդ ֆլուկտուացիաները փնջի ինտենսիվությունը որոշելու ժամանակ: Որոշ դեպքերում այդ ուղղումները 30% կարգի են:

A. R. BALABEKYAN

SOME CORRECTIONS FOR THE RESIDUAL NUCLEI FORMATION
CROSS SECTIONS AT THE IRRADIATION OF TIN ISOTOPES BY THE
 ^{12}C IONS AT THE ENERGY 2,2 GeV/NUCLEON

Summary

The presence of constant flux of particles falling on the target is presupposed while determining the yields of residual nuclei by the induced activity method. However in reality the beam of particles possesses fluctuation. In the present work these fluctuations were considered when determining the intensity of the beam of particles. In some cases the corrections of the fluctuations are of about 30%.