

ность анализа составляла не более 0,08% для обоих источников.

Таким образом, источник ионов с устройством ввода образцов штокового типа обладает следующими очевидными преимуществами перед серийным и многопозиционным источниками: позволяет значительно повысить экспрессность анализа; исключает необходимость частой смены теплового режима ионизатора, а следовательно, и его контакта с воздухом; обеспечивает получение более высокой воспроизводимости и точности масс-спектрометрического анализа.

Модернизированный источник ионов прост в изготовлении и может быть применен в любом серийном масс-спектрометре, предназначенном для проведения анализов методом поверхностной ионизации. Необходимо отметить также большую универсальность предложенного устройства ввода штокового типа, которое может с успехом использоваться в источниках ионов

с ионизацией электронным ударом, а также с полевой ионизацией и полевой десорбцией.

Список литературы

1. Hertel G.R. Surface ionization. I. Desorption of U + ions from W and Re surfaces. -- J. Chem. Phys., 1967, v. 47, № 1, p. 133 -- 137.
2. Чилипенко И.Л. Ионный источник с поверхностной ионизацией шести образцов одновременно для масс-спектрометра МИ 1201. -- Приборы и техника эксперимента, 1982, № 5, с. 152 -- 154.
3. Носов В.М., Эрзин А.Т. Масс-спектрометрическая установка с барабанным источником ионов. -- В кн.: Тезисы докл. I Всесоюз. науч.-техн. совещания "Разработка и применение специализированных масс-спектрометрических установок". М.: ВНИИРТ, 1983, с. 79 -- 81.

УДК 539.125.5.03

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ИЗ ТРИТИЕВОЙ МИШЕНИ ГЕНЕРАТОРА ТИПА ИГ-150

А.И. Борташ, В.С. Кузнецов

Предложена методика расчета спектра нейтронов, формирующегося в тритиевой мишени генератора ИГ-150. Получены нейтронные спектры для различных углов относительно оси падающих дейтронов.

Нейтронные генераторы находят широкое применение при проведении физических экспериментов. В частности, при исследовании макета термоядерной защиты в качестве источника быстрых нейтронов использовали генератор ИГ-150 с тритиевой мишенью на основе гидрида титана. Прохождение нейтронов через защиту исследовали с помощью активационных детекторов [1]. Наибольшее расхождение между результатами эксперимента и расчета (до 30%) было получено для высокопороговых детекторов, у которых сечение активации в области 13 -- 15 МэВ резко меняется, что обусловило необходимость расчета реального энергетического спектра источника.

Определим $F_j(\mu)$ как число нейтронов, образованных в процессе реакции $T(d,n)^4He$ и вылетающих под углом μ относительно оси падающего пучка ионов в единичный энергетический интервал, для энергетического диапазона дейтронов $E_0 - 10(j-1) + (E_0 - 10j)$, где E_0 -- ускоряющее напряжение на трубке генератора, $j = 1, 2, \dots$. В этом случае для атомарной составляющей дейтронного пучка при условии изотропного распределения нейтронов и с использованием выражения для выхода нейтронов, приведенного в работе [2], можно записать

$$F_j(\mu) = [G\rho_T I_0 / 2\Delta E_n^j(\mu)] \int_{E_0 - 10j}^{E_0 - 10(j-1)} \sigma(E) / (dE/dx) dE, \quad (1)$$

где G -- доля атомарной составляющей пучка дейтронов; ρ_T -- концентрация трития в мишени; I_0 -- поток ионов дейтерия, падающих на мишень; $\Delta E_n^j(\mu)$ -- энергетический интервал нейтронов (находится для каждого диапазона j энергии дейтронов и угла θ по кинематическим таблицам [3]); $\sigma(E)$ -- сечение реакции $T(d,n)^4He$; (dE/dx) -- энергетические потери ионов дейтерия.

Выражение (1) выполняется при равномерном распределении трития по объему мишени, что в соответствии с работой [4] справедливо для новых мишеней.

В работе [2] сечение реакции и энергетические потери дейтронов для ряда гидридов металлов в узком диапазоне энергий (20 -- 300 кэВ) аппроксимируются достаточно простыми аналитическими выражениями. С использованием этих представлений выражение (1) примет вид

$$F_j(\mu) = [G/2\Delta E_n^j(\mu)] S \left\{ f[E_0 - 10(j-1)] - f(E_0 - 10j) \right\}, \quad (2)$$

где

$$S = I_0 [(6,025/27A)(N_B M)^{1/2} \cdot 10^{-4}] ;$$

$$f(E) = \exp(\alpha E) / \alpha^2 [1,3 \cdot 10^{-6} \alpha E^2 - E(2,6 \cdot 10^{-6} + 8 \cdot 10^{-4} \alpha) + (2,6 \cdot 10^{-6} / \alpha) + 8 \cdot 10^{-4} + 0,14 \alpha] - 2,56(\ln E + dE);$$

$A = 47,9$ - атомарная масса металла; $N_B = 1,5$ - количество атомов водорода в гидриде, приходящихся на один атом металла; $M = A + 3N_B$ - молекулярная масса металла; E выражено в кэВ; $\alpha = 0,005$.

Молекулярную составляющую дейтонного пучка рассчитывают по формуле, аналогичной (2), при условии [2], что G меняется на $2(1 - G)$, а энергия падающего иона в два раза меньше атомарного. Спектр нейтронов $\Phi(E)$ получали суммированием всех значений F_j . На рис. 1 приведены спектры нейтронов (нормированные на единицу) для случаев, когда атомарная составляющая равна 70%, а молекулярная - 30%, рассчитанные по формуле (2) для различных углов. По рассчитанным спектрам нетрудно определить среднюю энергию нейтронов, которая, например, для $\theta = 0$ составляет 14,63 МэВ.

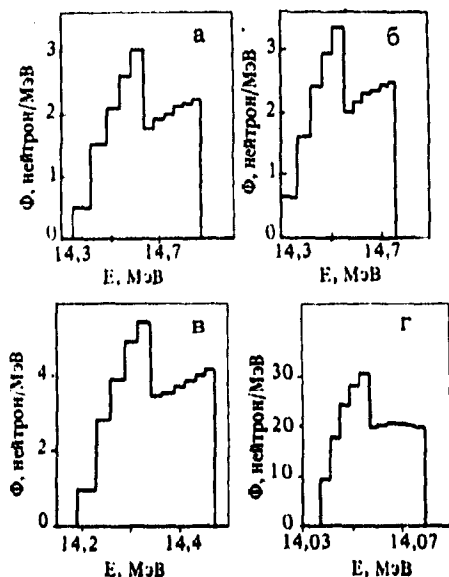


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов в тритий-титановой мишени генератора ПГ-150, вылетающих под углами 0 (а), 30 (б), 60 (в) и 90° (г)

Рассмотрим влияние процессов упругого рассеяния в молибденовой подложке, охлаждающей воде и в стенке (сталь) мишени камеры на спектр нейтронов. В работе [5] показано, что при доле рассеянных на молибдене нейтронов, составляющей 24%, а на железе - 22%, средняя энергия меняется соответственно на 0,06 и 0,03 МэВ. В нашем случае при толщинах молибденовой подложки 0,4 мм и стенки камеры 1 мм эта доля будет значительно меньше. Таким образом, рассеянием нейтронов на тяжелых элементах можно пренебречь.

Расчет нейтронов, рассеянных в воде, проводили

в приближении однократного столкновения в условиях плоской бесконечной геометрии. Эта расчетная модель достаточно корректна, так как толщина слоя воды значительно меньше как диаметра мишени, так и длины свободного пробега нейтронов в воде. Из уравнения переноса, составленного для такой модели, легко получить потоки нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов [6]:

$$\Phi_0^j(z, \mu) = (N_j / 4\pi\mu) \eta(\mu) \exp(-\Sigma_s^j z / \mu), \quad (3)$$

$$\Phi_1^k(z, \mu) = \Sigma_s^j \int_0^{z/\mu} \exp(-\Sigma_s^k \xi) \int_{\Omega} \Phi_0^j(z - \xi\mu, \mu') \times \\ \times P^{j \rightarrow k}(z - \xi\mu, \varpi) d\mu' d\varpi d\xi, \quad (4)$$

где $\Phi_0^j(z, \mu)$ - пространственно-угловая плотность потока нерассеянных нейтронов [4]; $N_j = 2F_j(\mu) \Delta E_n^j(\mu)$ - число нейтронов, образованных в тритиевой мишени на единицу поверхности при взаимодействии с дейтонами из энергетического интервала j ; $\eta(\mu)$ - функция Хэвисайда; Σ_s^j, Σ_s^k - сечения рассеяния нейтронов для соответствующих энергетических диапазонов; $\Phi_1^k(z, \mu)$ - пространственно-угловая плотность потока однократно рассеянных нейтронов (энергетический интервал k определяется индикатрисой рассеяния); $P^{j \rightarrow k}(z, \varpi)$ - индикатриса рассеяния; ϖ - косинус угла между направлениями μ и μ' .

Индикатриса рассеяния на водороде имеет простой аналитический вид с косинусоидальной зависимостью по углу и энергетической зависимостью между рассеянным E_p и падающим E_n нейтронами, определяемой по формуле $E_p = E_n \varpi^2$.

Если пренебречь зависимостью $\Phi_0^j(z, \mu)$ от z (что допустимо, так как $\Sigma_s z \ll 1$), то выражение (4) при $\mu = 1$ для водородной составляющей принимает вид

$$\Phi_1^k(z, \mu = 1) = (\Sigma_s^j z / 2\pi) \int_0^1 N_j \exp(-\Sigma_s^j z / \mu') d\mu'. \quad (5)$$

Используя выражения (3) и (5), нетрудно определить долю рассеянных нейтронов. Для излучения, выходящего из мишени под углом 0° , она составляет $\sim 2,2\%$. Для расчета энергетического диапазона рассеянных нейтронов интеграл выражения (5) необходимо представить в виде суммы, каждое слагаемое которой определяет число нейтронов, рассеянных из данного углового диапазона в угол 0° . Определив по формуле (2) спектр падающих нейтронов для каждого углового диапазона N_j , легко получить аналитические зависимости спектра рассеянных нейтронов от диапазона и углового интервала нерассеянных нейтронов. Спектр рассеянных в воде нейтронов, рассчитанный по приведенной выше методике и нормированный на 2,2%, представлен на рис. 2. С учетом рассеянных в воде нейтронов средняя энергия нейтронов, вылетающих из мишени под углом 0° , уменьшится на 0,15 МэВ.

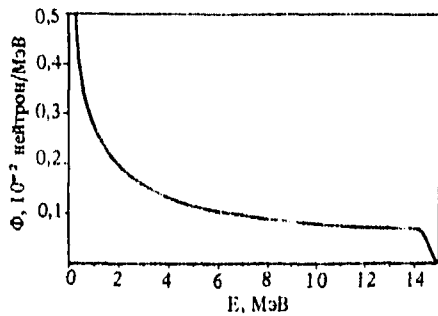


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов, рассеянных в воде и вылетающих под углом 0°

Таким образом, проведенные исследования показали, что средняя энергия нейтронов, вылетающих из мишенной камеры генератора НГ-150 под углом 0° , оказалась равной 14,5 МэВ, в то время как обычно она принималась равной 14,8 МэВ. Такое различие может привести к существенным расхождениям между расчетными и экспериментальными данными при регистрации нейтронов высокопороговыми детекторами с существенным изменением сечения в этой области.

УДК 539.125.5.03

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА МОНИТОРИРОВАНИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ГЕНЕРАТОРА ТИПА НГ-150

И.Н. Алексеев, А.И. Борташ, А.С. Кудряшов

Рассмотрена автоматизированная система мониторинга выхода нейтронов генератора, позволяющая получать информацию об изменении активности облучаемых образцов или росте флюенса нейтронов.

Генераторы нейтронов относятся к классу нестабильных источников ядерных излучений. Изменение выхода нейтронов генератора обусловлено в основном процессами, происходящими в мишени при ее облучении дейтонами [1], а также нестабильностью электрических параметров генератора и действиями оператора во время пуска. Наиболее существенно выход генератора меняется при работе на предельно максимальной мощности и характер этих флуктуаций предусмотреть трудно.

В большинстве случаев при проведении физических экспериментов необходимо учитывать изменение потока нейтронов во времени. Обычно при работе генератора выход нейтронов определяют по показаниям мониторингового счетчика. После облучения образцов информация, полученная с этого счетчика, обрабатывается в соответствии с задачами эксперимента.

В настоящей работе описана автоматизированная система мониторинга выхода генератора, созданная в результате подключения канала нейтронного счет-

Список литературы

1. Исследование переноса 14 МэВ-нейтронов в макете комбинированной защиты термоядерной установки/А.М. Богомолов, А.И. Борташ, В.С. Кузнецов и др.: Препринт ИАЭ-4030. М., 1984.
2. Кирьянов Г.И., Сыромукнов С.В. К определению выхода нейтронов из тритиевой мишени, бомбардируемой пучком ускоренных ионов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Радиационная техника, 1982, вып. 2 (24), с. 53 — 57.
3. Борисов Г.А., Васильев Р.Д., Шевченко В.Ф. Кинематические таблицы ядерных реакций. М.: Изд-во стандартов, 1974.
4. О механизме уменьшения выхода нейтронов из металлотритиевых мишеней нейтронных генераторов типа НГ-150/И.Я. Барит, Л.Е. Кузьмин, С.А. Макаров, И.М. Пронман. — Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 6, с. 423 — 424.
5. Michel R., Weigel G. Die Energiespektren von 14 MeV-Neutronen. — Radiochimica acta, 1975, Bd. 22, N. 1 — 2, S. 1 — 10.
6. Гермогенова Т.А. Задачи с сосредоточенными источниками в стационарной теории переноса: Препринт ИПМ-23. М., 1971.

чика к микро-ЭВМ и используемая при измерениях нейтронных спектров активационными и твердотельными детекторами. Система предназначена для определения коэффициентов, с помощью которых показания детекторов приводятся к результатам, соответствующим некоторому постоянному значению выхода генератора. Кроме того, оперативно получаемая информация о росте активности облучаемых образцов или флюенса нейтронов служила критерием выбора режима работы генератора.

Для активационных детекторов рассчитывали коэффициенты $A(t)$, показывающие, какую часть в данный момент времени t составляет активность детектора от активности насыщения при облучении его в потоке нейтронов, соответствующем условному постоянному выходу нейтронов, а для твердотельных трековых детекторов — относительный интегральный флюенс $F(t)$.

Аналитическое выражение для определения $A(t)$, как следует из решения уравнения, описывающего процесс активации, имеет вид