

ЕНЕРГЕТИЧНЕ КАЛІБРУВАННЯ ЕЛЕКТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ МІКРОТРОНА ПО ВІДНОШЕННЮ ВИХОДІВ ФОТОПОДІЛУ ТОРІЮ ТА НЕПТУНІЮ

Андреянов В.М., Парлаз О.М., Пилипченко В.А., Хіміч І.В.

Описується методика і результати калібрування пучка мікротрона шляхом вимірювання відношень виходів фотоподілу торію-232 і нептунію-237 у діапазоні енергій від 5,5 до 7,0 МеВ. Для рестрації осколків поділу використані діелектричні (лавсанові) трекові детектори осколків поділу з іскровим підрахунком треків.

1. ВСТУП

Мікротрон широко використовується для вивчення енергетичних залежностей процесів взаємодії електронів і гамма-квантів з речовиною. Повну енергію прискорених на мікротроні електронів, як правило, визначають за формулою (1):

$$U_n = (n + m - 1) \cdot U_0 \frac{H}{H_0}, \quad (1)$$

де n - номер орбіти, по якій рухається електрон. Початок нумерації з першої орбіти, яка повністю огинає резонатор; m - ціле число, яке залежить від режиму інжекції електронів (для мікротрона М-10 УжДУ $m=2$); $U_0=0,511$ кеВ (енергія спокою електрона); H -напруженість магнітного поля, H_0 -циклотронне поле, яке визначається періодом прискорюючого високочастотного поля.

Відносний розкид енергії електронів $\Delta E/E$ на n -ій орбіті не перевищує $\frac{0,05}{n} \frac{H}{H_0}$, що відповідає $\Delta E \cong 50$ кеВ. В процесі експлуатації мікротрона може виникнути необхідність визначення енергії альтернативним методом, не пов'язаним зі знанням номера орбіти і величини H/H_0 .

Одним з таких методів є вимірювання виходів фотонейтронних реакцій поблизу їх порогів. Незручністю цього методу є необхідність вимірів у припороговій області, де величини виходів малі.

Значно ускладнює вимірювання виходів імпульсний режим роботи мікротрона. У момент генерації імпульсу прискорених електронів, яка триває 2-3 мкс, детектори ядерних часток перевантажуються потужним фоном електронів і гамма-квантів, а також імпульсними електричними наводками.

В даній роботі для енергетичного калібрування електронного пучка використовується метод вимірювання відношення виходів реакцій поділу торію-232 і

нептунію-237 гальмівними гамма-квантами. Детектування фрагментів поділу здійснюється діелектричними трековими детекторами (ДТД) на основі лавсану [2], які практично нечутливі до фону електронів і гамма-квантів.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ПРОЦЕДУРИ.

Прискорені електрони виводились крізь тонку титанову фольгу на блок гальмівної мішені. Останній включав алюмінієвий коліматор електронів, тонкостінну прохідну іонізаційну камеру, гальмівну мішень із вольфраму (1 мм) і фільтр (алюмінієва пластинка товщиною 10 мм), який ослабляв інтенсивність м'якого гамма-випромінювання.

Гальмівні гамма-промені, що пройшли крізь фільтр, потрапляли на блок мішеней: 5 мішеней торію-232 і 5 мішеней нептунію-237 товщиною близько $0,1 \text{ мг/см}^2$ на тонких підкладках з алюмінію, розташованих одна за одною з інтервалом 3 мм. Лицева сторона блоку мішеней знаходилась на віддалі 6 см від гальмівної мішені. Плівки ДТД (лавсан товщиною 12 мкм) у вигляді дисків, діаметром 16 мм, обрамлених смужкою липкої стрічки, розташовувались безпосередньо перед активним шаром мішеней. Використовувались експозиції від 40 хвилин до кількох годин. Відносна доза гамма-випромінювання контролювалась за допомогою клінічного дозиметра.

Після експонування плівки ДТД піддавались травленню в 25-процентному водному розчині КОН при температурі 60°C , потім промивались дистильованою водою і 5-процентним розчином оцтової кислоти.

У процесі травлення в місцях плівок, куди потрапляли фрагменти поділу, утворювались мікроскопічні наскрізні отвори, які підраховувались за допомогою приладу іскрової лічби треків З. Іскровий пробій значно збільшував розміри отворів і в сумнівних випадках їх густина могла контролюватись за допомогою мікроскопа.

Дані для однотипних мішеней, повторюваність яких складала близько 15%, усереднювались з врахуванням товщини мішеней і доз опромінення.

Відношення виходів фотоподілу торію і нептунію визначалось по відношенню середніх чисел треків, які спостерігались для кожного типу мішеней. Число фонових треків (при відсутності подільної мішені) складало 2-3 треки/см².

Контроль стабільності умов травлення та підрахунку треків здійснювався шляхом лічби треків на детекторах, опромінених фрагментами спонтанного поділу Cf-252 і підданих травленню разом з основними детекторами.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ.

Одержане відношення виходів фотоподілу торію-232 і нептунію-237 подано на рис.1 кружками. Точками на рис.1 позначено відношення за даними роботи [4]. Деяка відмінність відношень при $E_{\gamma \text{max}}$ вище 6,9 МеВ пояснюється прорахунками при лічбі треків, які більші для мішені з високим виходом.

Значення енергій на рис.1 розраховані за формулою (1). При цьому значення напруженості магнітного поля визначалось методом протонного резонансу.

Характер відношення виходів визначається залежністю перерізів фотоподілу ядер торію і нептунію від енергії гамма-квантів (E_{γ}), співвідношенням товщин мішеней, спектром гальмівних квантів і до деякої міри геометрією розташування мішеней в потоці гамма-квантів.

Останні два фактори в наших умовах були практично однакові для обох типів мішеней. Однакова також була ефективність реєстрації осколків поділу, якщо знехтувати можливим невеликим впливом на виміри анізотропії кутових розподілів осколків при поділі торію.

Для неперервного спектру гальмівного випромінювання відношення виходів

$V(E_{\gamma})_{\text{max}}$ можна подати як:

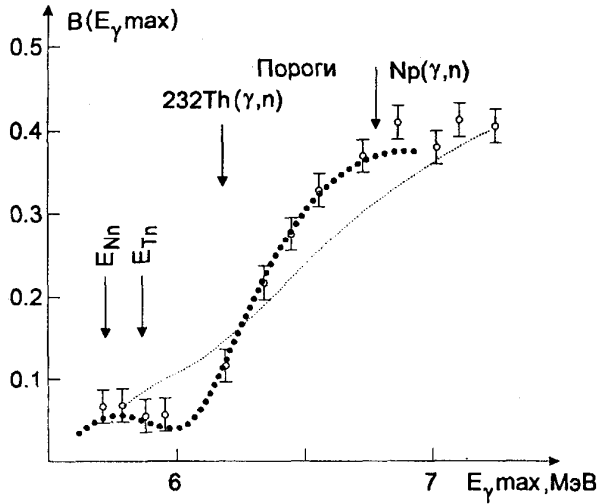


Рис. 1. Залежність відношення виходів фотоподілу торію-232 і нептунію-237 від максимальної енергії гальмівного випромінювання :

○ - одержано в даній роботі;
 ● - з роботи Ціпенюка Ю. М. [4];
 --- оцінка по формулі (3).

$$B(E_{\gamma \max}) = \frac{\int_{E_{TN}}^{E_{\gamma \max}} \sigma_T(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) f_T(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{E_{NN}}^{E_{\gamma \max}} \sigma_N(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) f_N(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}, \quad (2)$$

де E_{TN}, E_{NN} - ефективні порогові енергії поділу відповідно торію-232 і нептунію-237. Згідно [5] $E_{TN} \approx 5,8$ MeV, а $E_{NN} \approx 5,6$ MeV; $W(E_{\gamma}, E_{\lambda \max})$ - описує енергетичний спектр гамма-квантів при заданій максимальній енергії (спектр Шіффа);

$f_T(E_{\gamma}), f_N(E_{\gamma})$ - функції, які враховують вплив на спектр гамма-променів поглинання та розсіювання електронів у матеріалі вивідного вікна і гальмівній мішені, а також гамма-квантів у матеріалі фільтру і блока мішені. У нашому випадку $f_T(E_{\gamma}) \approx f_N(E_{\gamma})$.

Характерні особливості в залежність відношення виходів від енергії вносять перерізи фотоподілу $\sigma_T(E_{\gamma})$ і $\sigma_N(E_{\gamma})$. Їх структуру формально можна подати у вигляді:

$$\sigma(E_{\gamma}) = \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) P_f \approx \rho(E^*, I) \cdot P_f(E^*),$$

де $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$ - переріз поглинання гамма-квантів з утворенням збуджених рівнів ядра, який пропорційний густині рівнів $\rho(E^*, I)$. Тут E^* - енергія збудження проміжного ядра, I - спін збудженого стану, P_f - імовірність розпаду збудженого стану шляхом поділу, яка визначається висотою і формою потенціального бар'єру поділу.

Припускаючи, що в формулі (2) основний вклад у залежність від енергії вносять спектр гамма-квантів та функція густини рівнів, а інші залежності в межах невеликого інтервалу енергії незначні, відношення виходів можна оцінити за виразом:

$$B(E_{\gamma \max}) \approx \frac{\int_{E_{\gamma \max}}^{E_{\gamma \max}} \rho_T(E^*, I) W(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) dE_{\gamma}}{E_{\gamma \max}} \cdot \frac{E_{\gamma \max}}{\int_{E_{\gamma \max}}^{E_{\gamma \max}} \rho_N(E^*, I) W(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) dE_{\gamma}}, \quad (3)$$

На рис.1 пунктиром показана крива відношення виходів, оцінена по (2) при функції густини, яку дає статистична модель [6]:

$$\rho(E^*, I) \sim \exp \left[2 \sqrt{a(E^* - \delta) - \frac{\left(I + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}} \right]$$

з параметрами:

$\sigma_s = 8,894 \cdot 10^{-2} (aE^*)^{1/2} A^{2/3}$; $a=28,6$; $d=1,5$ для торію і $a=29,1$; $d=0,6$ для нептунію-237.

З рисунка видно, що така спрощена оцінка, хоч і передає загальну тенденцію залежності відношення виходів від $E_{g\max}$, не пояснює мінімум в цій залежності при $E_{g\max} = 5,9$ МеВ. Цей мінімум, очевидно, зумовлений впливом оболонкових ефектів на структуру бар'єрів поділу.

Співпадання в межах похибок положення мінімумів в наших вимірюваннях і за даними роботи [4] свідчить про коректність розрахунку енергії електронів в пучку мікротрона за формулою (1) (про правильність вибору для розрахунку номера орбіти, параметра N_0 , а також про те, що фольга вивідного віконця мікротрона достатньо тонка).

Чисельно відповідність шкал енергій в даній роботі і в прийнятих за стандарт даних роботи [4] можна знайти шляхом мінімізації виразу:

$$\sum_{i=1}^k [B_i(E_{i1} + \Delta) - B_i(E_i)]^2, \quad (4)$$

де E_{i1} - енергія, розрахована за формулою (1), E - енергія по шкалі роботи [4], а величина Δ , по якій виконується мінімізація, характеризує зсув шкал енергій; k - число експериментальних точок.

Розрахунок зсуву по даних рисунка 1 (для точок з енергіями нижче 6,9 МеВ) дає значення $\Delta = 0,039 \pm 0,030$ МеВ, що зрівнюється по величині з оцінками енергетичного розкиду електронів, прискорених на мікротроні.

Таким чином вимірювання відношення виходів фотоподілу торію-232 і нептунію-237 за допомогою плівок поліетилентерефталату можна використовувати в якості методу контролю шкали енергій мікротрона, який піддається впливу імпульсних електричних наводок і потужного гамма-електронного фону.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон, 1969, М.: "Наука", С.206.
2. Костюков В.В., Костю Я.Е., Химич И.В., Пилипченко В.А., Окунев А.Г., Русин В.В. Поведение и свойства пластических трековых детекторов при интенсивном электронном фоне. "Метрологическое обеспечение производства и контрольная техника", 1988, Ужгород, С.71-81.
3. Николаев В.А. Автоматический искровой счетчик. ПТЕ, 1978.
4. Ципенюк Ю.Н. Исследование околопорогового фотоделения на микротроне. Докт диссертация, Институт физпроблем АН СССР, М., 1976, С.239.
5. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М.: Атомиздат, 1976, С.461.
6. Мальшев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер, М., 1969, С.143.

SUMMARY

The method and results of energy calibration of microtron by measuring of yield ratio of reaction $^{232}\text{Th}(g, t)$ and $^{237}\text{Np}(g, t)$ between 5,5 and 7,0 MeV is described.

The solid state nuclear track detectors with spark count of tracks was used for registration of fission fragments.