

УДК 53.072

ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ЗАХВАТНОГО ДЕТЕКТОРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2011 г. Д. Н. Абдурашитов, В. Н. Гаврин, Ю. М. Малышкин, В. Л. Матушко, А. А. Шихин

Институт ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

Поступила в редакцию 11.01.2011 г.

Представлены результаты моделирования функции отклика захватного детектора быстрых нейтронов с простой геометрией с целью изучения механизма ее формирования. Для численного моделирования функции отклика использовались пакет Geant4 и программа DGEOM, разработанная в ИЯИ РАН специально для изучения процессов, происходящих при замедлении быстрых нейтронов в органической среде. Воспроизведены и проанализированы функции отклика и эффективности регистрации реального детектора для энергий нейтронов 1.2, 2.4, 5.0 и 14.6 МэВ. Выполнено детальное изучение поведения функции отклика в диапазоне энергий нейтронов 1–14 МэВ. Показано, что проведенное моделирование вполне удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные, функция отклика детектора имеет двугорбую структуру, ухудшающую его энергетическое разрешение. Учет взаимодействия с углеродом для нейтронов в области энергий до 15 МэВ слабо влияет на функцию отклика детектора. Показана состоятельность физической модели, заложенной в программу DGEOM, и адекватность результатов моделирования, полученных с ее помощью.

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергии нейтрона в диапазоне от 1 до 100 МэВ требует применения специальных сред детектирования, обеспечивающих быстрый сброс исходной кинетической энергии нейтрона и перевод ее в ионизацию с последующим возбуждением и высвечивание среды. С этой точки зрения наиболее удачным выглядит выбор водородосодержащих материалов в качестве вещества детектора. Чистый водород применяется в пропорциональных счетчиках с высоким давлением рабочей смеси для обеспечения заметной эффективности. Органические сцинтилляторы представляют собой определенный компромисс – низкий световыход (~6000 фотонов на 1 МэВ) компенсируется высоким содержанием водорода (отношение концентраций водорода и углерода H/C от 1.1 до 1.8). По этой причине органические сцинтилляторы широко применяются в спектрометрии нейтронов.

В процессе взаимодействия нейтрона с органической средой в широком диапазоне энергий сечение упругого рассеяния на ядрах водорода доминирует над сечением неупругого рассеяния на углероде. Средняя доля энергии, передаваемая нейтроном ядру в упругом рассеянии, равна $1/(2A)$, где A – массовое число. Для водорода она составляет половину, а для углерода – $1/24$ часть энергии нейтрона.

Протон отдачи быстро теряет свою энергию на ионизацию, вызывая свечение среды. Интенсивность вспышки света определяется по амплитуде

сигнала фотоэлектронного умножителя (ф.э.у.). Зависимость световыхода типичного органического сцинтиллятора NE-213 от энергии заряженной частицы приведена на рис. 1. Она связывает интенсивность вспышки с энергией протона отдачи E_p . Как видно из рис. 1, зависимость световыхода от энергии протона выше 3 МэВ, хотя и близка к линейной, но смещена относительно начала координат. Это приводит к отсутствию пропорциональности между энергией протона и интенсивностью вспышки света и, как следствие, к смещенной оценке энергии.

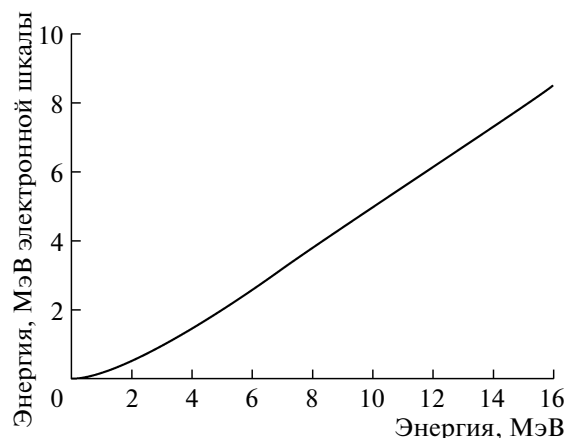


Рис. 1. Зависимость интенсивности вспышки, выраженной в единицах электронной шкалы, от энергии ионизирующей частицы. Аппроксимация реализована полиномом четвертой степени [1].

Заметим, что поскольку время между последовательным столкновением быстрого нейтрона с водородом не превышает нескольких наносекунд, световые вспышки $I(p)$ от разных протонов сливаются в одну суммарную вспышку. Энергия нейтрона определяется по величине интенсивности этой суммарной вспышки:

$$E_n = E_n(I_{\text{sum}}) = E_n[I_{\text{sum}} = \sum_{i=1}^k I(p_i)].$$

Отсюда следует, что эффект от указанной выше нелинейности увеличивается с ростом множественности протонов отдачи. Таким образом, как нелинейность световых выходов, так и множественность протонов отдачи будут сказываться на форме функции отклика.

Другая проблема, возникающая при измерении энергии нейтрона, заключается в том, что часть нейтронов покидает детектор, сохранив заметную долю своей начальной энергии. Это означает, что сумма энергий протонов отдачи будет меньше реальной энергии нейтрона. Для решения этой проблемы обычно применяют так называемые захватные детекторы, способные выделять события полного замедления нейтрона.

2. ЗАХВАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Полное замедление нейтрона в объеме детектора увязывает интенсивность вспышки света, испускаемого в этом процессе, с начальной энергией нейтрона. Надежным критерием полного замедления служит сигнал от поглощения медленного нейтрона на изотопах с высоким сечением захвата в тепловой области и с большой энергией испускаемых заряженных частиц.

Следует, однако, отметить, что наличие сигнала о полном замедлении нейтрона не исключает возможности потерь энергии (всей или ее части) быстрыми протонами отдачи в событиях вблизи границ детектора. Этот краевой эффект может быть существенным при небольших объемах сцинтиллятора.

Обычно в вещество сцинтиллятора вводится примесь изотопа с большим сечением захвата в тепловой области, например бора или лития. Его концентрация выбирается такой, чтобы вероятность захвата теплового нейтрона на нем конкурировала с вероятностью захвата на водороде и вылетом нейтрона из среды. Последовательность событий при регистрации полезного сигнала в таком детекторе следующая. Быстрый нейтрон замедляется, в основном, за счет рассеяния на водороде и формирует вспышку света от протонов отдачи, интенсивность которой связана с его начальной энергией. После этого, во временном интервале порядка десятка микросекунд, нейтрон, замедлившийся до тепловых энергий, эффективно захватывается на ${}^6\text{Li}$ либо ${}^{10}\text{B}$, испуская заряженные частицы определенной энергии, которые, в свою

очередь ионизуя среду, также генерируют световые вспышки с интенсивностью, пропорциональной энергии вторичных частиц. Таким образом, в захватном детекторе из всех событий выбираются только те, которые сопровождаются вспышкой света от захвата теплового нейтрона. Такой отбор указывает на то, что нейтрон оставил в сцинтилляторе всю или почти всю свою энергию.

Эта идея реализована, например, в работе [2], где подробно описан нейтронный спектрометр, использующий захватную методику. Детектор представляет собой цилиндр с жидким органическим сцинтиллятором ВС-523 на основе псевдокумола с небольшой добавкой естественного бора. На рис. 2 приведены функции отклика этого детектора на нейтроны с энергиями 1.2, 2.4, 5.0 и 14.6 МэВ.

Видно, что при энергиях >3 МэВ они состоят из двух хорошо различимых пиков, тогда как при меньших энергиях имеется пик с плечом справа. Ниже будет показано, что это плечо тоже является пиком. Более того, будет показано, что двугорбость функции отклика является неотъемлемым свойством захватных детекторов на основе органических сцинтилляторов. Наблюдается также определенная динамика: отношение интенсивности пиков меняется с изменением энергии. Очевидно, такое поведение функции отклика дает мало оснований говорить о сколько-нибудь приемлемом амплитудном разрешении.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАХВАТНОГО ДЕТЕКТОРА ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИИ

С целью изучения механизма формирования функции отклика захватного детектора, представленного в работе [2], в рамках настоящей работы было предпринято численное моделирование, использующее программный пакет Geant4 и программу DGEOM, разработанную в ИЯИ РАН. Пересчет интенсивности вспышки в энергию протона отдачи, в отличие от работы [2], проводился по эмпирической функции световых выходов, которая получена в работе [1] аппроксимацией полиномом 4-й степени измеренной зависимости световых выходов сцинтиллятора NE-213 (близкого по свойствам ВС-523) от энергии протона.

3.1. Описание детектора

Детектор в работе [2] представляет собой цилиндр, заполненный жидким органическим сцинтиллятором ВС-523 на основе псевдокумола, в котором растворено небольшое количество триметилбората. Один из торцов цилиндра просматривается ф.э.у., другой закрыт и обращен к источнику нейтронов. Диаметр цилиндра составляет 7.6 см, высота 12.7 см. Сцинтиллятор содержит 5% нату-

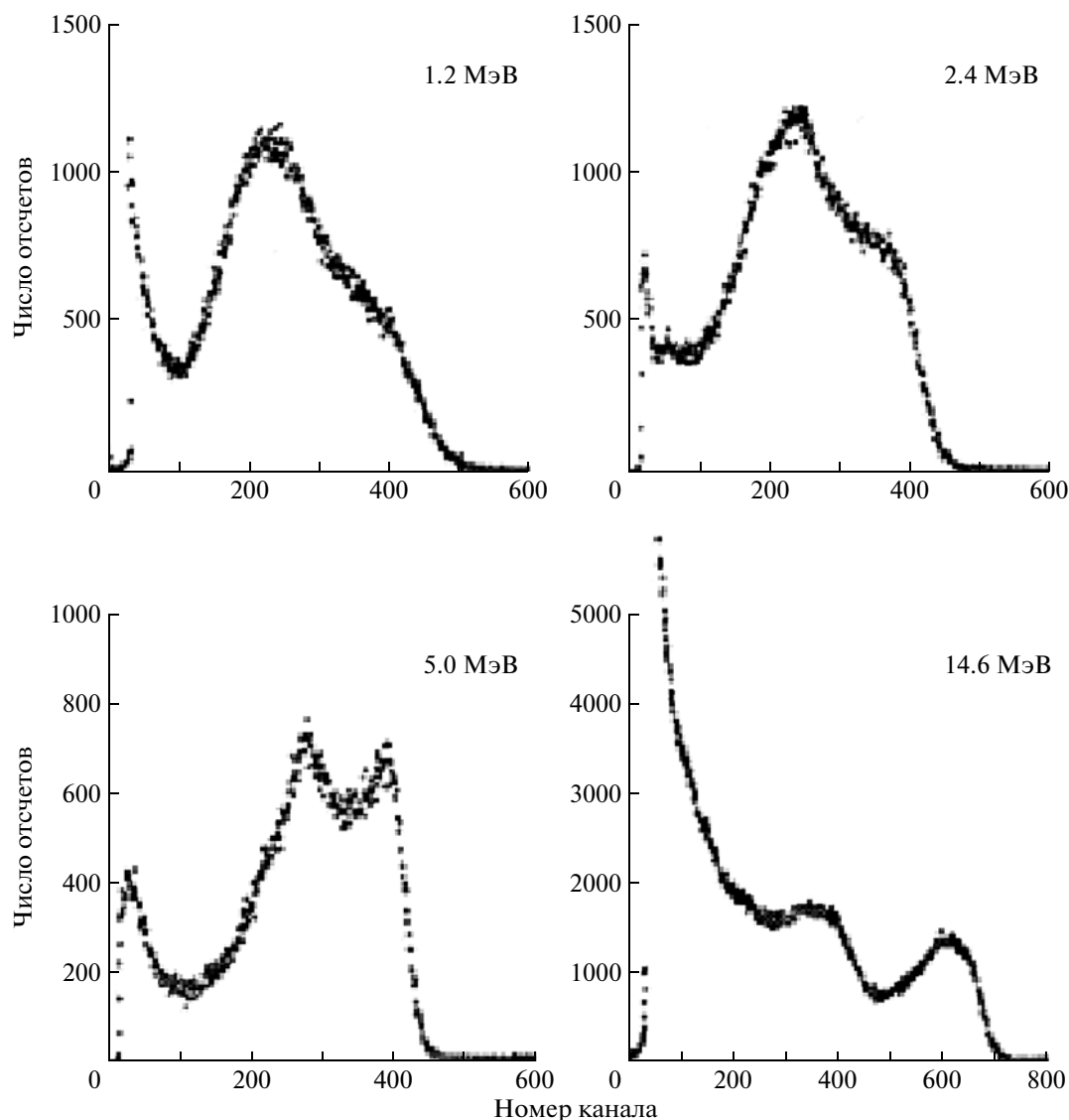


Рис. 2. Экспериментально измеренные функции отклика захватного детектора на моноэнергетические нейтроны [2].

рального бора, в котором примесь изотопа ^{10}B составляет $\sim 1\%$ по массе от вещества детектора.

3.2. Программы DGEOM и Geant4

Программа DGEOM специально написана для моделирования замедления нейтронов в объеме детектора до энергии ~ 50 кэВ. Физическая модель, заложенная в основу программы DGEOM, жестко связана с условиями детектирования нейтронов. Основным веществом детектора является органическая среда, поэтому замедление нейтронов происходит за счет упругого рассеяния на водороде. Упругое рассеяние на углероде, слабо меняющее энергию нейтрона, и небольшая доля неупругих каналов рассматриваются как возмущение. Для

розыгрыша пробегов нейтронов используется 100-групповая библиотека сечений DLC37.

Основными преимуществами программы DGEOM является высокая скорость счета, обусловленная, главным образом, нацеленностью на решение узкого круга задач. Она обеспечивает возможность получения многомерных функций распределения по множественности и энергиям протонов отдачи и изучения влияния упругого и неупругого рассеяния на углероде.

Параллельно была также создана программа, использующая пакет Geant4 [3]. Этот пакет предоставляет обширный набор библиотек для моделирования прохождения различных частиц через вещество с помощью метода Монте-Карло. Geant4 позволяет учитывать практически все известные

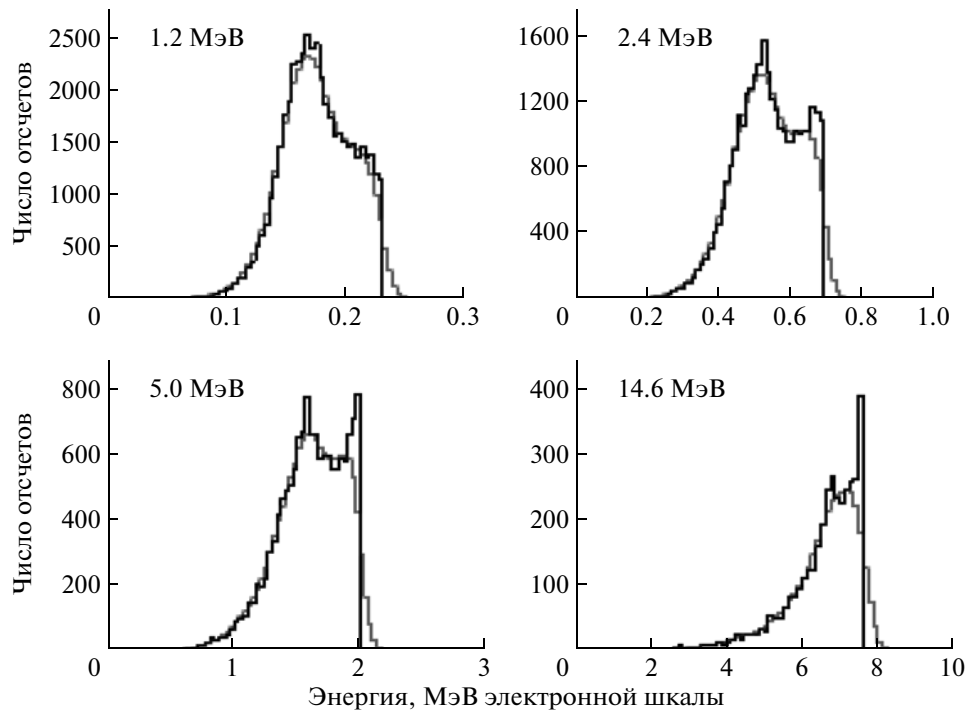


Рис. 3. Функции отклика на моноэнергетический пучок нейтронов, полученные с помощью моделирования программой DGEOM (серые линии). Черными линиями показаны результаты размывания по Гауссу.

нейтронные взаимодействия. При этом используется библиотека сечений ENDF/B-VI [4].

Как и в случае программы DGEOM, геометрия и состав сцинтиллятора точно соответствуют детектору, описанному в работе [2]. Функция отклика строилась только для тех событий, где нейтрон оставлял всю свою энергию в детекторе, после чего захватывался на ^{10}B .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

4.1. Функции отклика

Полученные функции отклика детектора на моноэнергетические пучки нейтронов, представленные на рис. 3, неплохо согласуются с экспериментальными данными [2] вплоть до энергии 5 МэВ. Воспроизведена характерная двугорбая структура, обусловленная одновременным влиянием различной множественности протонов отдачи и нелинейности функции световыхода сцинтиллятора. Отражена также динамика соотношения интенсивностей пиков, которое меняется с энергией. При этом расчеты проводились независимо с помощью обеих программ: DGEOM и на основе пакета Geant4. В обоих случаях были получены близкие результаты моделирования.

Правый пик двугорбой структуры функции отклика соответствует событиям, в которых нейтрон передал практически всю свою энергию одному протону отдачи. В этом случае нелинейность функ-

ции световыхода не сказывается на измеренной энергии нейтрона. Левый пик обусловлен событиями с двумя и более протонами отдачи. Его сдвиг относительно правого пика обусловлен нелинейностью функции световыхода, а ширина соответствует в основном ширине распределения протонов по множественности.

В случае энергии нейтронов 14.6 МэВ наблюдается заметное отличие результатов моделирования от экспериментальных данных (см. рис. 2 и рис. 3). Оба пика, полученных в результате расчета (см. рис. 3 – случай 14 МэВ), укладываются в правый пик, выдаваемый реальным детектором (см. рис. 4). Тем не менее, разрешение детектора не позволяет различить ожидаемую двугорбость функции отклика. Однако, как видно из рис. 2, на измеренной функции отклика присутствует еще и левый пик (имеется в виду пик в области 300–400 каналов условной шкалы). Этот пик не воспроизводится ни одним из программных пакетов и, наиболее вероятно, не имеет отношения к полезному сигналу, соответствующему полной передаче энергии протонам отдачи и дальнейшему захвату нейтрона. Создателям детектора [2], проводившим собственное моделирование со степенной функцией световыхода, также не удалось воспроизвести этот пик. Это хорошо видно из рис. 4, на котором совмещены экспериментальные измерения и результат моделирования, выполненного авторами детектора. Авторы работы [2] объясня-

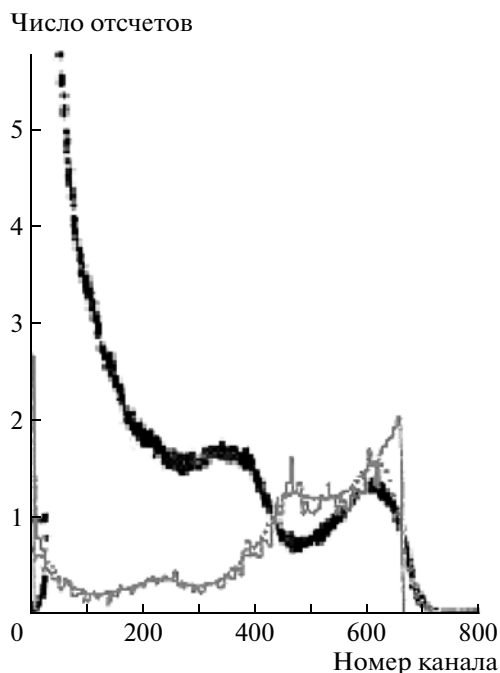


Рис. 4. Экспериментально измеренная функция отклика на нейтроны с энергией 14.6 МэВ (полужирная линия) и результаты ее моделирования [2].

ют формирование левого пика несовершенством электронного тракта.

В работе [2] не проведены измерения в диапазоне от 6 до 14 МэВ, которые позволили бы наглядно проследить динамику структуры функции отклика. Этот пробел легко восполняется моделированием (рис. 5). Детальное изучение поведения функции отклика при увеличении энергии нейтронов не оставляет сомнений в том, что двугорбая структура должна укладываться целиком в правый пик, наблюдаемый в эксперименте для энергии нейтронов 14 МэВ.

4.2. Эффективность регистрации

Непосредственным результатом моделирования является эффективность регистрации нейтронов. Нужно отметить, что в реальных измере-

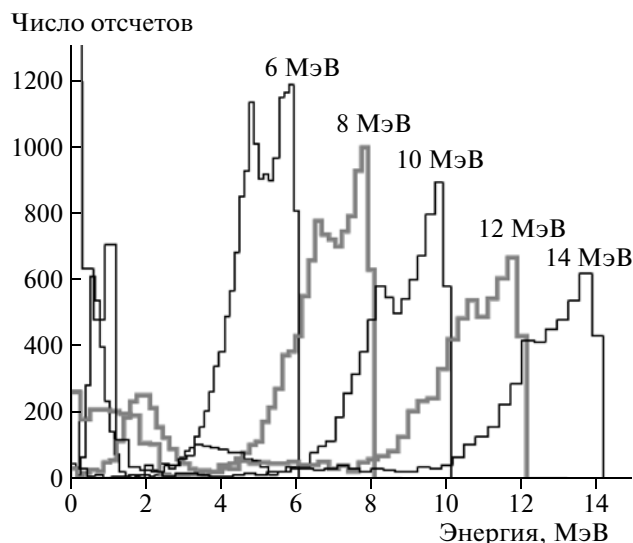


Рис. 5. Рассчитанные с помощью пакета Geant4 функции отклика детектора в диапазоне энергий от 6 до 14 МэВ.

ниях среди всех событий появления вспышки от захвата нейтрона триггером считались только те, время запаздывания которых относительно протонной вспышки попадало во временные ворота 1.4–6.1 мкс. Для оценки полной эффективности детектора авторы [2] пересчитывают измеренные значения эффективности на интервал 0.0–10.0 мкс.

Сопоставляя расчетные эффективности для временных ворот 0.0–10.0 мкс и 1.4–6.1 мкс (см. таблицу), можно видеть, что с экспериментальными данными хорошо согласуются не первые, а последние (1.4–6.1 мкс) значения. По всей видимости, авторы [2] на самом деле привели эффективности, полученные для экспериментальных ворот, не пересчитанные для ворот 0.0–10.0 мкс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование работы захватного спектрометра нейтронов, проведенное с помощью двух независимых программ, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные из работы [2] с учетом высказанных выше замечаний. Показа-

Энергия первичного нейтрона, МэВ	Эффективность регистрации нейтронов, %		
	Эксперимент [2] (0.0–10.0 мкс)	Расчет Geant4 (0.0–10.0 мкс)	Расчет Geant4 (1.4–6.1 мкс)
1.2	10	18	8
2.4	5	11	5
5.0	2	6	2
14.6	0.6	1.8	0.8

но, что функция отклика детектора имеет (существенно) двугорбую структуру, ухудшающую его энергетическое разрешение. Одним из путей его улучшения является разбиение детектора на секции с независимым съемом световыхода. Показано, что учет взаимодействия с углеродом для нейтронов в области энергий до 15 МэВ слабо влияет на функцию отклика детектора. Воспроизведены значения эффективности регистрации детектора для разных энергий нейтрона.

Совпадение результатов всестороннего моделирования обоими описанными способами, в частности, указывает на адекватность физической модели, заложенной в программе DGEOM. Это позволяет

относиться с большой степенью доверия и к другим данным, которые могут быть получены с ее помощью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dekempeneer E., Liskien H., Mewissen L., Poortmans F.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1987. V. A256. P. 489.
2. *Aoyama T., Honda K., Mori C. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1993. V. A333. P. 492.
3. Geant4 Collaboration, *Agostinelly S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. A506. P. 250.
4. *Rose P.F.* ENDF/B-VI Summary Documentation. BNL-NCS-17541. Brookhaven National Laboratory. Oct. 1991.