

Идентификация делящихся веществ с использованием ускоренного пучка дейтронов на удаленных объектах

М.Ф. Ворогушин, Ю.Н. Гавриш, А.В. Сидоров, А.М. Фиалковский

*Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В. Ефремова*

Научно-производственный комплекс “ЛУЦ”, Санкт -Петербург, Россия

В последнее время в практической деятельности широко применяются методы неразрушающего дистанционного контроля элементного состава с использованием ускоренных пучков ионов путем регистрации характеристического вторичного ионизирующего излучения особую актуальность они приобрели для анализа содержания делящихся веществ на удаленных объектах [1].

Данная работа посвящена рассмотрению возможностей метода дистанционного определения делящихся веществ по временным спектрам нейтронного излучения, генерируемого ускоренным пучком дейтронов. С этой целью проведены расчеты энергетического распределения нейтронного излучения из мишеней полного поглощения сложного гетерогенного состава при энергии ускоренных дейтронов в диапазоне 15-100 МэВ. Определены выходы нейтронного излучения из реакций деления под действием нейтронов из ядерных реакций типа (d,nX) . Рассчитаны временные спектры нейтронного излучения в зависимости от энергии дейтронов, расстояния ускоритель – исследуемый объект – детектирующая система.

Расчет взаимодействия дейтронов с ядрами мишени

Расчет энергетического распределения нейтронов под действием ускоренного пучка дейтронов проводился с использованием программы SONIC [2].

Описание взаимодействия с ядрами дейтронов является более сложным, чем ядерных реакций под действием нуклонов. Известно, что основным механизмом протекания ядерных реакций является прямое ядерное взаимодействие, простейшими примерами которого являются процессы неполного проникновения дейтрона в ядро, реакция срыва и реакция захвата. Вообще говоря, при кинетической энергии дейтрона значительно превышающей кулоновский барьер, становятся вероятны процессы с “полным” проникновением дейтрона в ядро. В расчетах предполагалось, что из-за малой энергии связи при полном проникновении дейтрона в ядро происходит его развал на протон и нейтрон. Далее инициируется каскад как под действием протона, так и нейтрона. В этом случае вполне применимы аппроксимации Сычева [3-4], следует лишь учесть энергетику дейтрон - ядерных реакций. Отдельного рассмотрения требует вопрос об оценке интегрального и неупругого сечений взаимодействия дейтрона с ядром.

Пренебрегая кулоновским дейтрон-ядерным взаимодействием, спинами и изоспинами нуклонов, интегральные сечения будут определяться площадью центрального сечения ядра πR^2 (R – радиус ядра), площадями колец $2\pi R R_d$ и $2\pi R d$ (R_d – радиус дейтрона, d – величина размытия ядерной поверхности), расположенных в периферической области центрального сечения ядра, а также параметром γ , характеризующим величину преломления рассеиваемой волны на краю ядра. Полное сечение всех процессов взаимодействий дейтронов с ядрами определяется выражением

$$\sigma_t = 2 R e \int d^2 b \int d^3 r [\omega_n(b_n) + \omega_p(b_p) - \omega_n(b_n)\omega_p(b_p)] \cdot |\varphi_0(r)|^2,$$

b_n, b_p – прицельные параметры p, n ; $b = (b_n + b_p)/2$ – прицельный параметр центра масс дейтрона (в предположении равенства масс нейтрона и протона); $\varphi_0(r)$ – волновая функция основного состояния дейтрона; $r = r_n + r_p$ – расстояние между нуклонами в дейтроне; r_n, r_p – радиус-векторы нейтрона и протона, а профильные функции $\omega_n(b_n)$ и $\omega_p(b_p)$ связаны с нейтрон-ядерными и протон-ядерными матрицами рассеяния в представлении прицельного параметра соотношениями $\omega_n(b_n) = 1 - S_n(b_n)$, $\omega_p(b_p) = 1 - S_p(b_p)$.

Дальнейшие вычисления проводились в приближении

$$R_d \ll R, \quad d \ll R, \quad \gamma \ll 1, \quad R_d = 1/2 \alpha.$$

Представляя интегральное сечение дейтрон ядерного взаимодействия в виде суммы сечения данного процесса на ядре с резкой границей поглощения и поправки, учитывающей конечную величину размытия ядерной поверхности, получено выражение для полного дейтрон - ядерного сечения взаимодействия

$$\sigma_t = 2 \pi R^2 + \pi R R_d + 4 \pi R d \left(1 + \frac{1}{6} \gamma^2 \right).$$

Аналогично для интегральных сечении поглощения дейтрона как целого ядром и реакции срыва имеем

$$\sigma_a = \pi R^2 - \frac{1}{2} \pi R R_d + \frac{1}{3} \pi R d \left(1 - \frac{7}{5} \gamma^2 \right),$$

$$\sigma_{s,n} = \frac{1}{2} \pi R R_d + \frac{5}{3} \pi R d \left(1 + \frac{2}{5} \gamma^2 \right),$$

где σ_a – сечение поглощения дейтрона ядром; $\sigma_{s,n}$ – соответственно сечение реакции срыва дейтрона на ядре.

Сравнивая эти сечения, можно видеть, что в области промежуточных энергий в основном идут реакции захвата дейтрона ядром как целого. После захвата дейтрона ядром, последний разваливается на две частицы – протон и нейтрон, каждый из которых инициирует внутриядерный каскад.

В случае размножающейся среды, т.е. наличия делящегося вещества, расчет процесса формирования нейронного поля несколько усложняется. В этом случае энергетический спектр представляет собой суперпозицию спектров деления и спектра из реакции (d,nx). В качестве примера приведены расчеты для мишеней следующего состава: титан – делящееся вещество (U-235 20 кг и U-328 20 кг) (см. рис.1).

Предполагалось, что ускоритель и детектирующая система расположены на одном и том же расстоянии от исследуемой мишени. Угол между осью пучка и нормалью к мишени -0° . Угол между осью пучка и нормалью к детектирующей системе стремится к 0° . Следовательно, детектор “видит” нейтроны из реакции на оболочке, которые имеют угловое распределение близкое к углу $\theta=\pi$ (в расчетах $\theta=\pi$). В случае, если за оболочкой расположено делящееся вещество, к этому потоку добавляются нейтроны деления, имеющие изотропное угловое распределение.

В связи с тем, что расчеты носили некоторый модельный вариант, было допущено ряд упрощений, в частности:

- не учитывалось рассеяние нейтронов в первой мишени оболочке, толщина которой принималась равной длине свободного пробега дейтрона;
- не учитывались геометрические размеры пучка;
- предполагалось, что делящееся вещество расположено вплотную к оболочке, и реакцию деления могут инициировать лишь нейтроны, имеющие направление движения $\theta=0^\circ$, что несколько занижало реальный выход нейтронов деления.

Безусловно, учет этих параметров важен при проведении расчетов для конкретных сборок.

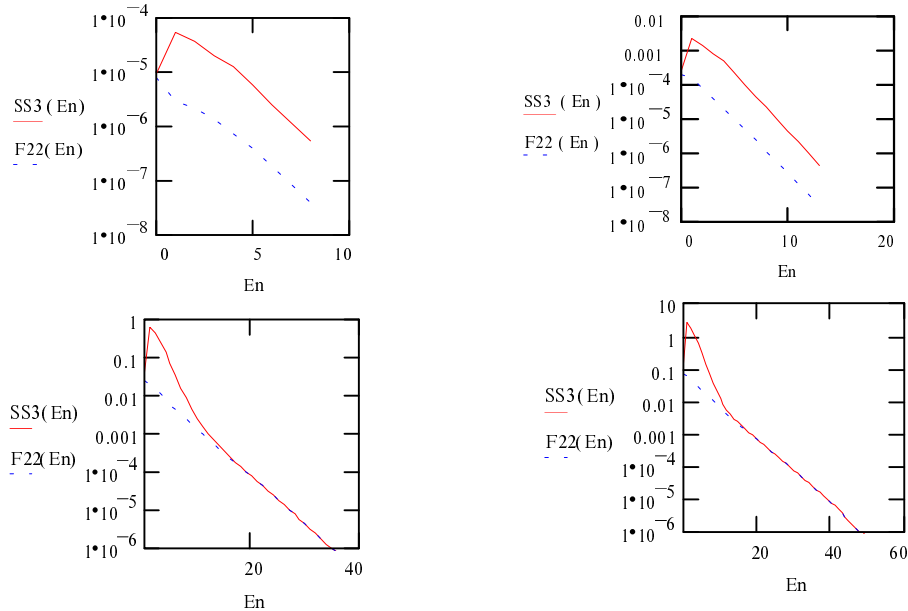


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов из титановой оболочки (F22(En) – пунктирная линия) за которой расположено делящееся вещество (SS3(En) – сплошная линия) при энергии дейтронов 15, 25, 75, 100 МэВ, рассчитанные под углом π (расчет на один дейтрон).

Расчет временного распределения нейтронов

Для расчета временных распределений мгновенного нейтронного излучения (как нейтронов, вылетающих из оболочки под углом π по отношению к направлению пучка протонов, так и нейтронов деления) можно воспользоваться формулами, описанными во времени пролетной методике. По известному энергетическому спектру нейтронов $F(E_n)$ можно легко восстановить временное распределение на расстоянии R из соотношения

$$F(E_n) \left| \frac{dE_n}{dt} \right| = Y(t) \left| \frac{dt}{dt} \right| ,$$

откуда

$$Y(t) = F(E_n) \left| \frac{dE_n}{dt} \right| = F \left(\frac{m_n R^2}{2t^2} \right) \frac{m_n R}{t^3} .$$

В случае присутствия делящегося вещества в исследуемом объекте энергетический спектр будет представлять сумму спектра деления и спектра нейтронов из реакций (d,nX), рассчитанных под углом π . Результаты расчета представлены на рис.2.

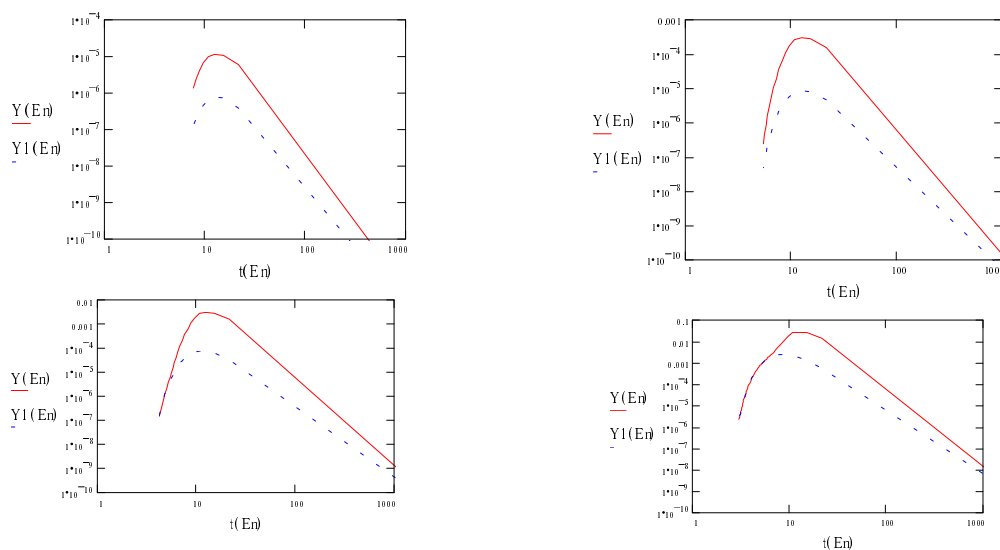


Рис.2. Временные спектры нейтронов из титановой оболочки ($Y(E_n)$ – пунктирная линия) за которой расположено делящееся вещество (20 кг U- 235 и 20 кг U - 238) ($Y1(E_n)$ – сплошная линия) при энергии дейтронов 15, 30, 50, 100 МэВ и расстояния $R=1000$ м, рассчитанные под углом π (расчет на один дейтрон), $t(E_n)$ микросекундах.

Заключение

Результаты расчетно-теоретических исследований показывают, что для идентификации делящихся веществ (ДВ), находящихся на удаленном объекте, требуется измерение временных спектров нейтронного излучения. Изменение выхода нейтронов более чем на порядок при фиксированном расстоянии от исследуемого объекта может однозначно указывать на наличие делящегося вещества. Следовательно, основной задачей корректного определения наличия ДВ на удаленной мишени является определение выхода нейтронного потока во времени.

Наиболее эффективным методом, позволяющим решить данную задачу, является метод синхронного детектора [5]. Данный метод в отличие от обычных интегральных измерений позволяет получить полезную информацию даже в условиях большого сопутствующего фона.

Литература

1. Данилов М.М., Катаржанов Ю.Д., Кушин В.В., Недопекин В.Г. Плотников С.В. Рогов В.И. Чувило И.В. Эксперименты для разработки метода дистанционной идентификации делящихся и других веществ // Атомная энергия, том 77, вып.6 1994, стр. 424.
2. Ворогушин М.Ф., Гавриш Ю.Н., Просвиркин А.Г., Сидоров А.В., Фиалковский А.М. К вопросу дистанционного определения делящихся веществ с использованием линейного ускорителя ионов водорода/ Препринт НИИЭФА П-0946, С.-Петербург, 1996.
3. Сычев Б.С., Калмыков А.Р., Отрошенко Е.А. Сечение неупругого взаимодействия адронов с ядрами./ Препринт РТИ АН СССР - М.: 1983, № 834.
4. Сычев Б.С., Серов А.Я., Манько Б.В. Аналитическая аппроксимация дифференциальных сечений образования вторичных частиц в неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях выше 20 МэВ/ Препринт РТИ АН СССР. М.: 1979, № 799.
5. К. Хоровец, Искусство схемотехники. - М.: Мир, 1987.