

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ.

Ядерные константы

ВЫПУСК

2

1989

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов,
Г. Н. Смиренкин, В. А. Толстиков, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев,
Р. Б. Иванов, Б. С. Ишханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторишко, Н. П. Чижова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. НИКОЛАЕВ

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Дулин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев,
В. Д. Казарицкий, А. Н. Камышан, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ И
ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1989

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

Казарицкий В.Д., Степанов Н.В.

Эффективное сечение деления висмута под действием
излучения мишени, бомбардируемой протонами
промежуточных энергий.....3

Трофимов Ю.Н.

Сечения радиационного захвата нейтронов четными
изотопами Se, Cd, Gd, Te, Dy, Er, Yb при
энергии 0,5 MeV.....11

Девкин Б.В., Журавлев Б.В., Кобозев М.Г., Лунев В.П.,
Лычагин А.А., Симаков С.П., Талалаев В.А., Титаренко Н.Н.

Спектры нейтронов из реакции $^{209}\text{Bi}+n$ при
энергии 14 MeV.....19

Максютенко Б.П., Игнатъев С.В., Балакшев Ю.Ф. Спектры запаздывающих нейтронов от предшественников хрома и йода.....	27
Глазков Ю.Ю., Лисичкин Ю.В., Туманов А.А., Ионкин В.И., Раскач Ф.П. Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на Ве..	33
Бадиков С.А., Блохин А.И., Булеева Н.Н., Гусейнов А.Г., Мастеров В.С., Проняев В.Г., Работнов Н.С., Титаренко Н.Н. Оценка нейтронных сечений изотопа ^{15}N	39
Блохин А.И., Голубев В.И., Игнатьев А.В., Николаев М.Н., Проняев В.Г., Цибуля А.М. Согласованность микроскопических оценок и интегральных экспериментов для хрома, железа и никеля.....	52
Довбенко А.Г., Шубин Ю.Н. Функции возбуждения реакций $^{232}\text{Th}(n, xn)$ и образование изотопов тория при энергиях 10 - 50 МэВ.....	60
Бобков Е.Ю., Воронина О.И., Живун В.М., Колдобский А.Б. Универсальный полумпирический метод прогнозирования массовых выходов продуктов деления тяжелых ядер.....	71
Яборов Ю.Ф. Методика обработки несогласованных данных на основе двух статистических критериев.....	85
Рахно И.Л., Куликовская А.В. СНС - программа расчета сопряженных нейтронных сечений на основе оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B.....	94
Ядерно-реакторные данные	
Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. Экспериментальные исследования трансформации спектров захватного γ -излучения в тяжелых средах.....	100
Абрамов Б.Д. К теории многогруппового метода.....	113
Лухминский В.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Модель переноса нейтронов для стандартного вычислительного эксперимента.....	118
Вниманию авторов	125

УДК 681.142.5:539.1.07

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ВИСМУТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ИЗЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ, БОМБАРДИРУЕМОЙ ПРОТОНАМИ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

В.Д.Казарицкий, Н.В.Степанов

AN EFFECTIVE CROSS-SECTION OF BISMUTH FISSION UNDER THE RADIATION OF A TARGET BOMBARDED BY MEDIUM ENERGY PROTONS. An effective threshold cross-section method is formulated for a new problem - the assessment of integral radiation fluxes attended with high-energy proton conversion in a heavy target. The particle flux spectrum is calculated by Monte-Carlo simulation. The effective threshold energy and cross-section are obtained for bismuth used as a fission detector material.

В настоящее время интенсивно исследуются вопросы применения ускорителей заряженных частиц промежуточных энергий для получения нейтронов из мишеней с целью наработки делящихся ядер, рассматриваются концепции мощных энергетических систем, основанных на этом методе [1]. При экспериментальном изучении излучений, генерируемых пучком ускорителя в толстых мишенях, широко используются активационные методы. Значительный интерес представляют индуцированные высокоэнергетическими частицами деления ядер. Разработанные методы регистрации осколков деления позволяют уверенно выделять их на фоне интенсивного гамма-излучения, нейтронов, протонов и легких заряженных частиц [2].

Под действием высокоэнергетических частиц делятся не только уран и торий, но и другие тяжелые элементы, например висмут, свинец, вольфрам. Их обычно рассматривают как неделящиеся. Такие реакции имеют характерные энергетические пороги. Пороговые детекторы на их основе позволяют оценивать интегральные выходы различных по энергии групп частиц. Соответствующий метод носит название метода эффективных пороговых сечений [3]. В его основе заложено представление сечения реакции одноступенчатой функцией, которая равна нулю при энергиях, меньших значения, называемого эффективной пороговой энергией $E_{эф}$, и равна постоянной величине $\sigma_{эф}$ при энергиях, больших чем $E_{эф}$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В случае мишени, бомбардируемой пучком частиц с энергией в сотни или тысячи МэВ, спектр потока частиц заметно меняется в зависимости от толщины мишени, энергии пучка и положения детекторов. Поэтому, во-первых, необходимо подбирать значения $\sigma_{эф}$ и $E_{эф}$, чтобы не изменялся активационный интеграл

$$\int_0^{\infty} \Phi(E) \sigma(E) d(E) = \sigma_{эф} \int_{E_{эф}}^{\infty} \Phi(E) d(E), \quad (I)$$

где $\Phi(E)$ — поток частиц в детекторе, а $\sigma(E)$ — сечение реакции. А во-вторых, необходимо подобрать $E_{эф}$ таким, чтобы $\sigma_{эф}$, найденные из приведенного равенства для разных положений детекторов, имели минимальный разброс.

Нами выполнена процедура вычисления значений $E_{эф}$ и $\sigma_{эф}$, удовлетворяющих перечисленным условиям, для висмута, который используется в качестве детектора деления при исследовании выхода частиц из свинцовой и урановой мишеней. Такие мишени, бомбардируемые пучками протонов, изучались как интенсивные источники нейтронов [4].

Поставленная задача включает имитацию эксперимента по активации детекторов деления, расположенных на боковой поверхности (вдоль образующей) мишени. Для чего в объеме мишени моделировались каскады высокоэнергетических частиц, рожденных в результате

глубоко неупругих (spallation) адрон-ядерных взаимодействий. Считалось, что пучок падает в центр основания мишени. Поперечный профиль пучка моделировался при помощи двумерного гауссовского распределения со стандартным отклонением 3 см. Полученные оценки потоков частиц и активаций в точках (или областях) поверхности, где располагались детекторы, были использованы для вычисления эффективного сечения деления висмута $\sigma_{f,эф}$ и эффективного энергетического порога $E_{эф}$. В соответствующей процедуре перебора использовано соотношение (1).

Серии расчетов имитировали облучение пучком протонов с энергией 1 ГэВ мишени из обедненного урана и пучками с энергиями 1 и 3,65 ГэВ мишени из свинца. Размер и форма мишени для обоих материалов были одинаковыми - цилиндр ϕ 20x60 см. В результате в задаче почти вдвое менялась оптическая толщина мишени и более, чем втрое энергетический диапазон рожденных вторичных частиц.

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Данные по энергетической зависимости сечения деления висмута протонами в интересующей нас области взяты из [5,6]. Сечения деления нейтронами и π -мезонами вычислялись из сечений для протонов. При этом считалось, что их отношения пропорциональны отношениям полных неупругих сечений. Данные по полным неупругим сечениям адронов взяты из [7].

Поля частиц, образованных в мишени, моделировались методом Монте-Карло. Чтобы оценить влияние на полученные результаты способа моделирования превращений и переноса частиц, были выполнены две серии параллельных расчетов. В одной применялась программа моделирования межъядерных каскадов высокоэнергетических частиц MARS4 [8], которая использует инклюзивные сечения неупругих адрон-ядерных взаимодействий и позволяет строить точечные оценки дифференциальных по энергии потоков частиц, т.е. имитировать точечные детекторы. В другой серии расчетов использовалась программа МЕНТС [9], которая осуществляет прямое моделирование каскадно-испарительного процесса в ядрах мишени - эксклюзивный подход. Детектируемые потоки здесь оценивались по пересечению частицами выделенных участков боковой поверхности мишени.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Все результаты получены на ЭВМ БЭСМ6. Для оценки потоков частиц по программе MARS4 использовались локальные оценки метода Монте-Карло. Имитируемые детекторы "располагались" на боковой поверхности мишени в 3 точках по образующей. Геометрическая расстановка детекторов выбрана в расчете на оптимальное описание результатов облучения урановой мишени пучком с энергией 1 ГэВ и в дальнейшем не менялась. В каждом из трех вариантов (мишени из свинца и урана под пучком 1 ГэВ и свинцовая мишень под пучком 3,65 ГэВ) реализована выборка размером около 1500 каскадов, что составило примерно 3 часа процессорного времени на вариант.

Энергетическая зависимость потоков частиц оценивалась по 20 точкам, логарифмически равномерно расставленным на отрезке от 20 до 1000 МэВ, или в 30 точках на отрезке от 20 до 3650 МэВ. Полные потоки и активации вычислялись в конце расчета Монте-Карло с помощью обычного численного интегрирования и квадратичной интерполяции. Результаты представлены на рис.1, причем на рис.1а изображено пространственное распределение полных потоков частиц, а на рис. 1б-1г - активации (скорости делений) ядер висмута. Из рис. 1г можно видеть, что отношение активации и интегрального потока (среднее сечение деления) зависит от координат. Формализм эффективных пороговых сечений связывает простым соотношением активации и интегральные потоки, при этом фактор связи (эффективное сечение) не зависит от координат.

Прежде чем перейти к результатам вычисления эффективного энергетического порога, напомним, что параллельно с MARS4 использовалась программа МЕНТС. Соответствующие результаты по активации приведены на тех же рисунках. Здесь использованы оценки потоков частиц по пересечениям, зафиксированным на участках боковой поверхности цилиндрической мишени, образованных равномерным разбиением образующей на 12 отрезков по 5 см. При усреднении оценок разыгрывалось около 3000 каскадов, при этом затраты процессорного времени БЭСМ6 составляли примерно 6 часов на каждый вариант.

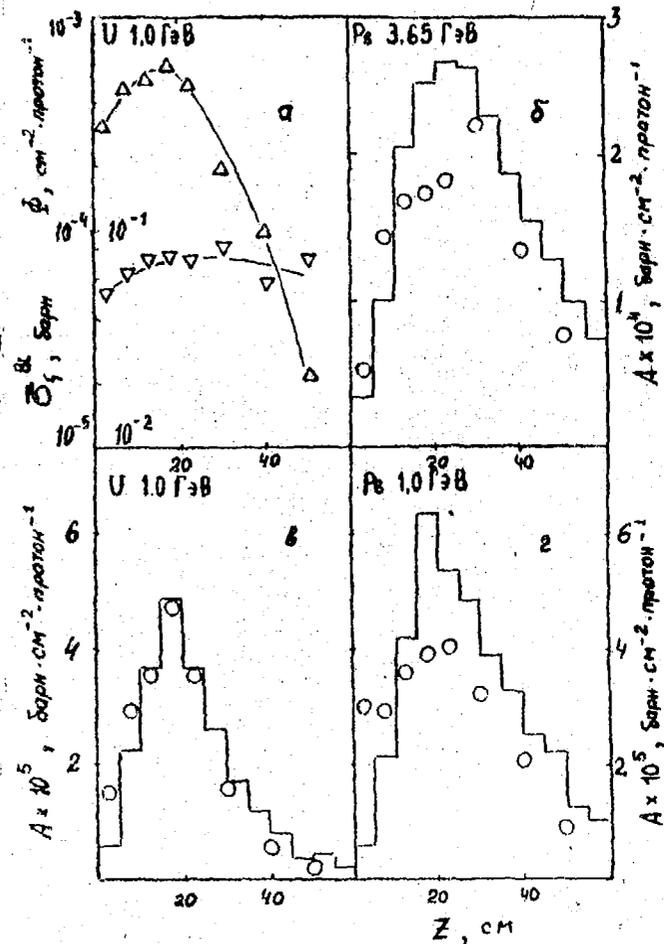


Рис.1. Пространственные распределения интегральных потоков частиц из мишеней и индуцированных ими скоростей деления ядер висмута: а - распределения интегральных потоков и средних сечений деления; б-г - распределения скоростей деления ядер висмута; U, Pb - материал мишени; 1 и 3,65 ГэВ - энергии первичных протонов пучка; Δ, ∇, \circ - результаты программы MARS4; гистограммы - результаты программы MENTC; Z - расстояние вдоль образующей цилиндрической мишени $\phi 20 \times 60$ см.

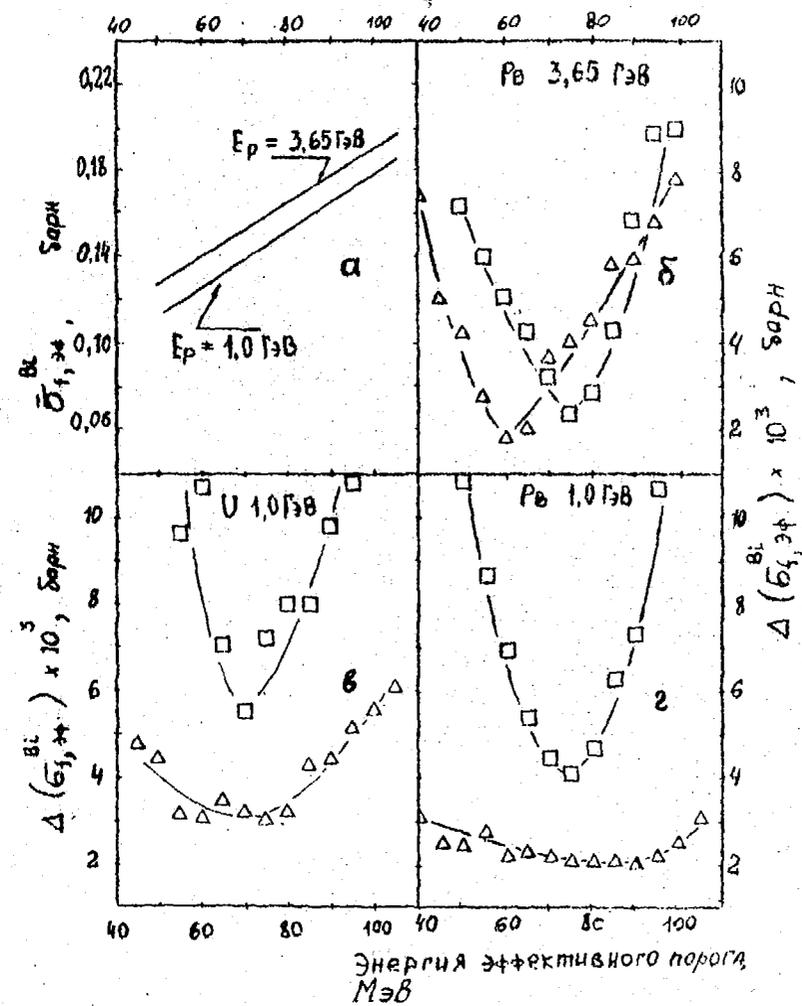


Рис.2. Зависимости от величин эффективных порогов средних значений и средних квадратических отклонений эффективных сечений деления висмута: а - средние значения эффективных сечений деления; б-г - средние квадратические отклонения эффективных сечений; E_p - энергия первичных протонов пучка; U, Pb - материалы мишеней; Δ - результаты программы MARS4; \square - результаты программы MENTC.

Как видно из рисунков, активации, предсказанные программами MARS4 и MENTC для урановой мишени, довольно близки, а для свинцовой мишени сильно расходятся. Мы не будем останавливаться на причинах расхождений. Отметим лишь, что на результаты влияют такие факторы, как статистические свойства оценок потоков, число разыгранных каскадов высокоэнергетических частиц, точность ядерных моделей, реализованных в программах, и другие. Роль части из них рассматривалась нами в [10,11]. В контексте поставленной задачи о вычислении эффективного сечения деления висмута нас будет интересовать, как эта разница скажется на величинах $\sigma_{f,эф}$ и $E_{эф}$. Процедура вычисления проиллюстрирована на рис.2.

При увеличении эффективного порога $E_{эф}$ математическое ожидание значений эффективных сечений деления, полученных в разных геометрических точках (областях) детектирования, монотонно возрастает. Результаты обеих программ здесь полностью совпадают. Эффективные сечения не зависят от материала мишени (свинец или уран) и слабо зависят от энергии протонов пучка. При изменении энергии более чем в 3 раза средние величины эффективных сечений изменяются примерно на 6-7 %.

Мерой разброса величин эффективных сечений выбрана величина стандартного отклонения (среднего квадратического) от среднего значения. Как и ожидалось, она зависит от эффективного порога $E_{эф}$. Все полученные зависимости обнаруживают минимум в окрестности $E_{эф}$, равного 70 МэВ. Положение минимума слабо меняется в пределах от 60 до 80 МэВ в зависимости от материала мишени, энергии пучка и использованной программы расчета. Условия вычислений дают основание рассматривать наблюдаемые изменения как статистические, т.е. как результат воздействия значительного числа плохо контролируемых отклоняющих факторов, каждый из которых вызывает малое возмущение результата. Это позволяет рекомендовать для интерпретации активационных измерений на пучках с энергией порядка 1 ГэВ значение эффективного сечения деления висмута, равное $0,14 \pm 0,01$ барн с эффективным порогом энергии частиц в 70 МэВ.

В заключение следует отметить, что в настоящей работе метод эффективных пороговых сечений сформулирован для такой принципиально новой задачи, как оценка интегральных потоков

излучений, сопровождающих взаимодействие пучка высокоэнергетических протонов с массивной мишенью.

Получены эффективный энергетический порог и эффективное сечение деления ядер висмута, который рассматривался как материал порогового детектора частиц. Показано, что в случае мишеней, представляющих интерес для интенсивной генерации нейтронов протонами промежуточной энергии, значения эффективного порога и эффективного сечения практически не зависят от материала мишени и слабо меняются с энергией пучка. Результаты, полученные с помощью двух разных программ моделирования переноса высокоэнергетических частиц в веществе, хорошо согласуются между собой. Метод может быть реализован для вычисления эффективных сечений других материалов с относительно высокими порогами деления, например, свинца и золота.

Список литературы

1. Хармс А. В кн.: Технологические аспекты ядерных энергетических систем с воспроизводством топлива : Пер. с англ. / Под ред. Г.С.Бауера, А.Макдональда. М.: Энергоатомиздат, 1988. С.24.
2. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах. М.: Энергоиздат, 1981. Ч.2.
3. Grundl J., Ueber A. // Nucl. Sci. Eng. 1960. V.8, N6.P.598.
4. Стейнберг М. В кн.: Технологические аспекты ядерных энергетических систем с воспроизводством топлива: Пер. с англ. /Под ред. Г.С.Бауера, А.Макдональда. М.: Энергоатомиздат, 1988. С.164.
5. Быченков В.С., Ломанов М.Ф., Обухов А.И. и др. Определение сечения и величины угловой анизотропии деления ядер при облучении ^{238}U , ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{205}Pb , ^{197}Au протонами с энергией в интервале 70-200 МэВ: Препринт ИТЭФ-965. М., 1972.

6. Коньшин В.А., Матусевич Е.С., Регушевский В.И. // Ядерная физика. 1965. Т.2. Вып.4. С.682.
7. Сычев Б.С., Калмыков А.Р., Отрощенко Е.А. Сечения неупругого взаимодействия адронов с атомными ядрами (феноменологический анализ): Препринт РТИ АН СССР-834. М., 1983.
8. Байшев И.С., Кучинин С.Л., Мохов Н.В. Расчет методом Монте-Карло трехмерных адронных каскадов при энергиях 20 МэВ - 3000 ГэВ (Программа MARS4): Препринт ИФВЭ-ОФИ-78-2. Серпухов, 1978.
9. Лобов Г.А., Степанов Н.В., Сибирцев А.А., Требуховский Ю.В. Статистическое моделирование взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. Модель внутриядерного каскада: Препринт ИТЭФ-91. М., 1983.
10. Казарицкий В.Д., Кобзарев К.К. Компьютерный эксперимент на свинцовой мишени с пучком протонов 3,65 ГэВ для сравнения программ MARS4 и HETC: Препринт ИТЭФ-16. М.: ЦНИИатоминформ, 1988.
11. Степанов Н.В. Статистическое моделирование деления возбужденных атомных ядер. Ч.2. Расчет и сравнение с экспериментом: Препринт ИТЭФ-55. М.: ЦНИИатоминформ, 1988.

Статья поступила в редакцию 15 июля 1988 г.

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЧЕТЫРЬМИ
ИЗОТОПАМИ Se, Cd, Gd, Te, Dy, Er и Yb
ПРИ ЭНЕРГИИ 0,5 MeV

Ю.Н. Трофимов

RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTIONS FOR EVEN ISOTOPES Se, Cd, Te, Dy, Er and Yb AT NEUTRON ENERGY 0.5 MeV. Radiative capture cross sections for neutron-deficit nuclei ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er and ^{168}Yb were measured at neutron energy 0.5 MeV by activation method. Experimental results are in agreement with predictions of the formula based on dependence of cross section on neutron excess parameter $/(N-Z)/A/$. Unknown capture cross sections for $^{76,78}\text{Se}$, $^{108,110,112}\text{Cd}$, $^{122,124,126}\text{Te}$, ^{154}Gd , $^{164,166,168}\text{Er}$, $^{170,172,174}\text{Yb}$ were evaluated using this formula.

Стабильные ядра ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er и ^{168}Yb содержат минимальное количество нейтронов в ядре среди изотопов соответствующего элемента. Эти ядра находятся в стороне от путей природного захвата (s -процесса нуклеосинтеза) и получили название "обойденных" ядер (терминология астрофизиков) [1]. Происхождение их ещё окончательно не выяснено. Малое содержание этих изотопов в природных элементах (от сотых долей до 1%, табл. I) и большие периоды полураспада продуктов реакции (десятки и сотни суток, кроме ^{157}Dy и ^{163}Er) предполагают значительные трудности (или вообще неудачу) при измерении сечений радиационного захвата (РЗ) нейтронов этих ядер активационным методом. Ввиду этих трудностей информация о сечениях реакции (n, γ) при $E_n = 0,5$ MeV на нейтрондефицитных ядрах полностью отсутствует. В результате анализа данных о сечениях РЗ нейтронов энергией 0,5 - 2 MeV ядрами стабильных изотопов различных элементов нами обнаружено, что величины сечений уменьшаются с увеличением избытка нейтронов в ядре.

В основу оценки сечений РЗ нейтронов ядер может быть положена следующая изотопическая зависимость

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_0 \cdot e^{-K\alpha}, \quad (1)$$

где σ_{α} , σ_0 - величины сечений РЗ нейтронов изотопов с параметрами нейтронного избытка $\alpha = (N-Z)/A$ и $\alpha = 0$ ($N=Z$) соответственно; K - постоянная; N, Z - числа нейтронов и протонов ядра. Соотношение (1) не применимо для ядер-мишеней с магическим содержанием нейтронов ($N=50, 82, 126$) и для ядер, где происходит перестройка формы ядра ($N=90$). В целях проверки этого правила нами проведены измерения активационным методом сечений РЗ нейтронодефицитных стабильных ядер ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er и ^{168}Yb . Нейтроны получали по реакции $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ при бомбардировке твердых титано-тритиевых мишеней протонами на электростатическом ускорителе Радиевого института им. В.Г.Хлопина. Флюенс нейтронов измеряли методом активации детекторов из золота, расположенных с двух сторон вплотную к образцу. Образцы и детекторы (все диаметром 6 мм) облучали под углом 0° относительно оси пучка на расстоянии 12 мм от источника нейтронов. Время облучения составляло для ^{106}Cd , ^{156}Dy , ^{162}Er - период полураспада продукта реакции; для остальных изотопов - 15 ч. Условия облучения потребовали значительного обогащения элементов по исследуемому изотопу. Массы, вид химического соединения и изотопный состав образцов приведены в табл. 1.

Другие особенности методики: процедура определения сечения, детальный перечень учтенных поправок и их погрешностей описаны в работе [2]. Основные характеристики ядер-продуктов исследуемых реакций приведены в табл. 2.

Для определения минимально приемлемых масс образцов до начала активационных измерений была проведена предварительная оценка сечений РЗ нейтронов энергий 0,5 МэВ нейтронодефицитных ядер по соотношению (1), используя имеющиеся в литературе значения сечений опорных реакций. Оценку сечений или положение прямой в пространстве координат $\ln \sigma_{\alpha}$ и α можно определить по известным сечениям для двух изотопов, либо по известному сечению одного изотопа и углу наклона прямой, который можно установить по аналогии с наклоном прямых для соседних (по Z и соответствующей группы четности) ядер. Результаты предварительной оценки, данные

измерений сечений реакции (n, γ) для исследуемых нейтрондефицитных ядер при $E_n = 0,5$ МэВ приведены в табл.3.

Таблица I

Массы и изотопный состав образцов

Изотоп	Природное содержание, %	Химическое соединение	Масса образца по элементу, мг	Изотопный состав, %
^{74}Se	0,87	Se	100	74-98,2; 76-1,8;
^{106}Cd	1,24	Cd	50	I06-77,3; I08-0,59; I10-3,86; I11-3,34; I12-5,61; I13-2,6; I14-5,68; I16-1,0.
^{120}Te	0,089	Te	100	I20-40,6; I22-13,2; I23-1,27; I24-3,88; I25-4,53; I26-10,1; I28-13,8; I30-12,5.
^{152}Gd	0,205	Gd_2O_3	200	I52-30,6; I54-9,3; I55-18,1; I56-14,8; I57-8,6; I58-II; I60-7,6.
^{156}Dy	0,052	Dy_2O_3	8	I56-I7,5; I58-I,5; I60-4,7; I61-20,5; I62-20,7; I63-18,1; I64-I7,0.
^{162}Er	0,136	Er_2O_3	60	I62-25,8; I64-8,1; I66-33,1; I67-14,7; I68-12,8; I70-5,5.
^{168}Yb	0,135	Yb_2O_3	40	I68-I7,5; I70-12,9; I71-29,8; I72-17,4; I73-6,91; I74-12,5.

Основные характеристики ядер-продуктов
исследуемых и опорной реакции

Реакция	Период полураспада [3,4,5]	E_{γ} , кэВ	Квантовый выход, % [3,4,5]
$^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$	$119,78 \pm 0,01$ сут	264,6	$59,5 \pm 0,5$
$^{106}\text{Cd}(n,\gamma)^{107}\text{Cd}$	$6,5 \pm 0,1$ ч	93,08	$4,74 \pm 0,06$
$^{120}\text{Te}(n,\gamma)^{121}\text{Te}$	$17,0 \pm 0,2$ сут	573,08	79 ± 1
$^{152}\text{Gd}(n,\gamma)^{153}\text{Gd}$	$241,6 \pm 0,3$ сут	97,43	$29,5 \pm 0,9$
$^{156}\text{Dy}(n,\gamma)^{157}\text{Dy}$	$3,10 \pm 0,05$ ч	326,1	$93,4 \pm 1,5$
$^{162}\text{Er}(n,\gamma)^{163}\text{Er}$	$75,0 \pm 0,5$ млн	48,6	$77,3 \pm 0,8$
$^{168}\text{Yb}(n,\gamma)^{169}\text{Yb}$	$32,022 \pm 0,008$ сут	198	$36 \pm 1,5$
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$2,695 \pm 0,002$ сут	411,8	$95,56 \pm 0,07$

Основной вклад в ошибку измеренных сечений давала погрешность опорного сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$, которая составляла 6,1% [5]. Данные измерений, за исключением ^{106}Cd , хорошо согласуются с предварительной оценкой сечений по соотношению (1). Это дает возможность распространить данный метод оценки сечений на другие ядра, где по тем или иным причинам измерение провести трудно (стабильный продукт реакции, сечение мало, низкий квантовый выход и т.д.). На рисунке приведена совокупность экспериментальных и оценённых данных в виде зависимости сечений РЗ нейтронов чётных изотопов Se, Cd, Gd, Te, Dy, Er и Yb от параметра нейтронного избытка при энергии $E_n = 0,5$ MeB. Приведены данные опорных реакций, результаты наших измерений для изотопов ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er и ^{168}Yb , а также данные нашей оценки для $^{76,78}\text{Se}$, $^{108,110,112}\text{Cd}$, $^{122,124,126}\text{Te}$, ^{154}Gd , $^{164,166,168}\text{Er}$, $^{170,172,174}\text{Yb}$, для которых в настоящее время информация отсутствует.

Таблица 3

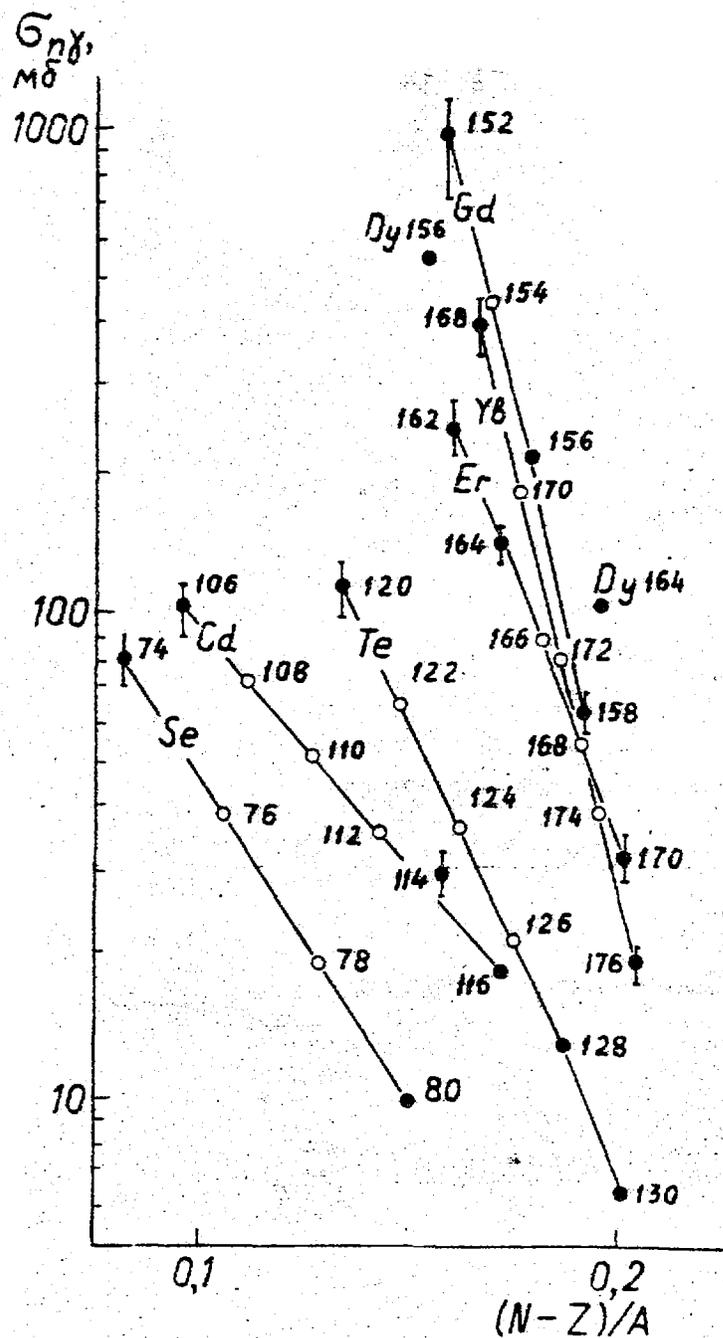
Предварительная оценка по соотношению (I) сечений РЗ нейтронов энергией 0,5 МэВ ядер ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er и ^{168}Yb по данным спорных реакций и результаты измерений настоящей работы ($1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$)

ИЗОТОП	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$, мб		Данные спорных реакций (n, γ) для предварительной оценки			
	предварительная оценка	измерено в данной работе	изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$, мб	E_n , МэВ	источник
^{74}Se	70-95	82(10)	^{80}Se	10,1	0,5	[6]
^{106}Cd	200-300	103(13)	^{114}Cd	33(2)	0,6	[7]
			^{114}Cd	30(3)	0,5	xx
			^{114}Cd	48,9(4,0)	0,539	[8]
			^{116}Cd	16(2)	0,5	[9]
^{120}Te	100-130	115(14)	^{128}Te	12(2)	0,5	[10]
			^{130}Te	5,4(0,6)	0,5	[10]
			^{152}Gd	800-1200	1000(300)	^{156}Gd
^{156}Dy	? x	544(70)	^{158}Gd	93(5)	0,485	[11]
			^{158}Gd	123(16)	0,5	[12]
			^{164}Dy	105	0,5	[13]
^{162}Er	200-280	253(30)	^{164}Er	138(15)	0,5	xx
			^{170}Er	43,6(2,5)	0,539	[11]
			^{170}Er	31(4)	0,5	xx
^{168}Yb	350-450	400(60)	^{176}Yb	22,5(1,3)	0,541	[11]
			^{176}Yb	19(2)	0,5	xx

x - предварительно предсказать значение сечения РЗ нейтронов по соотношению (I) было трудно из-за перестройки формы ядра ($N=90$);

xx - экспериментальные данные настоящей работы.

Погрешность оценённых сечений, указанная в табл.4, зависела от особенности оценки (по двум спорным сечениям или по одному сечению и углу наклона прямой). В первом случае (изотопы Te, Er и Gd) погрешность оценки определяется указанными авторами оригинальных работ погрешностями спорных данных. Оценкам сечений



Зависимость сечений радиационного захвата нейтронов четных изотопов Se, Cd, Gd, Te, Dy, Er и Yb от параметра нейтронного избытка при энергии $E_n = 0,5$ МэВ: ● - экспериментальные данные, ○ - оценка

изотопов Se и Yb, связанным с установлением наклона прямой по аналогии с наклоном прямых для соседних по Z ядер, приписывали погрешность 20%.

Таблица 4

Оценка сечений РЗ нейтронов энергией 0,5 МэВ чётных изотопов Se, Cd, Te, Gd, Er и Yb (в миллибарнах)

Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$
^{76}Se	39(8)
^{78}Se	19(4)
^{108}Cd	74(15)
^{110}Cd	51(10)
^{112}Cd	36(8)
^{122}Te	65(8)
^{124}Te	36(5)
^{126}Te	21(3)
^{154}Gd	446(90)
^{164}Er	144(16)
^{166}Er	89(10)
^{168}Er	53(7)
^{170}Yb	181(40)
^{172}Yb	81(15)
^{174}Yb	39(8)

Список литературы

1. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука. Гл.ред. физ.-мат. лит., 1987.
2. Трофимов Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.4. С. 10.
3. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.

4. Lederer C., Shirley V. Table of isotopes. N.Y.-Toronto: John Wiley and Sons, 1978.
5. Nuclear Data Standards for Nuclear measurement//INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Vienna: IAEA, 1983.
6. Толстикова В.А., Королева В.П., Колесов В.Е. //Атомная энергия. 1968. Т.24. С.187.
7. Lindner M., Nagle R.J., Landrum J.H. // Nucl.Sci. and Eng.1976. V.59. P.381.
8. Herman M., Marcinkowski A. // Nucl.Phys. 1981. V.A357. P.1.
9. Трофимов Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.3. С. 27.
10. Довбенко А.Г., Колесов В.Е., Королева В.П. и др. //Атомная энергия. 1968. Т. 25. С. 529.
11. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
12. Stupregia D.C., Schmidt M., Keedy C., Madson A. // J. Nucl. Energy. 1968. V.22. P.267.
13. Voignier J., Joly S., Grenier G. // Nucl.Sci. and Eng. 1986. V.93, №1. P.43.

Статья поступила в редакцию 15 января 1989 г.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $n+^{209}\text{Bi}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 14 МэВ

Б.В.Девкин, Б.В.Журавлев, М.Г.Кобозев, В.П.Дунев,
А.А.Лычагин, С.П.Симаков, В.А.Талалаев, Н.Н.Титаренко

NEUTRON SPECTRA FROM $n+^{209}\text{Bi}$ REACTION AT 14 MeV NEUTRON. The neutron emission spectra have been measured at neutron time-of-flight spectrometer. The main details of experimental installation and measuring procedure are presented. In theoretical calculations the compound and direct scattering mechanisms are taken into account. Comparison of experimental and theoretical results indicates the good coincidence except the intermediate energy interval of secondary neutron spectra.

Висмут используется в качестве конструкционного элемента ядерно-энергетических установок. Исходя из этого требования, предъявляемые к точности знания спектра вторичных нейтронов составляет ~20 % [1]. Имеющиеся экспериментальные данные при энергии 14 МэВ пока не удовлетворяют этим требованиям, особенно в высокоэнергетической части спектра. С другой стороны, ^{209}Bi является соседним с дважды магическим ядром ^{208}Pb . Это обстоятельство определяет сравнительно простую структуру возбужденных состояний, что открывает дополнительные возможности в теоретической интерпретации спектров неупругорассеянных нейтронов.

Исходя из вышеизложенного, нами проведены измерения и теоретическая интерпретация спектров вторичных нейтронов, образующихся после взаимодействия 14 МэВ-нейтронов с ^{209}Bi . В эксперименте с целью получения лучшего энергетического разрешения в высокоэнергетической части измерения на малой пролетной базе были дополнены измерениями на большой базе.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения спектров вторичных нейтронов проводились на спектрометре по времени пролета, созданном на базе импульсного каскадного генератора КГ-0,3 [2]. Схема экспериментальной установки показана на рис.1.

Для регистрации нейтронов использовался сцинтилляционный детектор, состоящий из сцинтиллятора NE-218 ($\varnothing 100$ и высотой 50 мм) и фотоелектронного умножителя XP-2041. Во время измерений на малой пролетной базе ($L=2,15$ м) детектор устанавливался в массивной защите, перемещение которой вокруг рассеивателя позволяло измерять спектры под разными углами рассеяния нейтронов. Для получения большой пролетной базы ($L=7,1$ м) детектор располагался за бетонной стенкой экспериментального зала, в которой имелось коллимационное отверстие. Вариация угла рассеяния осуществлялась за счет перемещения образца относительно мишени. При этом также происходит и изменение энергии падающих на образец нейтронов E_0 в зависимости от угла рассеяния: $14,9$ МэВ (30°) + $13,3$ МэВ (150°).

Поскольку период следования дейтронных импульсов на мишени оставался одинаковым ($T=400$ нсек), то для подавления эффекта рециркуляции порог нейтронного детектора $E_{\text{пор}}$ на большой пролетной базе устанавливался более высоким (табл.1). В табл.1 также приведено энергетическое разрешение спектрометра ΔE при энергии нейтронов 10 МэВ, рассчитанное исходя из временного разрешения $\Delta t=3$ нсек. Видно, что на большой пролетной базе энергетическое разрешение в 3 раза лучше.

Эффективность нейтронного детектора измерялась двумя методами. В первом на место расположения образца устанавливалась камера деления калифорния-252 [3], и измерялся спектр нейтронов деления методом времени пролета. Далее эффективность рассчитывалась исходя из экспериментальных данных, используя стандартный спектр нейтронов деления ^{252}Cf [4]. В области энергий нейтронов выше 6-8 МэВ, где точность определения эффективности по калифорнию становится низкой, использовался метод калибровки относительно упругого рассеяния нейтронов на водороде [5]. С этой целью вместо образца устанавливался сцинтилляционный детектор с кристаллом стибьбена $\varnothing 10$ мм и высотой 40 мм. Этот детектор одновременно являлся рассеивателем и давал стоп-сигнал

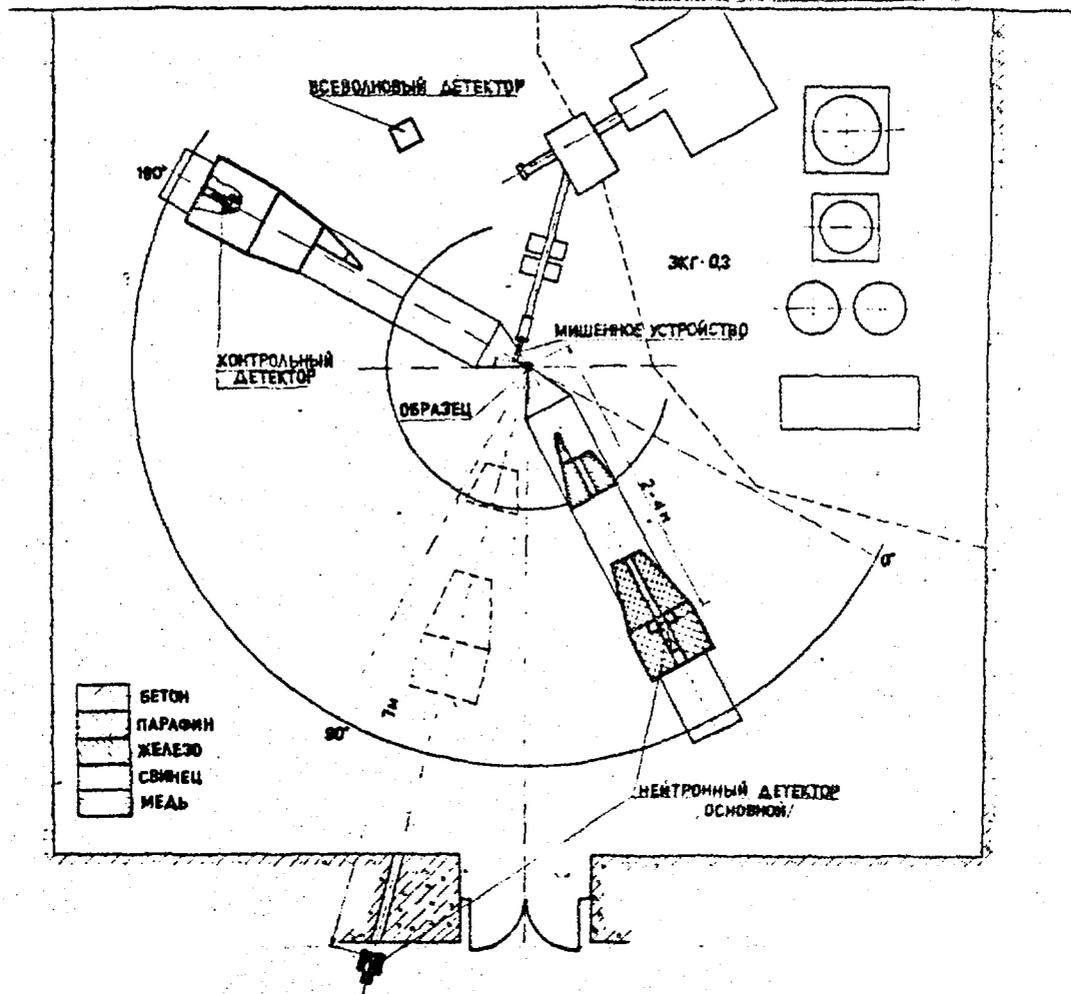


Рис. I. Схема эксперимента .

Таблица I

Параметры спектрометра

L, м	E_0 , МэВ	$E_{пор}$, МэВ	ΔE , МэВ
2,15	14,1	0,16	0,37
7,1	13,3-14,9	1,3	0,12

для временного анализа, так как ускоритель работал в непрерывном режиме для увеличения скорости набора информации. Эффективность детектора получалась усреднением результатов, полученных двумя методами. Погрешность определения эффективности оценивается на уровне 2-4%.

Исследуемый образец имел форму полого цилиндра с внешним диаметром 50 мм, внутренним - 40 мм и высотой 50 мм. Вес образца - 429 г. Расстояние мишень - рассеиватель при угле рассеяния 90° равнялось 14 см.

Процедура измерений спектров рассеянных нейтронов включала измерения с образцом (эффект+фон) и без образца (фон). Для нормирования этих измерений использовались показания двух мониторов: всеволнового счетчика и контрольного детектора (рис.1). Последний представлял собой сцинтилляционный детектор, измеряющий методом времени пролета спектр нейтронов из мишени. Абсолютная нормировка измеренных спектров рассеянных нейтронов проводилась относительно сечения n -р рассеяния и методом активации Al-фольг. Оба метода дают согласующиеся результаты в пределах 5 %.

В экспериментальные данные введена поправка на ослабление потока и многократное рассеяние нейтронов в образце. Поправка рассчитывалась по программе BRAND [6] с константным модулем NEDAM [7].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате измерений на двух пролетных базах были получены спектры вторичных нейтронов под пятью углами рассеяния (30° , 60° , 90° , 120° и 150°) в диапазоне энергий рассеянных нейтронов 0,6-10 МэВ (измерения с $L=2,15$ м) и 2-13 МэВ ($L=7,1$ м). Из этих данных был скомпилирован результирующий файл, соответствующий диапазону 0,6 - 13 МэВ и начальной энергии нейтронов 14,1 МэВ. При этом была учтена зависимость начальной энергии нейтронов от угла при измерениях на большой пролетной базе. Учитывая, что сечения реакций $(n,2n)$ и (n,n') практически не изменяются в интервале энергий 13,3-14,9 МэВ [8], экспериментальные спектры были приведены к одной начальной энергии, равной 14,1 МэВ.

Сравнение экспериментальных данных проводилось с результатами двух работ [9,10]. Авторы работы [9] систематизировали экспериментальные данные четырех оригинальных работ [11-14] и получили оцененный спектр рассеянных нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ^{209}Bi в диапазоне 0,25 - 12 МэВ. Расхождение наших данных и [9] не превышает, как правило, 10 %. Исключение составляет высокоэнергетическая часть спектра, где спектры в работах [11-14] измерены с худшим энергетическим разрешением. С несколько лучшим разрешением спектр нейтронов измерен в работе [10], расхождение с этими данными на некоторых углах в высокоэнергетической части спектра достигает ~50 %.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Теоретические расчеты спектров вторичных нейтронов выполнены с учетом вклада двух механизмов: равновесного и прямого. Статистическая часть сечения рассчитывалась в рамках формализма Хаузера-Фешбаха. Для расчета коэффициентов проницаемости взяты параметры оптического потенциала из работы [15]. Учитывалась схема дискретных состояний остаточного ядра ^{209}Bi - 40 уровней до энергии возбуждения 3,6 МэВ. Выше вводилась функция плотности ядерных уровней в рамках феноменологического варианта обобщенной сверхтекучей модели ядра [16]. Однако параметры плотности были взяты из работы [11], где они получены из описания спектров нейтронов из реакции (p,n) на ядрах группы свинца.

Часть сечения, соответствующая прямым процессам, рассчитывалась методом сильной связи каналов и в борновском приближении искаженных волн. Структура возбужденных состояний ядра ^{209}Bi моделировалась приближением слабой связи нечетного протона в оболочке $9/2^-$ с вибрационными состояниями дважды магического остова ^{208}Pb . Имеющаяся экспериментальная информация [18,19] подтверждает справедливость этого предположения для наиболее сильно коллективизированных состояний. Спектроскопическая информация о положении, спине и четности вибрационных фононов взята из работы [19], где анализировались экспериментальные данные по реакции ^{208}Pb . Расчеты выполнены по программам CMT 80 [20] и CCVIB [21].

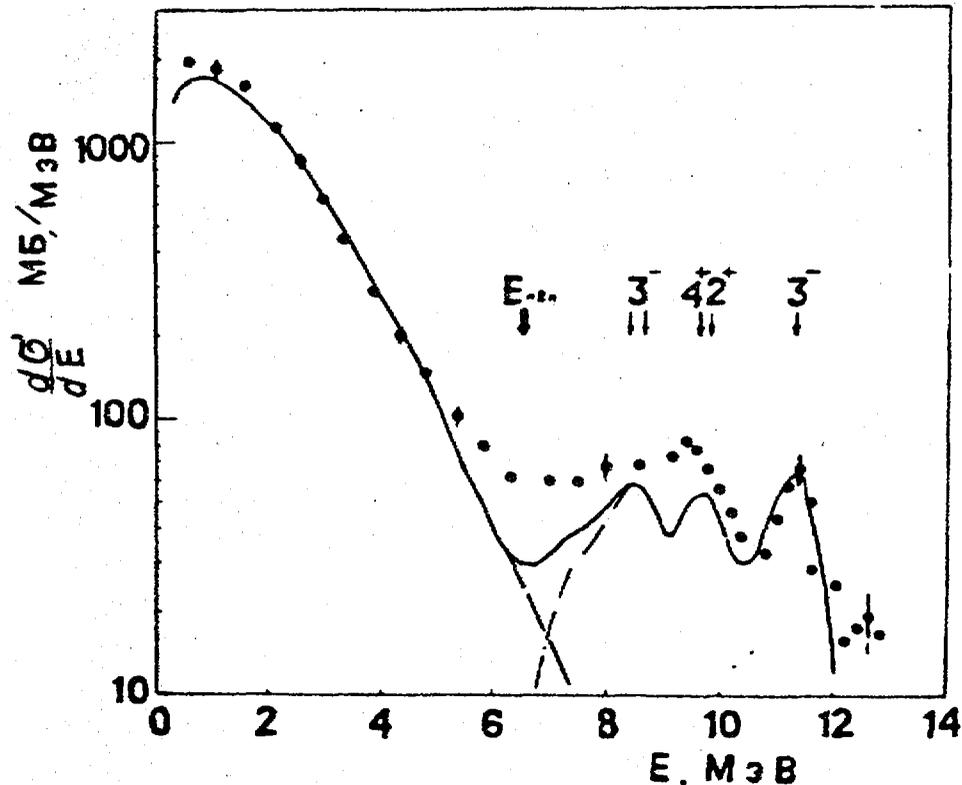


Рис.2. Проинтегрированный по углам спектр вторичных нейтронов, испускаемых при взаимодействии 14 МэВ нейтронов с ^{209}Bi :

●● - экспериментальные данные.

Расчет:

----- - рассеяние через компаунд-ядро,

- · - - - - прямое рассеяние,

———— - их сумма.

Стрелками и цифрами указаны положение, спин и четность наиболее сильно коллективизированных уровней ^{208}Pb . E_{n2n} - максимальная энергия

нейтронов из реакции $^{209}\text{Bi}(n,2n)$

Результаты расчетов и экспериментальные данные показаны на рис. 2 и 3. Их сравнение обнаруживает удовлетворительное согласие в низкоэнергетической области спектра ($E < 8$ МэВ), где доминирует рассеяние через компаунд-ядро. В высокоэнергетической части спектра, как видно на рис.2, проявляется структура, связанная с прямым возбуждением наиболее сильно коллективизированных состояний остова ^{208}Pb (на рис.2 их положение, спин и четность указаны стрелками).

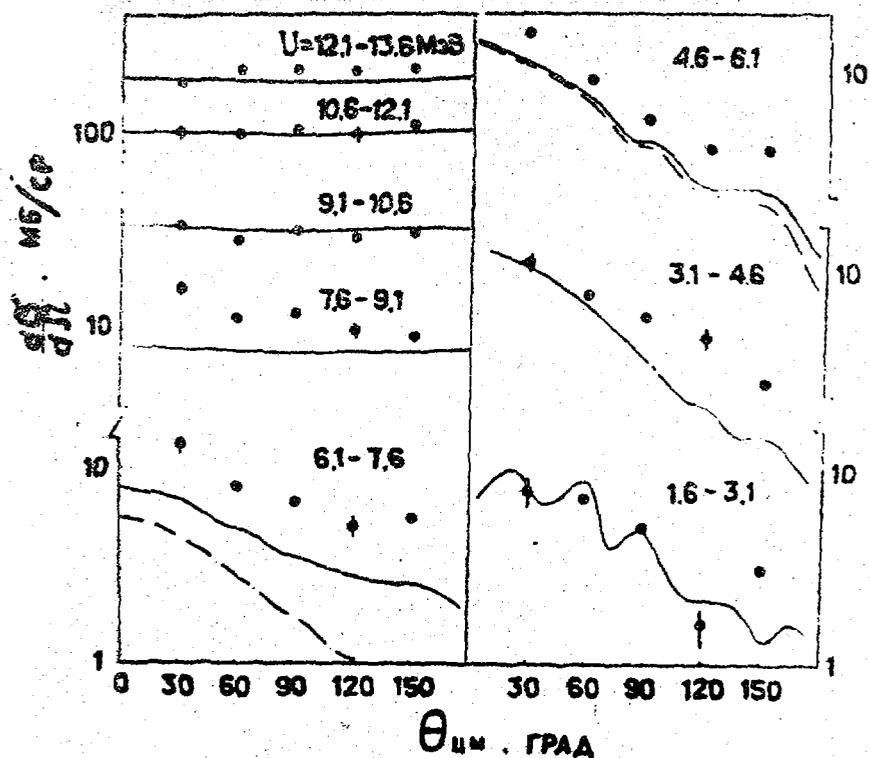


Рис.3. Угловые распределения вторичных нейтронов, проинтегрированные в указанных интервалах энергии возбуждения U . Обозначения те же, что на рис.2.

В промежуточном интервале энергий $5 < E < 10$, как видно на рис.2, теоретические расчеты занижены по сравнению с экспериментальными данными. Это связано, на наш взгляд, либо с пропуском, либо с отсутствием (данные работы [19] имеются до энергии возбуждения 7,4 МэВ) информации о параметрах возбуждаемых состояний в прямых переходах. Для того, чтобы восполнить этот пробел, нами проведена в рамках модели гармонического осциллятора, оценка вклада двухфононных состояний в эту область. Суммарный вклад двухфононных состояний составляет ~ 2 мб/МэВ в интервале энергий 4-7 МэВ, что приводит к увеличению расчетного сечения в этой области менее чем на 10 %.

"Экспериментальная" оценка вклада прямых процессов как разница между экспериментальным спектром и спектром, рассчитанным по модели Хаузера-Фешбаха, составляет 351 мб. Сумма же сечений всех учтенных прямых переходов составляет 181 мб. Для объяснения оставшейся разницы необходимо, по всей видимости, привлекать модели прямого возбуждения одночастичных уровней (одновременно с

более корректным, чем модель слабой связи, описанием уровней ядра ^{209}Bi) или механизм многоступенчатых прямых и статистических переходов.

Список литературы

1. Pikaikin V. //WRENDA 83/84. INDC(SEC)-88/URSF. Vienna, 1983.
2. Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.Реакторостроение. 1977. Вып. 5(9). С.34.
3. Барыба В.Я., Корнилов Н.В. и др. Там же, с.45.
4. Grundl J., Eisenhauer C. // Report IAEA-208. Vienna, 1978. V.1. P.53.
5. Hogbley. A. // Nuclear Data. 1966. V. A2. P.243.
6. Андросенко А.А., Андросенко П.А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 33.
7. Андросенко П.А. Там же. С.45.
8. Бычков В.М., Манохин В.Н. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. М.:Энергоиздат, 1982.
9. Pavlik A., Vonaoh N. //Physios Data. 1988. N 13-4.
10. Takahashi A., Yamamoto J. et al. //Report A-87-01. Ozaka, 1987.
11. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. Ядерные константы. Атомиздат, 1971. Вып. 7. С.134.
12. Hermsdorf D., Meister A. et al. //Report ZFK-277. Dresden, 1974.
13. Vonaoh N., Chalupka A. et al. //Report BNL-NCS-51245. Brookhaven, 1980 V.1. P.343.
14. Дегтярев А.П., Лешенко Б.Е. и др. //Ядерная физика. 1981. Т.34. С.299.
15. Lawson R.D., Guenther P.T. et al. //Phys.Rev. 1987. V. C36. P.1298.
16. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В. и др. //Материалы VI Международной конференции по нейтронной физике/Киев, 1987. С.96.
17. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. //37-е Всесоюзное совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра/Ормала, 1987. С.284.
18. Wagner W.T., Crowley G.M. //Phys.Rev. 1975. V. C11. P.486.

19. Wagner W.T., Crowley G.M. // Phys. Rev. 1975. V. C12. P.757.
20. Титаренко Н.Н. Программа СМТ-80 - расчет сечений бинарных реакций: Препринт ФЭИ-1260, Обнинск, 1982.
21. Игнатюк А.В., Лунев В.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1974. Вып. 13. С. 59.

Статья поступила в редакцию 6 октября 1988 г.

УДК 539.173.4.162.3

СПЕКТРЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ БРОМА И ЙОДА^I

Б.П.Максютенко, С.В.Игнатьев, Д.Ф.Балакшев

DELAYED NEUTRON SPECTRA FROM PRECURSORS OF BROMIDE AND IODINE. The delayed neutron spectra of precursors bromide-87, 88 and 89 and iodine-137 and 138 in thermal neutron fission of uranium-235 were reconstructed from experimental data obtained by twodimensional method. The average energies of spectra and relative yields were calculated.

ВВЕДЕНИЕ

Знание спектров запаздывающих нейтронов (ЗН) необходимо для расчетов кинетики реакторов. Хотя для таких расчетов вполне удовлетворительным является шестигрупповое представление [1], значительный интерес представляет изучение спектров от индивидуальных предшественников. Основная трудность в спектрометрии ЗН связана с очень малой доступной их интенсивностью уже для интегрального спектра. Задача становится во много раз труднее при изучении спектров отдельных предшественников. Она усугубляется трудностью разделения самих осколков-излучателей ЗН.

^IСтатья была представлена в виде доклада на I Международной конференции по нейтронной физике, сентябрь 1987 г., Киев.

Отличительной особенностью двумерного метода измерения спектров ЗН [2] является то, что результаты, полученные по нему, не зависят от знания выходов осколков и вероятностей излучения ими ЗН. Это чрезвычайно важное обстоятельство позволяет из информации, содержащейся в кривых спада интенсивности ЗН во времени (геометрическое место точек, лежащих в плоскостях, параллельных плоскости NOT, рис. I), непосредственно получить характеристики ЗН и связанные с ними физические параметры деления.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Конструкция спектрометра и геометрия эксперимента описаны в [3]. Делящийся образец в виде полого цилиндра из нержавеющей стали, между стенками которого засыпан порошок UO_2 (90% ^{235}U), облучался в течение 300 с тепловыми нейтронами, получаемыми в результате замедления в блоке полиэтилена быстрых нейтронов из $^9Be(d,n)$ реакции на ускорителе КГ-2,5 ФЭИ при токе на мишени 200 μA . После облучения пучок дейтронов перекрывался цилиндром Фарадея, а образец за время ~ 2 с перемещался на расстояние ~ 1 м к 3He -детектору, окруженному свинцом, для регистрации нейтронного счета. Регистрация проводилась в двумерном режиме (рис. I): амплитудно-временной анализатор имел 256 энергетических и 64 временных канала. Суммарный спектр получен сложением ~ 1800 одиночных серий, каждая из которых имела длительность облучения 300 с и регистрации - 640 с. Все операции были синхронизированы, циклы облучения и регистрации повторялись автоматически. Усиление электронной аппаратуры спектрометрического тракта было выбрано так, чтобы исследовать низкэнергетическую часть спектра.

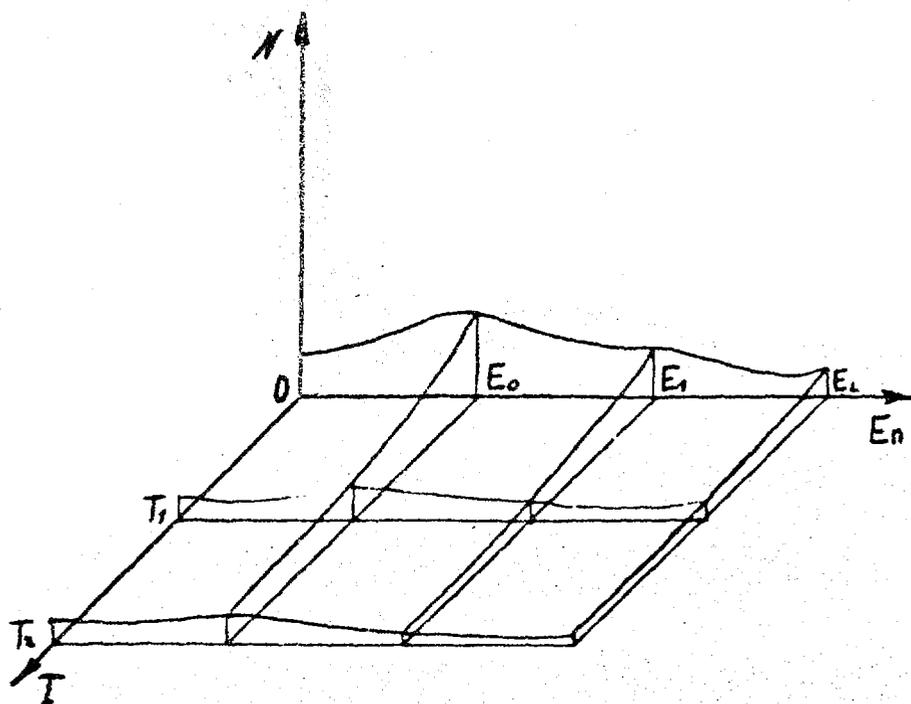


Рис. I. Двумерный метод измерения спектров ЗН: E_n - энергия нейтронов ($E_0 < E_1 < E_2$), T - время ($T_1 < T_2$), N - число отсчетов.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Первичная обработка информации и калибровка спектрометра проводилась в соответствии с [4]. В результате получено, что ширина энергетического канала составляет $\sim 3,51$ кэВ, а сами двумерные спектры лежат в диапазоне от 0 до ~ 750 кэВ. Анализ распределения выходов предшественников ЗН в зависимости от периода полураспада, полученного из кривой спада интенсивности ЗН, соответствующей пику надтепловых нейтронов (при $E=E_0$, рис. I) показал, что имеется возможность выделить вклады трех предшественников брома и двух предшественников йода. В табл. I представлены значения периодов полураспада $T_{1/2}$, вероятностей эмиссии ЗН P_n и кумулятивных выходов Q основных предшественников ЗН при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Все пять групп табл. I, за исключением четвертой, являются почти чистыми однокомпонентными излучателями ЗН. В четвертую группу, кроме основного предшественника ^{138}I , включены ^{93}Rb и ^{87}Se с близкими значениями $T_{1/2}$. Вклад их в группу составляет $\sim 18\%$. С

учетом этого $T_{1/2}$ четвертой группы рассчитан и принят равным 6,13 с. Параметризация кривых распада проводилась по методу, изложенному в [6].

Таблица I

Значения периодов полураспада $T_{1/2}$, вероятности эмиссии ЗН P_{Π} и кумулятивных выходов Q основных предшественников ЗН при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

№ п/п	Предшественник	$T_{1/2}, \text{с}$ [1]	$P_{\Pi}, \%$ [1]	$Q, \%$ [5]
1	^{87}Br	$55,6 \pm 0,1$	$2,48 \pm 0,11$	$2,044 \pm 0,041$
2	^{137}I	$24,5 \pm 0,1$	$6,50 \pm 0,3$	$3,270 \pm 0,196$
3	^{88}Br	$16,0 \pm 0,2$	$6,60 \pm 0,3$	$1,913 \pm 0,115$
4.1	^{138}I	$6,53 \pm 0,08$	$5,30 \pm 0,4$	$1,780 \pm 0,107$
4.2	^{93}Rb	$5,85 \pm 0,04$	$1,31 \pm 0,06$	$3,860 \pm 0,077$
4.3	^{87}Se	$5,60 \pm 0,16$	$0,19 \pm 0,03$	$0,790 \pm 0,040$
5	^{89}Br	$4,38 \pm 0,03$	$14,00 \pm 0,7$	$1,400 \pm 0,039$

В качестве известных параметров задавались значения $T_{1/2}$ пяти почти чистых предшественников (табл. I), к которым с целью корректного описания начала кривых добавлены еще пять значений $T_{1/2}$: 2,5 с; 2,0 с; 1,5 с; 1,0 с и 0,5 с. В этих условиях обработаны все кривые распада и рассчитаны выходы ЗН от трех предшественников брома и двух предшественников йода. Путем интегрирования этих данных получены спектры ЗН от указанных предшественников. Дальнейшая обработка проводилась поэтапно [7]. Был вычтен динамический фон [8], учтена неодинаковая эффективность регистрации ^3He -детектором нейтронов различной энергии [9], после чего выполнена процедура восстановления спектров [6]. В качестве функции отклика детектора использована форма пика надтепловых нейтронов. Коррекция восстановленных спектров для учета стеночного эффекта (ввиду малого вклада) не производилась.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 представлены спектры ЗН от предшественников $^{87-89}\text{Br}$ и $^{137-138}\text{I}$, там же представлен спектр от $^{87}\text{Br}^*$.

полученный при шестигрупповом описании, результаты которого направлены авторами на Совещание специалистов по ЗН (Бирмингем, Англия, сентябрь 1986 г.). Сравнение спектров ЗН от ^{87}Br и $^{87}\text{Br}^*$ дает хорошее согласие обоих результатов. Гросс-структура спектров практически совпадает. Вместе с тем спектр от ^{87}Br имеет более тонкую структуру, что, по-видимому, связано с большими возможностями метода [6] по сравнению с методом наименьших квадратов, с помощью которого получен спектр ЗН от $^{87}\text{Br}^*$. В табл. 2 представлены средние энергии E спектров и относительные выходы Y предшественников, просуммированные по энергии. Последние сравниваются с результатами работы [10], полученными независимо из анализа сложных кривых распада. Наблюдается хорошее согласие, что позволяет сделать вывод о надежности полученных данных.

Таким образом, сделан еще один шаг в изучении временных и энергетических распределений ЗН, продемонстрировавший преимущества двумерного метода и расширивший его возможности. Результаты работы могут быть непосредственно использованы в реакторных расчетах для оценок потери предшественников ЗН в высокотемпературных реакторах с большой удельной мощностью, что дает возможность изучения степени ослабления безопасности реакторов. Кроме того, данные для спектров от предшественников ЗН являются основой для расчета параметров самого процесса деления.

Таблица 2

Средние энергии E спектров и относительные выходы Y предшественников, просуммированные по энергии

№ п/п	Предшест- венник	Настоящая работа			Работа [10]	
		$T_{1/2}, c$	Y	$E, \text{кэВ}$	$T_{1/2}, c$	Y
1	^{87}Br	$55,6 \pm 0,1$	1,0	195	$55,67 \pm 0,11$	1,0
2	^{137}I	$24,5 \pm 0,1$	3,78	441	$24,62 \pm 0,17$	$3,656 \pm 0,092$
3	^{88}Br	$16,0 \pm 0,2$	3,05	268	$15,88 \pm 0,11$	$2,833 \pm 0,08$
4	^{138}I	$6,13 \pm 0,2$	2,46	294	$6,05 \pm 0,12$	$2,42 \pm 0,13$
5	^{89}Br	$4,38 \pm 0,03$	3,84	378	$4,55 \pm 0,9$	$3,155 \pm 0,33$

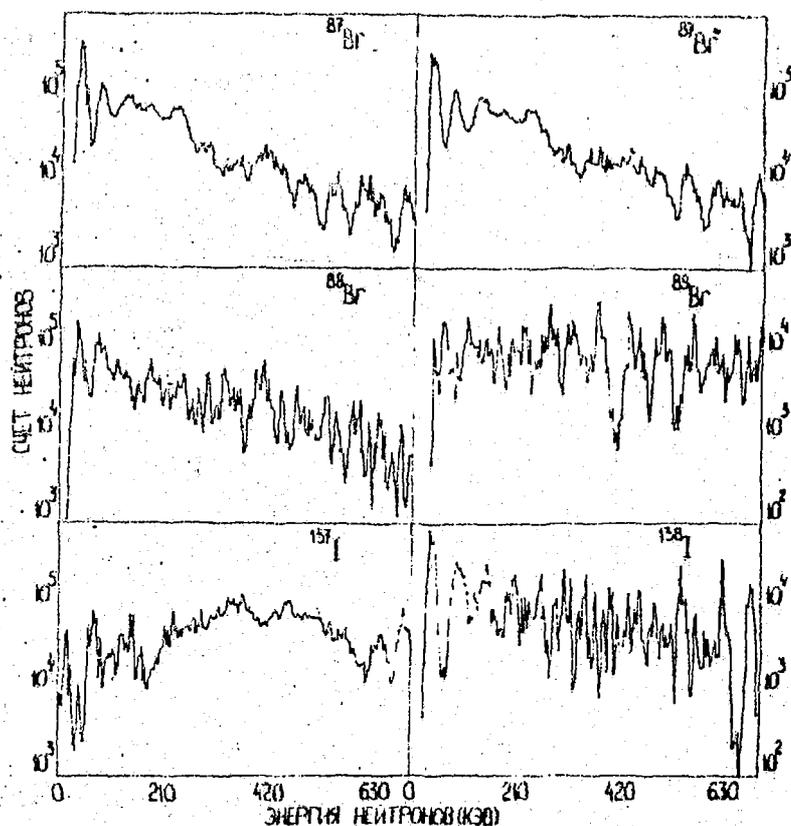


Рис.2. Спектры ЗН от предшественников $^{87-89}\text{Br}$ и $^{137-138}\text{I}$, $^{87}\text{Br}^*$ - спектр первой группы при шестигрупповом представлении

Список литературы

1. Rudstam G.//Nucl.Sci.Eng. 80. 238(1982).P.238.
2. Максютенко В.П. Трехмерный метод измерения спектров группы запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-171, 1969.
3. Максютенко В.П. и др. Характеристика спектрометра запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-683, 1976.
4. Максютенко В.П., Игнатъев С.В. Первичная обработка информации при двумерном методе измерения спектров запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-1438, 1984.
5. Маневич Л.Г. и др. Константы запаздывающих нейтронов: Препринт ИАЭ-4308/4, 1986.
6. Тараско М.В. Метод наименьшего направленного расхождения для решения некоторых математико-статистических задач экспериментальной физики: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1974.

7. Игнатъев С.В., Журавлева Г.А. // Научно-практическая конференция "Молодежь и научно-технический прогресс" / Калуга, 1986. С.34.
8. Максютенко Б.П., Балакшев Ю.Ф., Игнатъев С.В. Квазиравновесный спектр запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-1775, 1986.
9. Gibbons J. et al. // Phys. Rev. 1959. V.114. P.571.
10. Максютенко Б.П. Запаздывающие нейтроны и физика деления. Ч.2: Препринт ФЭИ-269, 1971.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 1988 г.

УДК.539.125.5.17

ДВАЖДЫ-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА БЕРИЛЛИИ

Ю.Ю.Глазков, Ю.В.Лисичкин, А.А.Туманов,
В.И.Ионкин, Ф.П.Раскач

THE DOUBLY DIFFERENTIAL SCATTERING SECTION NEUTRONS ON BERYLLIUM. Measurements were carried out on the time-of-flight spectrometer DIN-1M of the pulsed IBR-30 reactor. These measurements have been performed with incident neutron energy $E_0 = 105$ meV and scattering angles between 40° and 120° on polycrystalline sample of beryllium at temperature 95K. The experimental measured scattering section are compared with the calculations carried out for two models.

В научно-технической литературе активно обсуждается возможность реализации проекта газофазного реактора на гексафториде урана - UF_6 [1]. Первые сведения о пуске и параметрах реактора малой мощности на газообразном топливе UF_6 с бериллиевым замедлителем и графитовым отражателем были опубликованы в работе [2]. Применение в качестве замедлителя бериллия (материала с очень малым сечением поглощения нейтронов) позволяет снизить критическую загрузку. Наличие двухслойного отражателя, состоящего из слоя бериллия, охлажденного до температуры $T = (40 + 100)K$, и слоя

графита или тяжелой воды, приводит, в свою очередь, к существенному улучшению критических параметров [3]. Оценки, проведенные с помощью комплекса [4] для одного из модельных реакторов с бериллиевым замедлителем-отражателем, охлажденным до температуры жидкого азота, указывают на рост реактивности на $(3+5)\% K_{эф}$ в сравнении с системой при комнатной температуре.

Обычно расчеты проводятся в гармоническом, некогерентном приближениях. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров медленных нейтронов в бериллиевом замедлителе в интервале температур $(286+573)K$ (рис.1) указывает на достаточную точность гармонического, некогерентного приближений и существующих данных по спектру частот нормальных колебаний бериллия - $g(\epsilon)$. Однако в некоторых системах когерентные эффекты играют существенную роль (в частности, это имеет место при оценке эффекта повышения реактивности при использовании двухслойного отражателя с охлаждаемым бериллиевым слоем). Пределы применения используемых в расчетах приближений и точность известных для бериллия моделей $g(\epsilon)$ [5-10] можно оценить, сравнивая экспериментальные и рассчитанные с учетом разрешения дважды-дифференциальные сечения (д.д.с.) рассеяния при различной температуре образца и начальной энергии нейтронов E_0 . Данные измерений [11] в бустерном режиме импульсного быстрого реактора (ИБР-30) на спектрометре ДИН-1М по рассеянию нейтронов с $E_0=320$ МэВ на поликристаллическом бериллиевом образце при $T=293K$ хорошо согласуются с расчетом в некогерентном, гармоническом, гауссовском приближениях с $g(\epsilon)$ из работ [5,6].

В настоящей работе представлены экспериментальные абсолютные д.д.с. рассеяния нейтронов с $E_0 = 105$ МэВ на поликристаллическом бериллиевом образце при $T \sim 95$ К. Измерения были проведены в реакторном режиме ИБР-30 на спектрометре ДИН-1М. Температура образца $T = 95 \pm 5$ К обеспечивалась с помощью плотного контакта торцов образца с массивными медными теплоотводниками криостата с жидким азотом. Образец из горячепрессованного бериллия с величиной зерна ≤ 56 мкм, плотностью $1,877$ г/см³ был изготовлен в виде полого цилиндра с внутренним - 4,77 см и наружным - 4,86 см радиусами, высотой - 14 см. Методика измерения [12] позволяла почти одновременно наблюдать "эффект + фон" и "фон" без изменения

условий рассеяния в камере спектрометра. Абсолютная нормировка д.д.с. рассеяния проводилась с использованием экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на образце из ванадия в тех же условиях, в которых измерялся бериллий, и полного (упругого и неупругого) некогерентного дифференциального углового сечения. По дисперсиям временных распределений, полученных с помощью мониторинговой камеры деления и счетчика на прямом пучке, определялась энергия падающих на образец нейтронов и оценивались параметры разрешения прямого пучка [13]:

1. Положение эффективного центра прерывания - $\lambda_0 = 1,29$ м.
2. Дисперсия, характеризующая энергетический разброс нейтронов, падающих на образец - $\sigma_{t_0}^2 = 26,7$ (мкс/м)².
3. Дисперсия, связанная с временной неопределенностью регистрации нейтронов данной энергии - $\sigma_t^2 = 426,6$ (мкс)².

При обработке экспериментальных данных вводились поправки на ослабление в образце потока падающих и однократно рассеянных нейтронов, на пропускание нейтронпроводов и эффективность детекторов.

Экспериментальные д.д.с. рассеяния и рассчитанные в некогерентном, гармоническом, гауссовском приближениях с учетом разрешения спектрометра представлены на рис.2 (длина второй пролетной базы - $L_2 = 5,53$ м) и рис.3 ($L_2 = 10,63$ м). Используемые в расчетах $g(\varepsilon)$ [5,10] приведены на рис.4.

В условиях данного эксперимента заметно проявляются эффекты упругого когерентного рассеяния. Наблюдаемое расхождение с расчетом в области $E > E_0$, по-видимому, также связано с упругим когерентным рассеянием и обусловлено возрастанием в реакторном режиме по сравнению с бустерным энергетической неопределенности импульса нейтронов прямого пучка. Без учета эффектов когерентного рассеяния нельзя отдать предпочтение одной из моделей $g(\varepsilon)$. Остается возможность и для оптимизации $g(\varepsilon)$ бериллия.

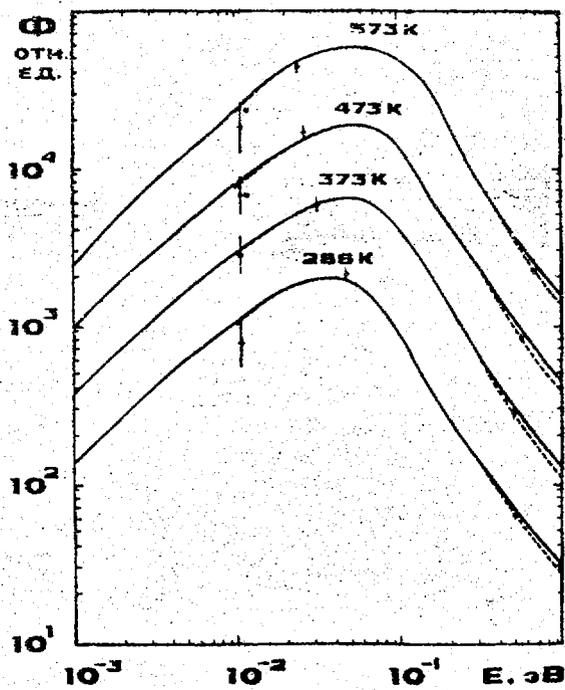


Рис.1. Спектры медленных нейтронов в бериллиевом замедлителе:

--- - эксперимент;
 — - расчет

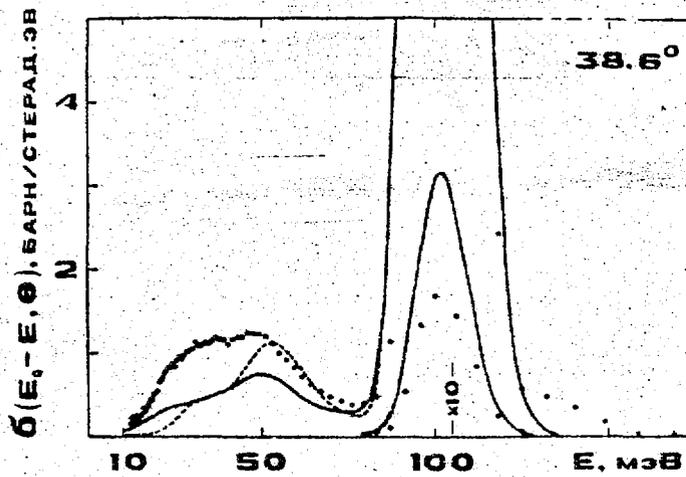


Рис.2. Дважды-дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с $E_0=105$ МэВ на поликристаллическом бериллии при $T=95$ К ($L_2=5,53$ м):

● - эксперимент;
 --- - расчет, модель $g(\epsilon)$ [5];
 — - расчет, модель $g(\epsilon)$ [10]

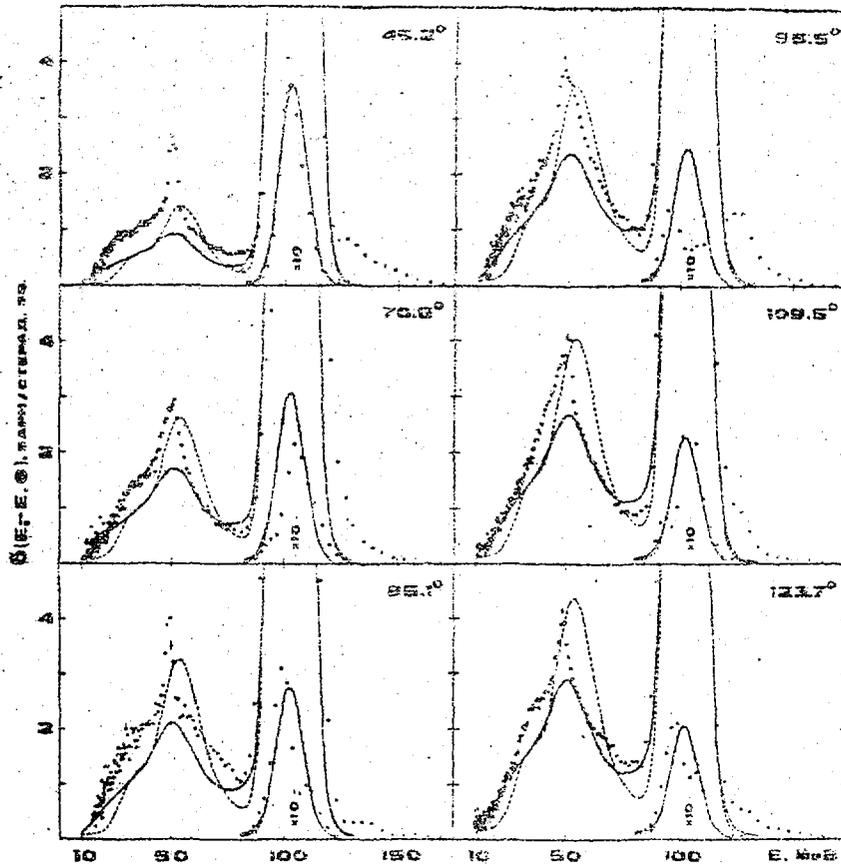


Рис.3. Двойно-дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с $E_0 = 105$ MeV на поликристаллическом бериллии при $T = 95K$ ($L_2 = 10,63$ м):

- - эксперимент;
- - расчет, модель $g(\epsilon)$ [5];
- - расчет, модель $g(\epsilon)$ [10]

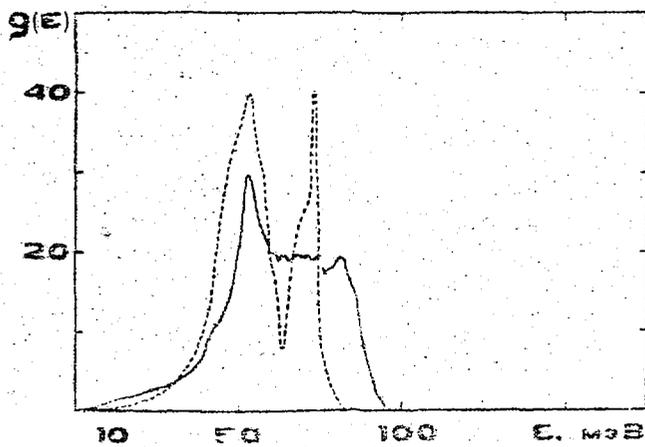


Рис.4. Модели спектра частот нормальных колебаний бериллия:

- - модель $g(\epsilon)$ [5];
 - - модель $g(\epsilon)$ [10];
- $\epsilon = E_0 - E$

Список литературы

1. Дмитриевский В.А., Воинов Е.М., Тетельбаум С.Д. // Атомная энергия. 1970. Т.29. Вып.4. С. 251.
2. Кикоин И.К., Дмитриевский В.А., Григорьев И.С. и др. // Атомная энергия. 1958. Т.5. Вып.3. С. 294.
3. Мартишик В.М., Выговский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология. 1981. Вып. 1(8). С.74.
4. Ионкин В.И., Чернуха А.Е. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып.7. С.73.
5. Young J.A., Koppel J.U. // Nucl. Sci. Eng. 1964. V.19, № 3. P.367.
6. Raubenheimer L.I., Gilat G. // Phys. Rev. 1967. V.157. P.586.
7. Thaper C.L. et al. // Proc. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp./ Bombay. 1972. G. 14c. P.289.
8. Trott A.J., Heald P.J. // Phys. Status Solidi (b). 1971. V.46, № 1. P.361.
9. Sinclair R.N. Inel. Scat. of Neutrons in Solids and Liquids. 1963. V.2. P.199.
10. Булат И.А. // Физика твердого тела АН СССР. 1979. Т.21. Вып.4. С.1001.
11. Глазков Ю.Ю., Лисичкин Д.В., Парфенов В.А. // Нейтронная физика. Ч II. 1976. С.79.
12. Глазков Ю.Ю., Лифоров В.Г., Новиков А.Г. и др. Измерение фона на спектрометре ДИН-1М методом осциллирующего поглощающего экрана: Препринт ФЭИ-1347. Обнинск, 1982.
13. Royston R.J. // Nucl. Inst. and Methods. 1964. V.30. P.184.

Статья поступила в редакцию 24 января 1989 г.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПА ^{15}N

С.А.Бадиков, А.И.Блохин, Н.Н.Булеева, А.Г.Гусейнов,
В.С.Мастеров, В.Г.Проняев, Н.С.Работнов, Н.Н.Титаренко

EVALUATED NEUTRON DATA FILE FOR ^{15}N .

Evaluated neutron data file for ^{15}N is described short. This isotope is characterized by very small radiative capture cross section and high thresholds for the reactions with charged particles emission. The evaluation of the total cross-section was based on experimental data, other cross-sections were calculated in terms of the optical model. For the total cross-section the parameters of an analytical approximation in the energy interval 10^{-5} eV-20 MeV are given. Most of the evaluated data are presented in graphic form.

Изотоп ^{15}N присутствует в естественном азоте в количестве всего 0,37%. Однако нейтронные данные этого ядра обладают рядом особенностей, которые оправдывают интерес к нему, несмотря на малую распространенность. Энергия связи нейтрона в составном ядре ^{16}N аномально мала и составляет 2.5 МэВ. Ниже энергии связи расположены всего 3 уровня. Эти два связанных фактора приводят к исключительно малому сечению радиационного захвата - тепловое значение $\sigma_{n\gamma} = 24 \pm 8$ мкб. Относительная перегрузка нейтронами затрудняет испускание заряженных частиц при поглощении нейтрона ядром ^{15}N . Поэтому даже на жестком реакторном спектре этот изотоп является почти чистым рассеивателем с низким выходом заряженных частиц.

Экспериментальные данные по нейтронным сечениям ^{15}N скудны. Имеется несколько работ по измерению полного сечения [2-4], покрывающих интервал 0,5-30 МэВ, отдельные измерения полного сечения и радиационного захвата в тепловой точке [5-6] и результаты по дифференциальным сечениям упругого рассеяния в довольно узком интервале энергий [7-8]. Характеристики уровней

составного ядра ^{16}N , соответствующих нейтронным резонансам, хорошо изучены в реакциях под действием заряженных частиц и собраны в [9]. Резонансные параметры имеются в атласе [1]. Создан файл ^{15}N библиотеки ENDF/B-V, но опубликовано лишь его краткое описание [10].

В основу оценки полного сечения в резонансной области в настоящей работе положены данные [4], наиболее детальные и точные из имеющихся. В интервале 0.891±20.0 МэВ они сглажены с помощью программы аппроксимации рациональными функциями PADE2 [11] по методу, детально описанному в монографии [12]. Указанная область при этом разбивалась на 19 интервалов, в каждом из которых сечение описывалось резонансным разложением

$$\sigma_t(E) = C + \sum_{i=1}^I \frac{\alpha_i (E - \varepsilon_i) + \beta_i}{(E - \varepsilon_i)^2 + \gamma_i^2} \quad (1)$$

Непрерывность сечения в точках стыковки интервалов обеспечивалась (но не гладкость!). Если $\beta_i = \gamma_i = 0$, то резонансное слагаемое превращается в полюсное вида $\alpha_i / (E - \varepsilon_i)$. В этом случае аппроксиманта имеет разрыв при $E = \varepsilon_i$ и, естественно, необходимо, чтобы значение ε_i лежало за пределами очередного интервала аппроксимации. Результирующие значения параметров приведены в табл. I. Они позволяют в случае необходимости вычислять значение полного сечения в любой точке по формуле (1). Полученная энергетическая зависимость сечения изображена на рис. I.

Постоянные в формуле (1) могут быть связаны в области разрешенных резонансов со значениями резонансных параметров в общепринятом смысле для сравнения с имеющимися данными. Проще всего это делается для параметров λ_i и ε_i . Для них выполняются соотношения $\varepsilon_i = E_{0i}$ (резонансная энергия), а $\gamma_i = \Gamma/2$ (Γ - полная ширина резонанса). Сопоставление данных табл. I с данными атласа [1] показывает, что значения резонансных энергий совпадают с тремя знаками во всех случаях, а в значениях $2\gamma_i$ и Γ_i при удовлетворительном качественном согласии наблюдаются количественные различия. Расхождение максимально для самого узкого резонанса шириной 2 кэВ, поскольку энергетическое разрешение в этом случае сравнимо с Γ , а поправка на него в настоящей работе не вводилась. Получено значение $2\gamma_i = 4.3$ кэВ.

При поинтервальной обработке были пропущены два самых широких резонанса ($E_0=2650$ кэВ; $\Gamma=1100$ кэВ и $E_0=2840$ кэВ; $\Gamma=714$ кэВ), точнее их вклад на каждом интервале воспринимался как достаточно гладкая подложка, описываемая "полосочками", а не "резонансными" слагаемыми в (1). Иллюстрирует эту ситуацию рис.2, где представлены отдельно вклады этих двух групп слагаемых. В нижней части рисунка широкий пик, соответствующий двум указанным резонансам, четко обнаруживается.

В интервале 10^{-5} эВ $\leq E \leq 0.91$ МэВ сечение рассчитывалось по модели Райха-Мура с использованием резонансных параметров [1] и нормировкой на тепловое значение. В этой области аппроксимация сечения рациональной функцией от энергии затруднительна ввиду того, что перепад значений аргумента слишком велик. Поскольку желательно иметь аналитические аппроксимационные формулы для полного сечения во всей области оценки, в интервале 10^{-5} эВ ± 0.91 МэВ была построена рациональная аппроксимация как функция $x=\ln(E)$, где E выражено в эВ. Полученные параметры также приведены в табл.1, где соответствующий (первый) интервал помечен звездочкой. Нижняя граница этого интервала в табл.1 условно обозначена 0, хотя фактически аппроксимация выполнялась от нижней границы области оценки 10^{-5} эВ.

Ниже 10 МэВ наша обработка экспериментальных данных дает указание на существование двух новых резонансов ($E_0=8555$ кэВ, $2\gamma=396$ кэВ и $E_0=9218.9$ кэВ, $2\gamma=172$ кэВ), о которых нет данных в литературе. Для нескольких резонансов с энергиями $E_0=9610, 9770, 10250, 10640, 11090, 11410$ КэВ получены оценки их ширин, отсутствующих в атласе [1].

Прямые экспериментальные данные по сечению радиационного захвата быстрых нейтронов на ядре ^{15}N отсутствуют. В области разрешенных резонансов имеются единственные данные по радиационной ширине для s-нейтронов для уровня с энергией $E_0=2.038$ МэВ и $\Gamma_{\gamma 0}=0.234$ эВ, приведенные в [1]. В тепловой точке принято значение сечения, равное $\sigma_{n\gamma}=0.024 \pm 0.008$ мб. Поэтому оценка сечения $\sigma_{n\gamma}$ была выполнена следующим образом:

Таблица I

Параметры аналитического описания энергетической зависимости
полного сечения ^{15}N (см. выражение (1))

	E_{\min}	α	β	γ	ϵ
E_{\max}					
C					
1*	0.0000	1.8572E+03	0	0	-4.0542E+02
	0.8910	2.2287E-01	0	0	6.1046E+00
	0.0000	-2.6294E-04	2.3783E-05	3.9799E-03	5.9644E+00
2	0.8910	1.5280E+01	0	0	-5.1739E+00
	1.3020	1.8688E-03	1.8682E-04	9.4825E-03	0.9224E+00
	0.0000	-1.4624E-04	3.2781E-06	1.7044E-03	1.0956E+00
3	1.3020	2.1261E+00	0	0	-2.4618E-01
	1.7500	-2.3546E-04	4.4118E-06	2.1612E-03	1.5636E-00
	0.9860				
4	1.7500	-4.6370E-02	0	0	2.2873E+00
	2.2000	3.0102E-03	1.2235E-04	1.1057E-02	1.9483E+00
	2.0170	6.6741E-03	-1.5133E-03	3.4994E-02	2.0362E+00
5	2.2000	-6.1582E+01	0	0	-3.6641E+00
	2.6000	-1.3404E-02	2.0023E-03	3.7554E-02	2.4339E+00
	12.959				
6	2.6000	3.6609E-03	8.8538E-05	8.5098E-03	2.8286E+00
	2.8800	-4.8958E-03	-2.5048E-04	1.4785E-02	2.7312E+00
	3.1120				
7	2.8800	1.2954E+01	0	0	9.1215E-01
	3.3310	6.5411E-05	7.4833E-06	4.5799E-03	3.2256E+00
	-3.6190	-5.8421E-05	1.6325E-05	4.8167E-03	2.9147E+00
		4.2260E-02	8.5110E-03	9.4548E-02	2.9882E+00
8	3.3310	3.8381E+00	0	0	1.3719E+00
	3.5870	4.6838E-03	-2.1267E-05	9.3636E-03	3.4491E+00
	0.0000				
9	3.5870	6.7172E+00	0	0	-7.0303E-01
	3.9620	-2.9917E-02	3.9163E-03	9.8535E-02	3.7853E+00
	0.0000				
10	3.9620	1.4342E-02	4.9709E-04	3.3741E-02	4.0063E+00
	4.5240	1.4491E-02	1.2058E-03	4.2970E-02	4.2815E+00
	1.5970	2.7022E-02	1.3233E-03	3.5190E-02	4.1260E+00
11	4.5240	5.3206E-04	0	0	4.4597E+00
	4.9320	-1.9332E-03	6.9915E-03	1.2255E-01	4.6478E+00
	1.5390	3.5532E-03	2.9929E-04	2.6724E-02	4.7996E+00

Таблица I (продолжение)

1	2	3	4	5	6
12	4.9320 5.3850 0.0000	2.9759E+00 -2.3693E-03	0 1.2906E-04	0 1.3542E-02	3.0990E+00 5.0590E+00
13	5.3850 6.1420 1.1460	-1.4639E-02 2.8566E-02 4.1995E-02 -1.4320E-01	-2.5660E-04 1.0871E-04 3.9498E-03 1.4590E-02	2.1601E-02 3.3575E-02 6.8542E-02 9.9270E-02	5.4454E+00 5.4164E+00 5.8891E+00 5.7738E+00
14	6.1420 6.9260 0.0000	-3.4527E-03 1.8521E-02 -1.1569E+01 1.6153E-03 1.5651E-02 8.2963E-03	0 0 0 5.0546E-04 1.0855E-03 1.9959E-03	0 0 0 4.1014E-02 5.8132E-02 7.4336E-02	7.0431E+00 5.9588E-00 1.7647E+01 6.6498E+00 6.4004E+00 6.2636E+00
15	6.9260 7.8500 0.0000	-1.9347E+01 3.0835E-03 -3.1625E-03 -3.2050E-02 7.3588E-03	0 4.6485E-04 4.1266E-04 5.5603E-03 5.2532E-03	0 3.9612E-02 3.2760E-02 1.6340E-01 1.0073E-01	2.4685E+01 7.0906E+00 7.4427E+00 7.3390E+00 7.7102E+00
16	7.8500 9.0120 1.3320	-7.1801E-04 -8.8809E-03 -9.3566E-03 -4.1534E-03 -8.1249E-02	9.6107E-05 8.6635E-04 2.0435E-03 6.9214E-03 4.1476E-03	1.7143E-02 5.3986E-02 7.8648E-02 1.9795E-01 1.6980E-01	8.0701E+00 8.7978E+00 8.2879E+00 8.5554E+00 7.7669E+00
17	9.0120 10.7200 1.2780	-3.8775E-02 8.4785E-03 -2.9819E-03 -3.8159E-03 -9.0466E-03 3.2667E-02	0 -9.7823E-05 1.1146E-03 3.2805E-03 4.5584E-03 4.5999E-03	0 8.6184E-02 6.5336E-02 1.0845E-01 9.4094E-02 1.0238E-01	1.1135E+01 9.2189E+00 1.0643E+01 1.0261E+01 9.5928E+00 9.7511E+00
18	10.7200 12.6200 0.0000	5.6038E+01 -2.7447E-03 -1.2628E-03 2.1672E-02	0 5.5077E-04 1.2153E-03 -8.7274E-04	0 9.0817E-02 9.7286E-02 1.0440E-01	-2.4562E+01 1.1486E+01 1.2115E+01 1.0946E+01
19	12.6200 15.7200 0.0000	8.4145E-02 -3.7197E+01 -7.2261E-03 2.0963E-02	0 0 -4.1999E-03 1.9990E-03	0 0 2.4742E-01 1.6591E-01	1.6157E+01 3.6315E+01 1.4819E+01 1.3076E+01
20	15.7200 20.0000 1.6860	-6.2721E-02 2.4418E-03	0 5.5418E-02	0 8.2542E-01	1.4925E+01 1.9559E+01

*) Аргумент аппроксиманты в первом интервале $x = \ln(E, \text{эВ})$,
во всех остальных $E, \text{МэВ}$.

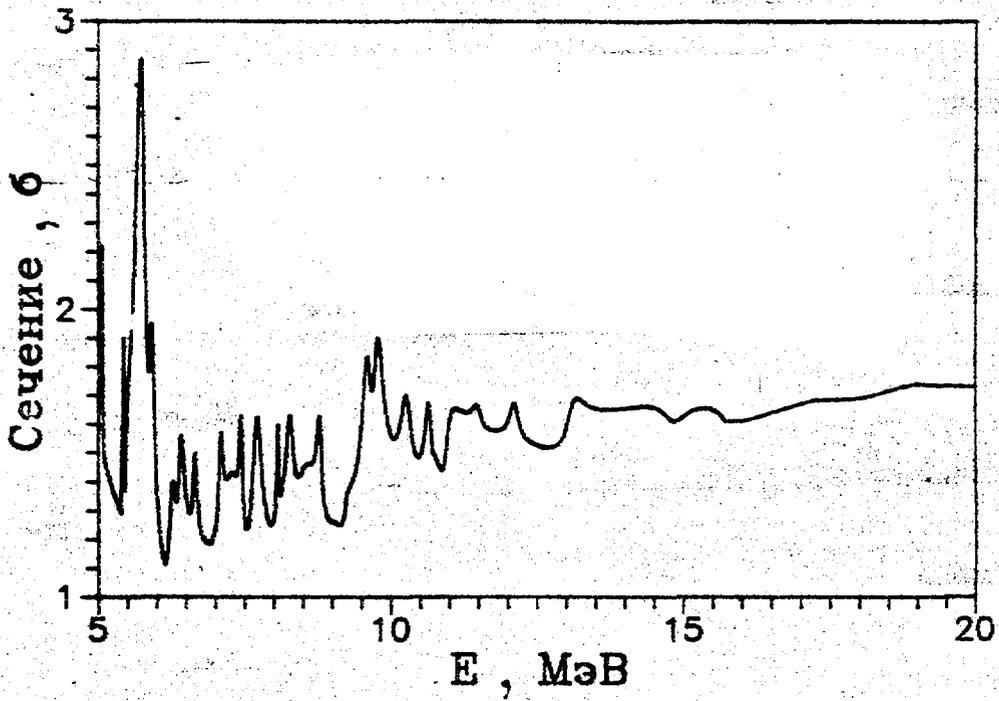
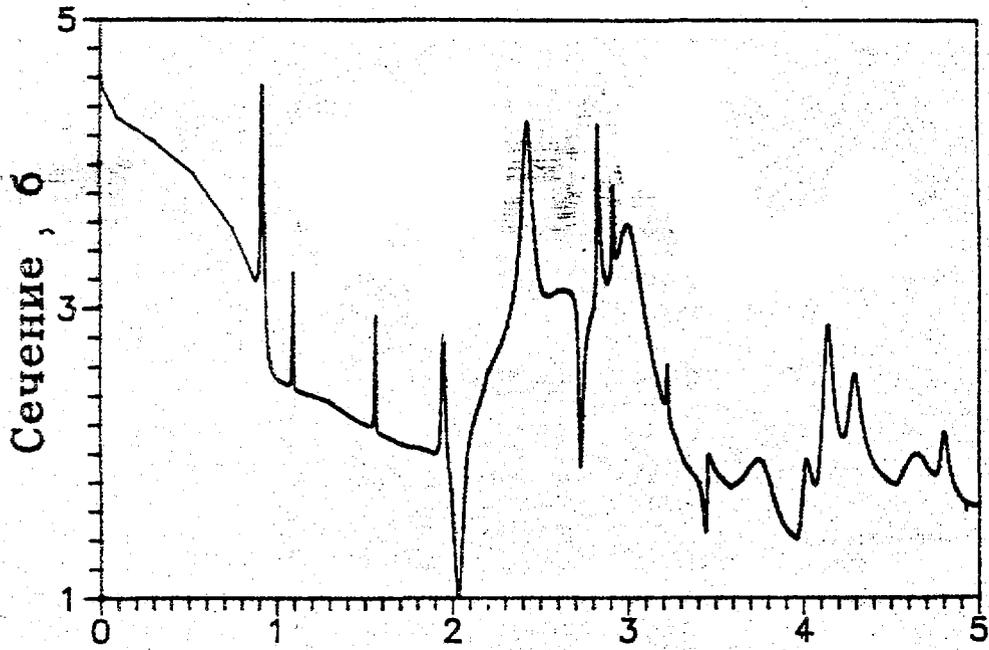


Рис. I. Энергетическая зависимость оцененного полного сечения изотопа ^{15}N . Кривая соответствует значениям $\sigma_{\text{tot}}(E)$, рассчитанным по формуле (I) с параметрами из табл. I.

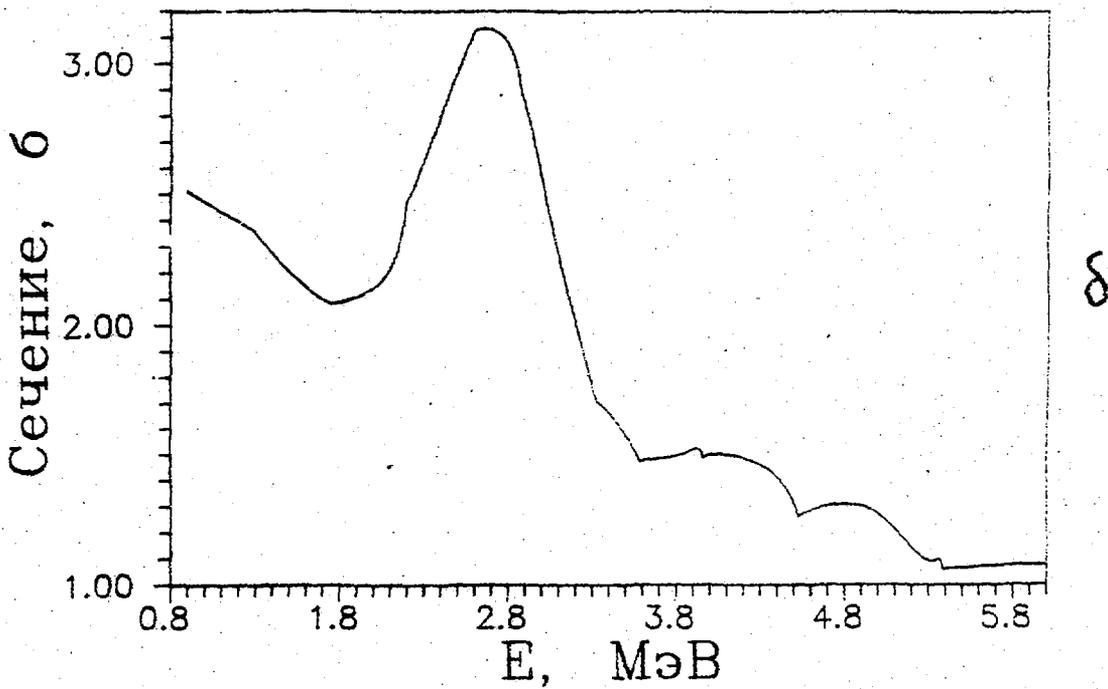
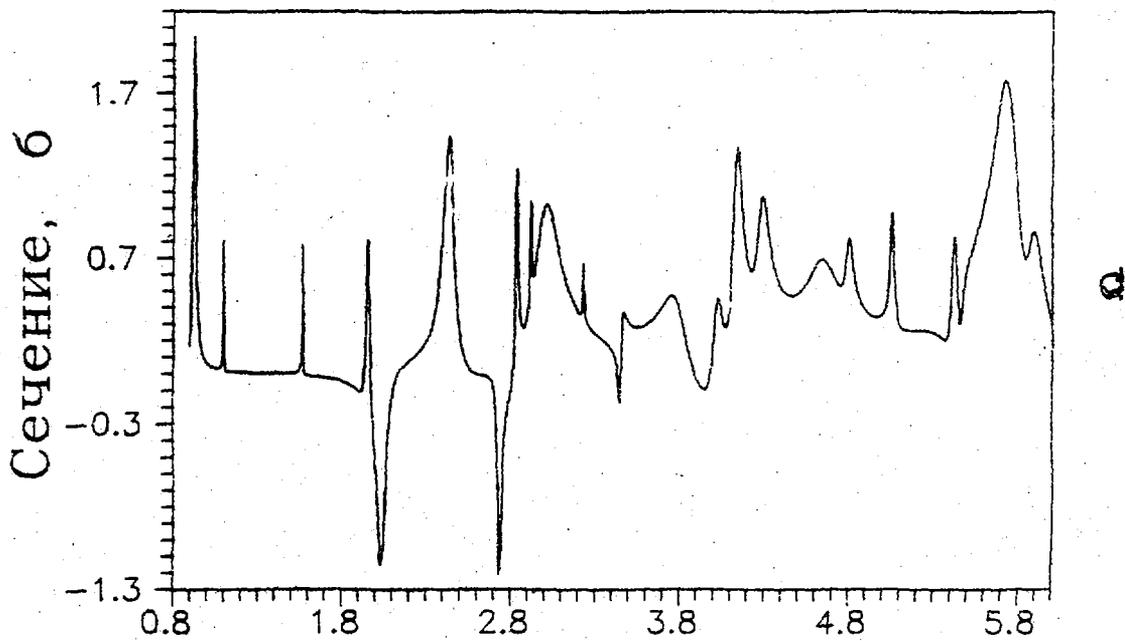


Рис.2. Вклады "резонансных" слагаемых (а) и "подложки" (б) в полное сечение. Видно, что два самых широких слившихся резонанса в районе 3 МэВ при поинтервальной обработке восприняты как вклад в подложку

а) в области энергий нейтронов $E_n = 10^{-5}$ эВ \div 0.891 МэВ сечение радиационного захвата быстрых нейтронов было описано с помощью формулы

$$\sigma_{n\gamma} = 3.817 \cdot 10^{-9} \cdot E_n^{-1/2} \text{ б.}, \quad (2)$$

где E_n выражено в МэВ. Формула (2) дает энергетическую зависимость для $\sigma_{n\gamma}$ типа $1/v$, где v - скорость нейтронов, и нормирована на тепловое значение 0.024 мб. При этом резонансный интеграл равен $I_\gamma = 0.011$ мб;

б) в области энергий нейтронов $E_n = 0.891 \div 20$ МэВ сечение радиационного захвата было восстановлено с помощью формулы Брейта-Вигнера. Для полных нейтронных ширин и положений нейтронных резонансов были использованы значения γ_i и ε_i из табл. I. Для резонанса $E_n = 2.038$ МэВ было использовано экспериментальное значение радиационной ширины $\Gamma_{\gamma-} = 0.234$ эВ. Для других резонансов было взято среднее значение Γ_γ , подобранное из условия равенства значений $\sigma_{n\gamma}$ при $E_n = 0.891$ МэВ, полученных по формуле (2) и из описания по модели Брейта - Вигнера.

В интервале энергий нейтронов $E_n = 10^{-5}$ эВ \div 0.891 МэВ сечение упругого рассеяния рассчитывалось по модели Райха - Мура с использованием разрешенных резонансных параметров [1] и нормировкой на тепловое значение $\sigma_B = 4.57$ б. Для энергий $E_n > 0.891$ МэВ сечение упругого рассеяния было получено методом вычитания из полного сечения сечений всех других процессов, описанных ниже.

Оценка сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением дискретных уровней в ядре ^{15}N была выполнена на основе модели Хаузера-Фешбаха-Молдауера, реализованной в программе SMF-80 [13]. Параметры оптической модели для нейтронов были подобраны из описания полных сечений [4] в области энергий нейтронов $E_n = 5 \div 30$ МэВ. Для подгонки параметров использовалась программа АВAREX [14]. В табл. 2 приведены значения полученных параметров оптической модели для нейтронов для изотопа ^{15}N . В качестве дискретных возбужденных уровней в ядре ^{15}N использованы первые 11 уровней, характеристики которых взяты из [9]. Принята граница энергии непрерывного спектра 9.25 МэВ, что на 100 кэВ выше последнего

разрешенного уровня. В качестве конкурирующих процессов были учтены реакции (n,p) , (n,α) , (n,t) и (n,d) . На рис.3 представлены полученные оцененные функции возбуждения для процесса (n, n') , а на рис.4 - сечения пороговых реакций с испусканием одной и двух частиц.

Функции возбуждения для реакций с вылетом заряженных частиц (протоны, дейтоны, тритоны, α -частицы) были вычислены на основе модели Хаузера-Фешбаха-Молдауера, реализованной в [13]. В качестве параметров оптической модели для заряженных частиц были использованы систематики, полученные в [15]. Схемы дискретных уровней для остаточных ядер взяты из [16].

Таблица 2

Параметры оптической модели изотопа ^{15}N для нейтронов

V_0 , МэВ	W_s , МэВ	V_{s0} , МэВ	r_0 , фм	r_s , фм	r_{s0} , фм	a_0 , фм	a_s , фм	a_{s0} , фм
45,6	3,78	5,70	1,16	1,25	1,01	0,68	0,60	0,48

1. $^{15}\text{N}(n,p)^{15}\text{C}$ - реакция.

Вычисление сечения (n,p) реакции проведено с учетом возбуждения трех дискретных уровней в ядре ^{15}C .

2. $^{15}\text{N}(n,d)^{14}\text{C}$ - реакция.

Вычисление сечения (n,d) реакции проведено с учетом возбуждения четырех уровней в ядре ^{14}C .

3. $^{15}\text{N}(n,t)^{13}\text{C}$ - реакция.

Вычисление сечений (n,t) проведено с учетом возбуждения четырех дискретных уровней в ядре ^{13}C .

4. $^{15}\text{N}(n,\alpha)^{12}\text{B}$ - реакция.

Вычисление сечений этой реакции проведено с учетом возбуждения семи дискретных уровней в ядре ^{12}B .

Были рассмотрены энергетически доступные в области энергий нейтронов до 20 МэВ следующие многочастичные реакции: $^{15}\text{N}(n,np)^{14}\text{C}$; $^{15}\text{N}(n,n\alpha)^{11}\text{B}$; $^{15}\text{N}(n,2n)^{14}\text{N}$. Сечения этих реакций были вычислены в рамках испарительной модели с использованием

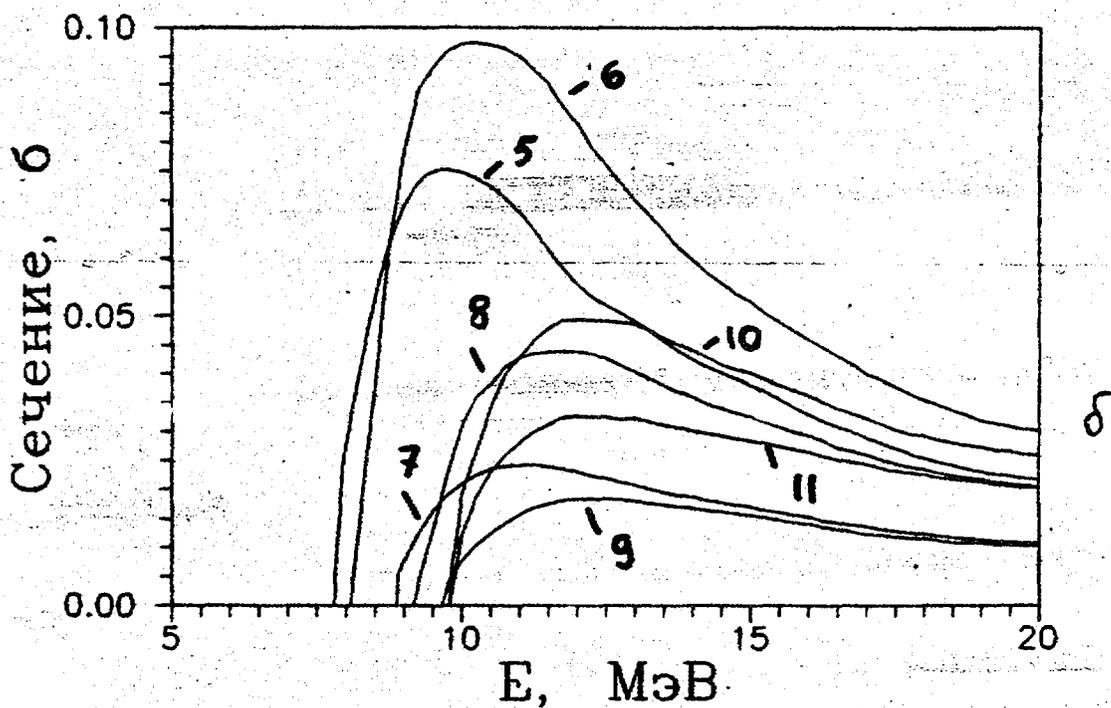
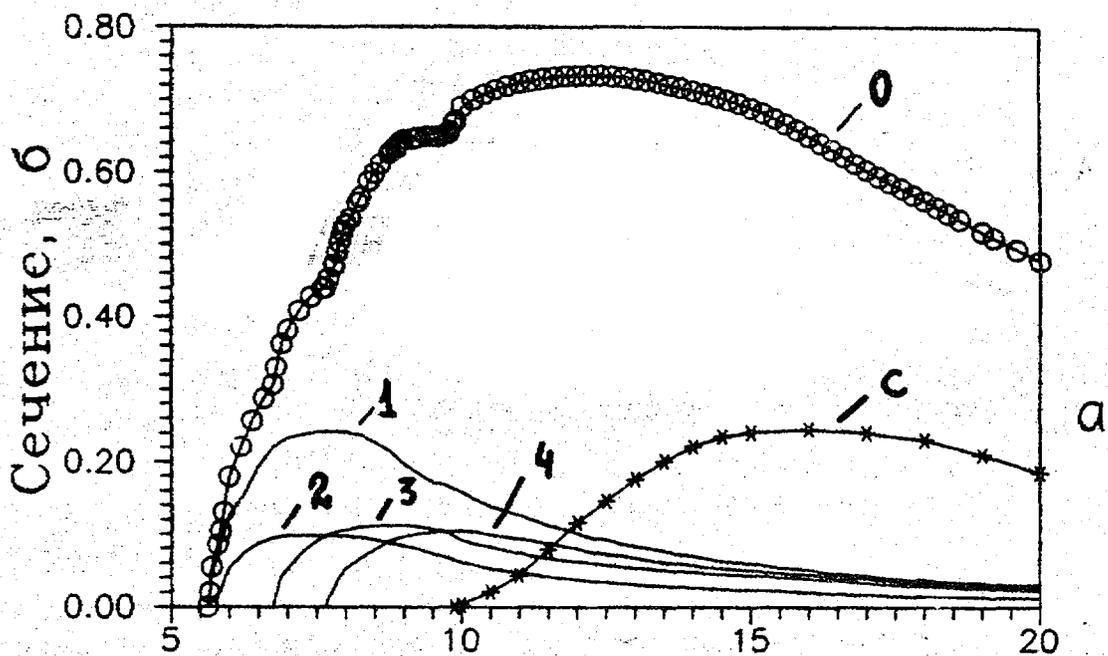


Рис.3. Оцененные сечения неупругого рассеяния:
 а- 0 - полное сечение неупругого рассеяния;
 1+4 - сечения неупругого рассеяния с
 возбуждением 1+4-го уровней;
 б- 5+II - то же с возбуждением 5+II-го уровней;
 12 - с возбуждением уровней континуума.

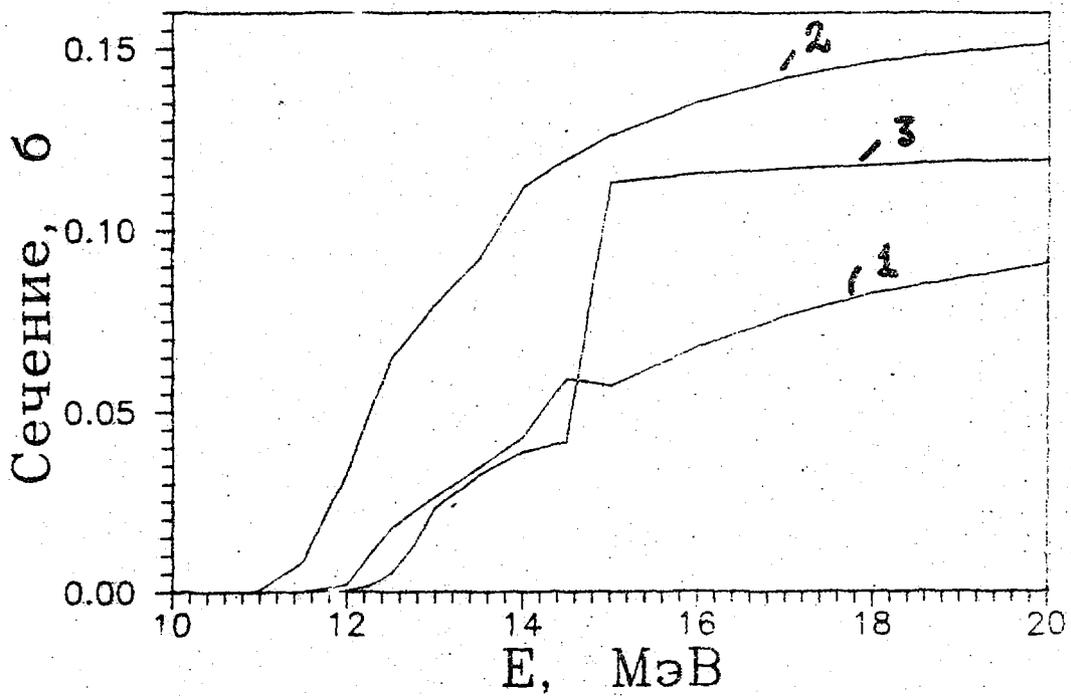
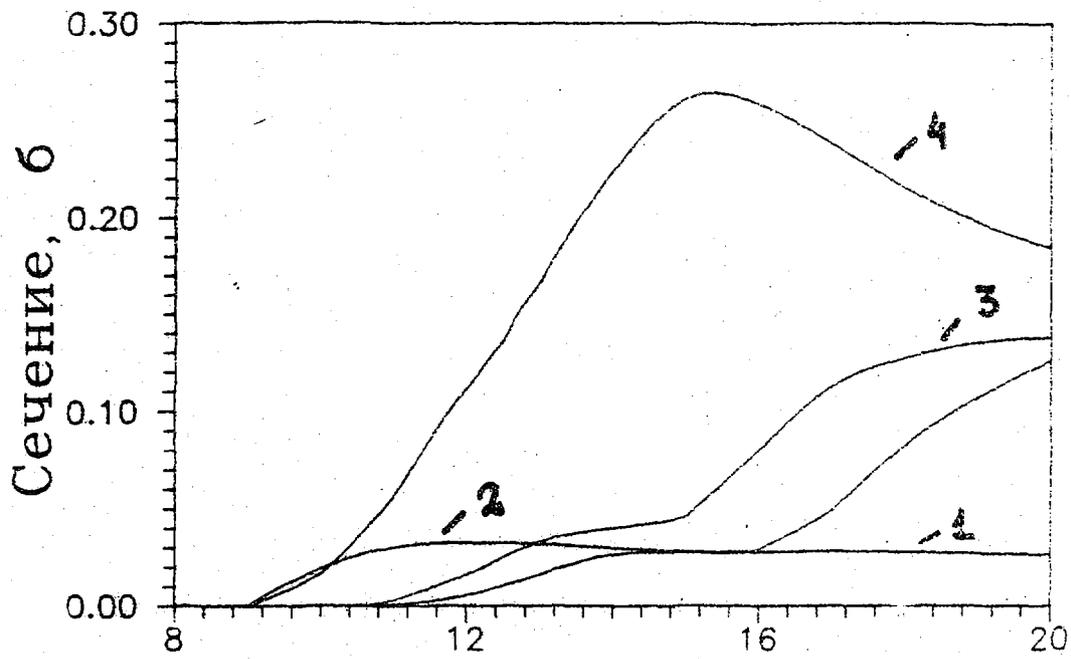


Рис.4. Оцененные сечения пороговых реакций:

а- 1 - σ_{np} , 2 - σ_{nd} , 3 - σ_{nt} , 4 - $\sigma_{n\alpha}$;

б- 1 - σ_{n2n} , 2 - σ_{nnp} , 3 - σ_{nna}

параметров плотности уровней для остаточных ядер, которые были получены из описания полной плотности уровней в области энергии связи нейтрона. В качестве экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов были использованы данные [1].

Для гамма-квантов, сопровождающих все рассматриваемые процессы, угловые распределения полагались изотропными. Угловые распределения вылетающих заряженных частиц и нейтронов во всех пороговых реакциях полагались изотропными в системе центра масс.

Для процессов неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением дискретных уровней угловые распределения были вычислены с помощью программы AVAREX [14], а затем представлены в лабораторной системе координат в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра.

Угловые распределения нейтронов упругого рассеяния были также вычислены в рамках оптической модели в областях энергий нейтронов $E_n = 10^{-5} \text{ эВ} \div 1.92 \text{ МэВ}$ и $E_n > 3.46 \text{ МэВ}$. В промежутке $1.92 \div 3.46 \text{ МэВ}$ были использованы экспериментальные данные из работы [8].

Энергетические спектры вторичных нейтронов были получены для процессов (n, np) , $(n, n\alpha)$, $(n, 2n)$ и (n, n') через континуум. Для получения энергетических распределений была использована испарительная модель, основным параметром которой является термодинамическая температура остаточного ядра в зависимости от энергии налетающего нейтрона. Для процесса (n, n') энергетическая зависимость температуры T определялась уравнением:

$$aT^2 = U = E_n - 2T, \quad (3)$$

где a — параметр плотности уровней для ^{15}N ,

$2T$ — средняя энергия, уносимая вторичным нейтроном,

E_n — начальная энергия нейтрона.

Параметры плотности уровней a остаточных ядер были нами определены из данных по разрешенным резонансам [1]. Например, для изотопа ^{15}N (ядро-мишень ^{14}N) из [1] получаем в рамках простейшей модели ферми-газа $a = 1.542 \text{ МэВ}^{-1}$. Затем согласно (3) строится зависимость $T(E_n)$. Подобная зависимость $T(E_n)$ была использована для процессов (n, np) , $(n, n\alpha)$ и $(n, 2n)$.

Для всех рассматриваемых реакций с возбуждением дискретных уровней в остаточных ядрах были оценены нормированные вероятности гамма-переходов. Для оценки этих величин в основном использована компиляция данных, приведенная в [9].

Выполненная оценка ядерных данных для изотопа ^{15}N представлена в виде файла оцененных данных в формате ENDF/B-5. Файл изотопа ^{15}N включен в рабочую версию библиотеки БРОНД-I (MAT = 720) и может быть предоставлен для анализа и использования через Центр ядерных данных ГК ИАЭ.

Список литературы

1. Mughabhab S.F. et al. Neutron cross-section. N.Y.: Academic Press. 1981. V.1. Part A.
2. Fossan D.B. et al.// Phys. Rev. B. 1964. V. 135. P. 1347.
3. Fossan D.B. et al.// Bull. Amer. Phys. Soc. 1964. V. 9. P. 32.
4. Zeřinitz Š. et al. Rep. KFK - 1443. Karlsruhe, 1971.
5. Ferguson A.J. et al.// Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 215.
6. Kuznietz M. et al.// Acta Crystall. 1972. V. 28. P. 655.
7. Donochue T.R. et al.// Nucl. Phys. 1964. V. 54. P. 49.
8. Sikkemā C.P.// Nucl. Phys. 1962. V. 32. P. 470.
9. Ajzenberg-Selove F.// Nucl. Phys. 1986. A460.P.1.
10. ENDF/B-5 Summary Documentation. Compiled by Kinsey R. ENDF-201, 1979.
11. Вадиков С.А., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Программа рациональной аппроксимации PADE2. Препринт ФЭИ-1686. Обнинск, 1985.
12. Виноградов В.Н. и др. Аналитическая аппроксимация данных в ядерной и нейтронной физике. М.: Энергоатомиздат, 1987.
13. Титаренко Н.Н. Программа СМТ-80 - расчет сечений бинарных реакций: Препринт ФЭИ - 1260. Обнинск, 1982.
14. Moldauer P.A. Code ABAREX. Winter School in Trieste, 1984.
15. Perey C.M., Perey F.G. Atomic and Nucl. Data Tables. 1974. V. 13. P. 293.
16. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. N.Y., 1978.

Статья поступила в редакцию 15 августа 1988 г.

СОГЛАСОВАННОСТЬ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ОЦЕНОК
И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ХРОМА, ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯА.И.Блохин, В.И.Голубев, А.В.Игнатюк,
М.Н.Николаев, В.Г.Проняев, А.М.Цибуля

A brief description of the features of a new version of the evaluated neutron cross-section files for chromium, iron and nickel is given. A comparison of the results of the integral experiments at critical assemblies with different content of chromium, iron and nickel and measurements of the ^{238}U subthreshold fission neutron withdrawal cross-section with calculated values obtained for various evaluated neutron data libraries is shown.

Новая версия (ЦЯД-2) файлов оцененных нейтронных сечений для естественных смесей изотопов хрома, железа и никеля [1] основана, главным образом, на экспериментальных данных, опубликованных до 1983 г., и физических моделях, служащих для интерполяции и экстраполяции сечений. Основное внимание при этом уделялось области энергий спектра нейтронов быстрого реактора ($E_n = 1 \text{ кэВ} - 4 \text{ МэВ}$), хотя во многих случаях представление сечений для нейтронов более высоких энергий, таких, например, как спектра нейтронов реактора термоядерного синтеза, является вполне удовлетворительным. Описание основных методов оценки и использованной базы экспериментальных данных приведено в работах [2,3]. Для тестировки файлов микросечений были использованы результаты микроскопических экспериментов на быстрых критических сборках, содержащих в больших количествах хром, никель или нержавеющую сталь [4] и имеющих нейтронные спектры различной степени жесткости. В настоящем докладе мы хотим обсудить особенности файлов оцененных данных, которые являются важными при их использовании в нейтронно-физических расчетах быстрых реакторов и реакторов термоядерного синтеза.

ОБЛАСТЬ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Для правильного учета структуры сечений представление сечений с помощью разрешенных резонансов использовалось до максимально возможных энергий. Так как эти верхние границы резонансных областей являются разными для систем s-, p- или d-волны одного и того же изотопа, то искусственно, с помощью псевдоизотопов, вводились разные верхние границы для разных волн. Так, в случае файла железа сечения представлены для s-резонансов ^{56}Fe в области от 10^{-5} эВ до 850 кэВ, а для p- и d-резонансов в области от 10^{-5} эВ до 500 кэВ, что позволяет правильно воспроизвести факторы самозранировки сечений в широкой области энергий. Для такой широкой энергетической области становится заметной зависимость радиуса потенциального рассеяния с энергией. Так как формат не позволяет вводить такую зависимость, то она моделировалась введением решетки удаленных резонансов, при этом их число и нейтронные ширины были выбраны, исходя из условия описания уровня средних сечений во всей области разрешенных резонансов.

Все это позволило описать достаточно реалистично резонансную структуру и факторы самозранировки сечений для полного сечения до энергий $500 + 850$ кэВ и для сечения захвата до $E_n = 200 - 350$ кэВ.

Необходимо отметить, что отступления от формата, обусловленные введением псевдоизотопов, являются минимальными и, очевидно, не требуют каких-либо серьезных изменений обрабатывающих программ.

Для восстановления сечений на четно-четных изотопах $^{54,56}\text{Fe}$, $^{50,52}\text{Cr}$, $^{58,60}\text{Ni}$ в резонансной области s-волны рекомендуется пользоваться формализмом Рейха-Мура. Так как во время работы над файлами существовавший формат ENDF-5 не позволял использовать формализм Рейха-Мура, то параметры Рейха-Мура записывались в формате, принятом для многоуровневого формализма Брейта-Вигнера, и затем использовался комплекс программ ГРУКОН [5] для восстановления сечений из параметров в формализме Рейха-Мура.

Таким образом, основным недостатком файлов конструкционных материалов оценки ЦЯД-2 в области разрешенных резонансов является то, что они не всегда обрабатываются существующими стандартными обрабатывающими программами.

ОБЛАСТЬ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Для чётно-чётных изотопов верхняя граница области неразрешенных резонансов выбиралась до порога неупругого рассеяния. Средние резонансные параметры для расчета сечений в области неразрешенных резонансов оценивались первоначально усреднением параметров в области разрешенных резонансов, а затем корректировались программой EVGAR [6] с учетом простых физических зависимостей средних расстояний между уровнями и ширины от спина, четности и энергии, и сравнением с имеющимися экспериментальными данными по средним сечениям захвата нейтронов. Возможный вклад f -волны эффективно учитывался некоторым завышением средних радиационных ширин для d -волны.

К недостаткам файлов конструктивных элементов оценки ЦЯД-2 следует отнести то, что для естественной смеси изотопов в области неразрешенных резонансов вклад дает большое число систем уровней для отдельных изотопов, что замедляет и затрудняет обработку сечений в случаях, когда необходимо учесть резонансную структуру сечений в области неразрешенных резонансов.

ОБЛАСТЬ ПОТОЧЕЧНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Область энергий нейтронов выше порога неупругого рассеяния на конструктивных элементах является наиболее важной для реакторов синтеза. Так как файлы ориентированы прежде всего на нейтронно-физические расчеты систем, то основное внимание в них необходимо было уделить представлению процессов упругого и неупругого рассеяния, а также реакциям $(n, 2n)$, $(n, pn) + (n, pr)$ и другим, ведущим к вылету нейтронов и являющимся заметными в области энергий до $15 + 16$ МэВ. Предполагается, что для расчета активации, элементов установки будет создана отдельная библиотека, содержащая сечения активации для отдельных изотопов и характеристики распада ядер-продуктов. Тем не менее и в оценке ЦЯД-2 для отдельных изотопов Cr, Fe и Ni основные сечения, ведущие к активации, заданы вполне удовлетворительно.

Оценка функций возбуждения уровней неупругого рассеяния с энергией возбуждения до $4 + 4,5$ МэВ, а также сечений упругого

рассеяния, была выполнена в рамках оптико-статистического подхода с учетом вклада прямых процессов. В файлах приводятся функции возбуждения уровней нечетных изотопов, имеющих низкий порог неупругого рассеяния и влияющих на формирование спектра рассеянных нейтронов. Так как полное число дискретных уровней обычно превышало число уровней, разрешенных форматом (40 уровней), то часть близких уровней была объединена в группы. Для всех уровней в файле ^{nat}Fe приведены угловые распределения, которые для многих из них не являются изотропными в системе центра масс (вклад прямых процессов). В случае файлов ^{nat}Cr и ^{nat}Ni угловые распределения для всех уровней неупругого рассеяния взяты изотропными в системе центра масс.

Форма угловых распределений упругого рассеяния для файла ^{nat}Fe была взята такой же, как в библиотеке ENDF/B-4 и основана на интерполяции между экспериментальными данными. Для файла при $E_n < 1$ МэВ и $E_n > 14$ МэВ была также использована оценка ENDF/B-4, а в области $1 \leq E_n \leq 14$ МэВ оценка угловых распределений была получена в рамках феноменологического подхода, при котором сечения, рассчитанные по оптической модели, корректировались затем на основе экспериментальных данных. Такая корректировка позволила достичь лучшего описания наблюдаемых угловых распределений, чем расчеты в оптической модели с единым набором параметров. В качестве оценки угловых распределений упругого рассеяния для ^{nat}Ni были приняты результаты, полученные в работе [7].

Оценки сечений реакции $(n,2n)$, а также других пороговых реакций были получены нами из оценок для отдельных изотопов библиотеки БОСПОР [8] (^{nat}Fe) или получены в расчетах по статистической модели с описанием плотности уровней в рамках обобщенной модели сверхтекучего ядра [9] и учетом предравновесных процессов (изотопы Cr, Ni).

Оценка спектров неупругого рассеяния в области энергий возбуждения непрерывного спектра была выполнена для железа с феноменологическим учетом вклада прямых процессов и температурным описанием спектра компаунд-ядерных процессов. Полученные полные спектры эмиссии нейтронов находятся в хорошем согласии со спектрами эмиссии, измеренными при $E_n = 7,9, 14$ и 26 МэВ. Это позволяет надеяться, что и для промежуточных энергий представление

спектров эмиссии будет достаточно надежным. Чисто температурное представление спектров вторичных нейтронов было использовано в оценке для файлов ^{nat}Cr и ^{nat}Ni . Такое представление позволяет неплохо воспроизвести спектры эмиссии для нейтронов с начальной энергией вплоть до порога реакции $(n,2n)$, но для более высоких энергий оно сильно искажает форму спектра в сторону его смягчения.

Итак, к недостаткам файлов при описании спектров вторичных нейтронов следует отнести следующее:

1. Дважды-дифференциальные сечения представлены как изотропные по углу для непрерывной части спектра (^{nat}Fe , ^{nat}Cr , ^{nat}Ni), а также в области дискретных уровней (^{nat}Cr и ^{nat}Ni).

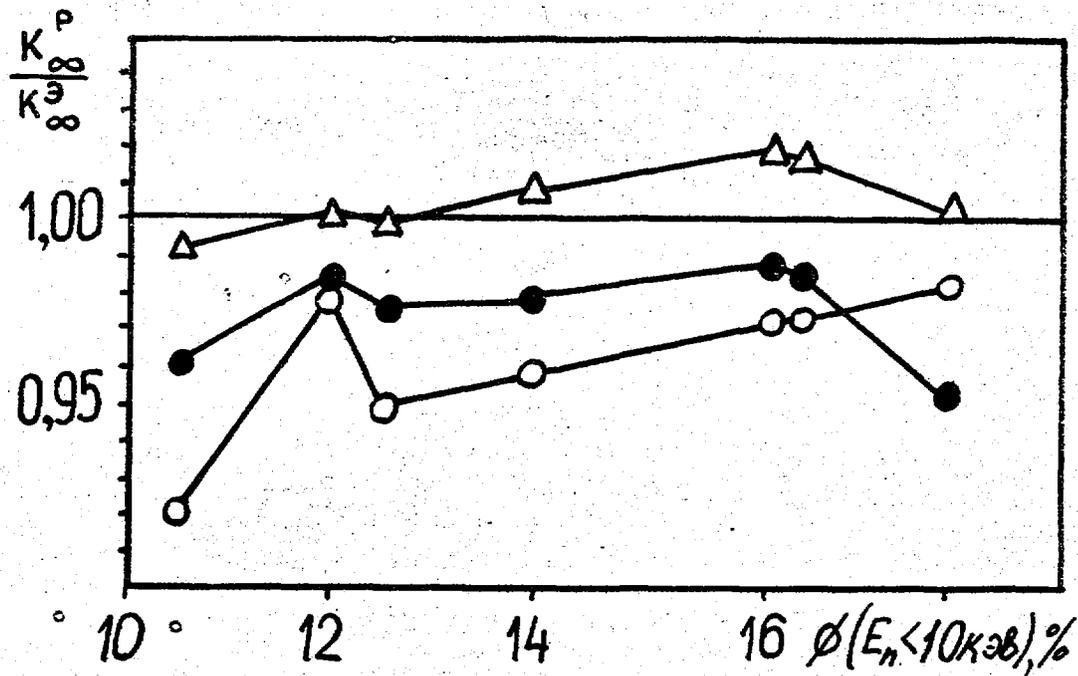
2. Температурное представление спектров (^{nat}Cr , ^{nat}Ni) хотя и является удовлетворительным для спектра нейтронов быстрого реактора, но требует замены на более реалистическое для нейтронного спектра термоядерного реактора.

3. В файле ^{nat}Fe отсутствуют данные по спектрам выхода вторичных γ -лучей. Файлы ^{nat}Cr и ^{nat}Ni содержат такие данные, где за основу взяты результаты соответствующей оценки ENDF/B-4.

ТЕСТИРОВКА ФАЙЛОВ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ И МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

К настоящему времени такая тестировка данных выполнена на критсборках со спектром нейтронов, близким к спектру нейтронов быстрого реактора [4]. Как показало сравнение экспериментов с расчетами для семи урановых критсборок с разными концентрациями железа, хрома и никеля и спектрами нейтронов различной степени жесткости, отклонения в предсказании K_{∞} в рамках 26-ти групповой системы констант, генерируемой из файлов оценки ЦЯД-2, составляют для разныхборок от -0,8% до +2,3%, для системы констант БНАБ-78 [10] от -1% до -5% и ENDF/B-4 от -2,5 до -8% (рис.). Групповые константы для ^{235}U и ^{238}U во всех расчетах брались из БНАБ-78. Доля спектра нейтронов, лежащих выше 10 кэВ по энергии для этихборок, составляла 83-90%.

Наибольшие отклонения в предсказании K_{∞} были получены для мягкихборок, содержащих железо в большом количестве. Авторы [4] отмечают, что увеличение сечения захвата для ^{nat}Fe оценки ЦЯД-2 в группе 4,65 - 10 кэВ от 15,6 мб до 23 мб (значение ENDF/B-4) без



Отношение расчетной величины K_{∞}^p , полученной на разных системах констант (\bullet - БНАБ-78, \circ - ENDF/B, Δ - ЦЯД-2) к экспериментальной для критсборок различного состава 4 (сборки 3, 9, 11, 10, 12, содержащие нержавеющую сталь; 14 - хром и 7 - никель). По оси абсцисс отложена доля спектра нейтронов с энергией ниже 10 кэВ

Сравнение сечений увода нейтронов под порог деления ^{238}U на спектре деления ^{235}U тепловыми нейтронами [4]

Материал	Эксперимент, σ [1,2]	БНАБ-78 барн/	ENDF/B-4 σ	ЦЯД-2 σ
Fe	$0,70 \pm 0,02$	0,66	0,70	0,66
Cr	$0,66 \pm 0,02$	0,67	0,67	0,67
Ni	$0,74 \pm 0,02$	0,81	0,75	0,76
Нержавеющая сталь	$0,69 \pm 0,02$	0,68	0,70	0,67

какого-либо изменения других величин привело бы к тому, что точность предсказания K_{∞} улучшилась до 1%. Однако для такой корректировки сечений в файле ЦЯД-2 в настоящее время нет оснований, так как вклад в сечение захвата в эту область для ^{nat}Fe определяется в основном первыми резонансами ^{54}Fe , захватные ширины которых были с достаточной степенью точности измерены [11].

Отсутствие этих данных во время работы над оценками ENDF/B-4 БНАБ-78, JENDL-2 и опора на эксперименты с плохим разрешением привела к завышению сечения в этой группе на 35+50%.

Сравнение сечений увода под порог деления ^{238}U на спектре деления ^{235}U тепловыми нейтронами для ^{nat}Cr , ^{nat}Fe и ^{nat}Ni , приведенное в таблице, показывает, что в пределах ошибок теоретические результаты согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

РЕВИЗИЯ ФАЙЛОВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ОЦЕНКИ ЦЯД-2

Существующие планы ревизии файлов конструкционных материалов включают следующие действия:

1. Перевод в формат ENDF/B-6 всех файлов и, в частности, представления Рейха-Мура для области разрешенных резонансов S-волны четно-четных изотопов.
2. Улучшение представления спектров вторичных нейтронов для файлов ^{nat}Cr и ^{nat}Ni .
3. Дополнение файлов спектрами выхода γ -квантов, необходимых для расчета энерговыделений и защиты.

Список литературы

1. Библиотека рекомендованных сцененных нейтронных данных (БРОНД) /Под ред. В.Н.Манохина. Обнинск: ЦЯД. 1986.
2. Беланова Т.С. и др. //Материалы 6 Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г./М., 1984. Т.3. С.54.

3. Проняев В.Г., Игнатик А.В.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. В.3. С.13.
Проняев В.Г., Игнатик А.В.// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. В.4. С.51.
4. Николаев М.Н. и др. Тестировка нейтронных данных для Cr, Fe и Ni в интегральных и макроскопических экспериментах//Доклад на Международную конференцию по ядерным данным для науки и технологии/Япония, Мито, 1988.
5. Sinitsa V.V.//Report INDC(ССР)-228/Gv. IAEA:Vienna, 1984.
6. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка сечения радиационного захвата U-238 в области неразрешенных резонансов. Препринт ФЭИ-666, Обнинск, 1976.
7. Guenther P. et al. // Report ANL/NDM-11, 1975.
8. Бычков В.М. и др. Сечение пороговых реакций, вызываемых нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982.
9. Блохин А.И. и др.//Известия АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49(5). С.962.
10. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
11. Brusegan A. et al. // Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Section and Technol., Antwerp., 1982 /Holland, 1983. P.127.
12. Дулин В.А., Коробейников В.В., Литяев В.М., Цибуля А.М.// Атомная энергия. 1985. Т.59. В.2. С.116.

Статья поступила в редакцию 18 октября 1988 г.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{232}\text{Th}(n, xn)$
И ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ТОРИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 10 - 50 МэВ

А.Г.Довбенко, Ю.Н.Шубин

EXCITATION FUNCTIONS OF $^{232}\text{Th}(n, xn)$ -REACTIONS AND THORIUM ISOTOPE PRODUCTION AT 10-50 MeV. Excitation functions and nucleons α -particles and γ -ray emission spectra were calculated by methods of statistical theory of nuclear reactions for neutron energies up to 50 MeV. Yield of different thorium isotopes ^{232}Th in particular was calculated for spectrum from two different targets.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции с множественным испусканием частиц играют важную роль в ядерной энергетике и других практических приложениях. Энергетический спектр, являющийся существенным в различных ядерно-энергетических установках, довольно широк [1]. Наиболее изученной является область низких энергий, в которой имеется достаточно много экспериментальных данных и оценок, что позволило создать библиотеки оцененных ядерных данных, обеспечивающих, в основном, потребности, возникающие при расчете реакторов. Однако такие данные практически отсутствуют в области энергий нейтронов выше 14 МэВ, хотя они необходимы как для надежного описания сечений при более низких энергиях, так и для изучения возможностей альтернативных способов получения энергии, в частности, электроядерного способа [2].

Нейтронный спектр электроядерной установки, формирующийся при взаимодействии частиц высоких энергий с толстой мишенью из тяжелых элементов, простирается от тепловых энергий до сотен мегаэлектронвольт, причем жесткая часть спектра выше 10 МэВ составляет заметную долю. Именно в этой области могут протекать

реакции с эмиссией нескольких частиц и образованием целого спектра изотопов продуктов реакции.

В данной работе изучены реакции с множественным испусканием частиц на ядрах ^{232}Th . На основе статистической теории ядерных реакций рассчитаны функции возбуждения реакций $^{232}\text{Th}(n, xn)$, приводящих к образованию изотопов тория при энергии налетающих частиц до 50 МэВ. Получены спектры эмиссии нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов. Определены области энергий, в которых образуется преимущественно какой-либо один изотоп тория, оценены соответствующие сечения. Рассмотренные реакции охватывают основные каналы образования изотопов тория и в значительной мере отражают специфику процессов в blankets установки при накоплении вторичного ядерного топлива. Определены выходы изотопов тория для спектров, соответствующих двум мишеням ЭЯУ, в частности, ^{228}Th . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

МЕТОД РАСЧЕТА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Статистический подход является основным при изучении ядерных реакций с участием сильно возбужденных ядер и с множественным испусканием частиц [5].

В данной работе на основе оптико-статистического подхода рассчитаны спектры нейтронов, γ -квантов и заряженных частиц в реакциях $^{232}\text{Th}(n, xn)$ сечения образования изотопов тория, в частности, ^{228}Th , с использованием комплекса программ GROGI-G [6], позволяющего детально проследить за распадом возбужденной составной системы с учетом вылета нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов и деления.

Начальное распределение $P_{\mu}(E, J)$ составного ядра по энергии и угловому моменту определяется на основе оптической модели. Для каждого значения энергии и спина (E, J) рассчитывается распределение остаточного ядра, для чего вычисляются относительные вероятности $R_{\mu i}$ распада по всем возможным каналам с эмиссией нейтронов, протонов, α -частиц, дипольных и квадрупольных γ -квантов и их спектры:

$$S_{\mu i}(E) = \sum_E \sum_J P_{\mu}(E, J) \sum_J R_{\mu i}(E, J; E, J).$$

Вероятности радиационных переходов нормировались по экспериментальным значениям средних радиационных ширин нейтронных резонансов.

В табл. 1 представлены результаты расчетов интегральных выходов нейтронов, протонов, γ -квантов, α -частиц и деления (мбарн), а также средние энергии спектров эмиссии на каждом этапе испарительного каскада из сильно возбужденного ядра ^{233}Th , образованного в реакции $^{232}\text{Th}(n, xn)$ при энергии налетающих нейтронов $E_n = 36$ МэВ. Видно, что на первых этапах преимущественным каналом распада является нейтронный. Вероятность вылета заряженных частиц на 3-5 порядков меньше. Такое соотношение между различными каналами распада сохраняется до последних этапов. Заметен рост относительного вклада радиационного канала, который уже на пятом шаге при распаде возбужденного ядра ^{229}Th превышает вклады всех остальных каналов, кроме нейтронного. На последнем шестом этапе распада вылета нейтрона не происходит из-за сильного ограничения по угловому моменту, несмотря на то, что энергия возбужденного ядра ^{228}Th значительно превышает энергию связи нейтрона. Возбуждение снимается радиационным переходом. Существенно меняется средняя энергия спектров эмиссии, уменьшаясь на каждом этапе распада по мере потери энергии, так что на 5-м этапе распада средняя энергия нейтронов и протонов уменьшается в два раза, α -частиц - в 1,5, а средняя энергия дипольных и квадрупольных γ -квантов - в 4 раза.

Параметры плотности уровней, использованные в расчетах, приведены в табл.2 для всех каналов, кроме деления. Они выбирались на основе систематики Дилга [7]. В делительном канале параметры плотности уровней варьировались таким образом, чтобы описать экспериментальное отношение нейтронной и делительной ширин [8,9].

В табл.3 приведены параметры барьеров деления и отношение нейтронной и делительной ширин, взятые из работы [8] и использованные в расчетах. Отношение параметров плотности уровней a_f/a_n в делительном и нейтронном каналах и соответствующее им отношение Γ_n/Γ_f нейтронной и делительной ширин в реакции $^{232}\text{Th}(n, xn)$ для энергий нейтронов от 10 до 50 МэВ приведено в табл.4.

На рисунке представлены результаты расчетов функций возбуждения реакции $^{232}\text{Th}(n, xn)$ для энергий нейтронов до 50 МэВ с образованием различных изотопов Th.

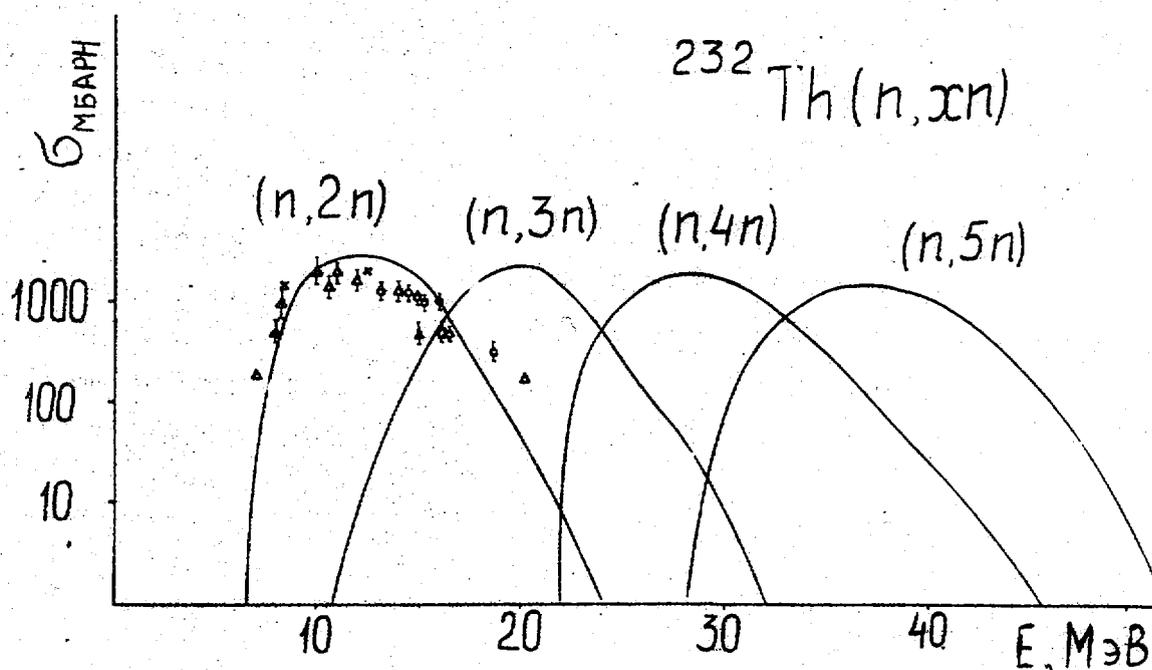
Здесь же приведены экспериментальные данные по сечениям реакций $(n, 2n)$ (светлые кружки и треугольники) и $(n, 3n)$ (темные кружки) [10]. Видно, что результаты расчетов удовлетворительно описывают имеющиеся экспериментальные данные. В работе [10] в рамках статистической теории и экситонной модели предравновесного распада рассчитывались сечения реакций (n, xn) и (n, xnf) на делящихся ядрах, в частности, на ^{232}Th . В отличие от данной работы, авторы использовали для описания нейтронного спектра приближение постоянной температуры, предположение о постоянстве сечения обратного процесса в нейтронном канале, а также не учитывали вероятность эмиссии заряженных частиц и γ -квантов, что должно сказаться на последних этапах распада. Нам кажется наиболее существенным правильно учесть соотношение между основными каналами распада - нейтронным и делительным. Из рисунка видно, что существуют области энергий, в которых образуется преимущественно какой-либо один изотоп. Например, в интервале энергий нейтронов от 16 до 24 МэВ происходит в основном образование ^{230}Th , а в интервале 33-44 МэВ образуется ^{228}Th . Максимум функции возбуждения реакции $(n, 5n)$ с образованием ^{228}Th находится в области 36-38 МэВ. Результаты расчетов довольно чувствительны к выбору параметров плотности уровней в нейтронном и делительном каналах. Это иллюстрируется в табл.5, где приведены результаты расчетов отношения Γ_n/Γ_f , сечений эмиссии деления и образования изотопов ^{228}Th для различных наборов параметров a_f/a_n . Видно, что при изменении отношения a_f/a_n на 10% отношение Γ_n/Γ_f и сечение деления может меняться на порядок, сечение образования изотопов ^{228}Th - в 4-5 раз. Несколько слабее меняются сечения эмиссии и совсем незначительно - средние энергии спектров эмиссии.

В табл.6 приведены вероятности образования изотопов тория $Y_1^A = \int \sigma^A(E) \Phi_1(E) dE$ при взаимодействии нейтронов спектра электроядерного реактора с ^{232}Th для двух случаев, когда используется:

- 1) толстая свинцовая мишень, энергия протонов 1 ГэВ, угол вылета 45° [3] ;
- 2) урановая мишень размером 30x15 см, энергия протонов 750 МэВ, угол вылета 50° [4] .

Из табл.6 видно, что выходы изотопов, отличных от ядра-мишени ^{232}Th , могут составить в акте взаимодействия 9-16% в зависимости от спектра нейтронов, покидающих мишень установки, а доля изотопа ^{228}Th - 0,8 - 1,4%.

Полученные в данной работе результаты позволяют оценить изотопный состав вторичного ядерного топлива и накопление в нем отдельных примесей, в частности ^{228}Th , для различных нейтронных спектров.



Функции возбуждения реакций $^{232}\text{Th}(n, xn)$. Экспериментальные данные по сечениям реакции $(n, 2n)$ (светлые значки), и $(n, 3n)$ (темные значки)

Таблица 1

Интегральные выходы и средние энергии спектров эмиссии нейтронов, протонов, γ -квантов, α -частиц деления из реакции $^{232}\text{Th}(n, xn)$ при энергии $E_n = 36$ МэВ (мбарн)

Этап распада	Канал распада				
	нейтроны	протоны	γ	α -частицы	деление
1	$2,76 \cdot 10^3$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	$7,47 \cdot 10^{-1}$	4,16	$1,29 \cdot 10^2$
2	$2,60 \cdot 10^3$	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$1,17 \cdot 10^{-1}$	$2,14 \cdot 10^{-1}$	$1,66 \cdot 10^2$
3	$2,38 \cdot 10^3$	$5,39 \cdot 10^{-3}$	1,72	$7,78 \cdot 10^{-1}$	$2,21 \cdot 10^2$
4	$2,19 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	1,14	$4,98 \cdot 10^{-2}$	$1,85 \cdot 10^2$
5	$1,58 \cdot 10^3$	$4,33 \cdot 10^{-7}$	$6,55 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$4,14 \cdot 10^2$
6	6,86	-	$3,43 \cdot 10^3$	$1,45 \cdot 10^{-3}$	$7,45 \cdot 10^1$

Этап распада	\bar{E}_n	\bar{E}_p	\bar{E}_γ		\bar{E}_α
			E1	E2	
1	2,34	10,33	4,92	7,15	18,94
2	2,04	9,7	4,46	6,46	18,33
3	1,77	8,79	3,79	5,49	17,17
4	1,41	7,6	2,94	4,35	15,79
5	1,09	5,29	1,37	2,19	13,15
6	0,64	-	1,21	1,55	11,42

Таблица 2

Параметры плотности уровней и энергии связи частиц на разных этапах распада с эмиссией α -частиц, нуклонов и γ -квантов

Ядро	Параметры	Канал распада			
		γ	n	p	α
^{233}Th	a	26,27	25,40	26,30	26,40
	δ	-0,58	0,25	-0,6	-0,6
	B_x		4,787	7,70	3,62
^{232}Th	a	25,40	26,43	26,40	25,0
	δ	0,25	-0,61	-0,6	0,3
	B_x		6,434	7,750	4,08
^{231}Th	a	26,43	25,38	26,30	26,40
	δ	-0,61	0,25	-0,6	-0,6
	B_x		5,129	7,250	4,203
^{230}Th	a	25,38	26,43	26,3	25,0
	δ	0,25	-0,61	-0,6	0,3
	B_x		6,79	7,11	4,767
^{229}Th	a	26,43	25,4	26,3	26,4
	δ	-0,61	0,25	-0,6	-0,6
	B_x		5,237	6,592	5,168
^{228}Th	a	25,4	26,43	26,3	25,4
	δ	0,25	-0,61	-0,6	0,25
	B_x		7,15	6,42	5,52

Таблица 3

Параметры барьеров деления и экспериментальные отношения нейтронной и делительной ширины Γ_n/Γ_f , использованные в расчетах

Ядро	Γ_n/Γ_f	$B_f^A, \text{МэВ}$	$hw^A, \text{МэВ}$	$B_f^B, \text{МэВ}$	$hw^B, \text{МэВ}$
^{233}Th	20,9	6,05	0,4	6,82	1,14
^{232}Th	15,85	6,15	0,5	5,5	0,5
^{231}Th	10,96	6,04	0,5	6,3	0,6
^{230}Th	12,02	6,15	0,5	5,5	0,5
^{229}Th	18,02	6,04	0,5	6,3	0,6
^{228}Th	12,02	5,59	0,5	6,79	0,6

Таблица 4

Отношение a_f/a_n параметров плотности уровней в делительном и нейтронном канале и соответствующее им отношение ширин Γ_n/Γ_f для различных энергий налетающих частиц на первых этапах распада в реакции $^{232}\text{Th}(n, \text{xn})$

Ядро	$E_n, \text{МэВ}$	10	14	16	18	20	22	24	26	30	34	38	42	46	50
		a_f/a_n	1,07	1,05	1,047	1,045	1,043	1,039	1,039	1,037	1,035	1,033	1,031	1,031	1,030
Γ_f/Γ_n	20,74	21,37	21,32	20,86	20,61	21,42	20,64	20,87	20,67	20,73	21,03	20,29	20,89	19,01	
^{232}Th	a_f/a_n		1,012	1,022	1,023	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025	1,025
	Γ_f/Γ_n		15,28	15,62	15,67	15,40	15,51	15,60	15,64	15,69	15,69	15,66	15,60	15,52	15,43
^{231}Th	a_f/a_n						1,00	1,028	1,036	1,036	1,038	1,036	1,036	1,036	1,036
	Γ_f/Γ_n						11,28	1092	10,63	11,08	10,78	11,19	11,13	11,01	10,88
^{230}Th	a_f/a_n									0,93	1,00	1,01	1,018	1,02	1,025
	Γ_f/Γ_n									11,16	12,07	12,37	11,78	11,5	1092

Таблица 5

Отношение Γ_n/Γ_f и сечения эмиссии, деления и образования ^{228}Th для различных значений a_f/a_n в реакции $^{232}\text{Th}(n, \text{хп})$ для $E_{\text{но}} = 36$ Мэв

Ядро	Набор параметров	a_f/a_n	Γ_n/Γ_f	σ_n	σ_p	σ_f	σ_d	σ_{γ}	σ_R
^{233}Th	1	1,14	1,06	$1,49 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	2,3	$1,4 \cdot 10^3$	$3,01 \cdot 10^2$
	2	1,04	17,21	$2,73 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-1}$	4,1	$1,59 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^3$
	3	1,023	26,27	$2,79 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-1}$	4,2	$1,04 \cdot 10^2$	$1,44 \cdot 10^3$
	4	1,035	19,21	$2,75 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-1}$	4,2	$1,43 \cdot 10^2$	$1,44 \cdot 10^3$
	5	1,03	21,43	$2,76 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-1}$	4,2	$1,29 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^3$
^{232}Th	1	1,06	6,69	$1,3 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,94 \cdot 10^2$	
	2	1,0	30,67	$2,65 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$8,63 \cdot 10^1$	
	3	1,02	18,97	$2,65 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^2$	
	4	1,025	15,67	$2,58 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$1,65 \cdot 10^2$	
	5	1,025	15,67	$2,6 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$1,66 \cdot 10^2$	

Продолжение таблицы 5

Ядро	Набор параметров	a_f/a_n	Γ_n/Γ_f	σ_n	σ_p	σ_γ	σ_α	σ_f
^{231}Th	1	1,14	1,33	$7,42 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$5,56 \cdot 10^2$
	2	1,04	10,34	$2,41 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	1,74	$7,9 \cdot 10^{-1}$	$2,33 \cdot 10^2$
	3	1,038	10,76	$2,42 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	1,75	$7,9 \cdot 10^{-1}$	$2,25 \cdot 10^2$
	4	1,038	10,76	$2,36 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	1,71	$7,7 \cdot 10^{-1}$	$2,20 \cdot 10^2$
	5	1,038	10,76	$2,38 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	1,72	$7,8 \cdot 10^{-1}$	$2,21 \cdot 10^2$
^{230}Th	1	1,06	5,27	$6,23 \cdot 10^2$	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,18 \cdot 10^2$
	2	1,0	13,78	$2,25 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	1,17	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^2$
	3	1,01	11,50	$2,23 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	1,16	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,94 \cdot 10^2$
	4	1,01	11,85	$2,18 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	1,14	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,84 \cdot 10^2$
	5	1,01	11,85	$2,19 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	1,14	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,85 \cdot 10^2$

Выходы изотопов, рассчитанные для полученных в данной работе функций возбуждения, $Y_i^A = \int_0^A (E) \Phi_i(E) dE$, соответствующие двум нейтронным спектрам ($i=1,2$)

Вероятность образования	^{232}Th	^{231}Th	^{230}Th	^{229}Th	^{228}Th
Y_1	$\frac{2321,8}{91,25}$	$\frac{126,11}{4,96}$	$\frac{48,3}{1,90}$	$\frac{28,42}{1,12}$	$\frac{19,81}{0,78}$
Y_2	$\frac{1733,6}{83,85}$	$\frac{144,7}{8,35}$	$\frac{73,04}{4,21}$	$\frac{38,42}{2,22}$	$\frac{23,75}{1,37}$

Примечание: а) $\Phi_1(E)$ - спектр нейтронов для толстой свинцовой мишени, $E_p = 1$ ГэВ, $\theta = 45^\circ$;
 $\Phi_2(E)$ - спектр нейтронов для урановой мишени $E_p = 750$ МэВ, $\theta = 50^\circ$;
 б) числитель - абсолютные значения выходов в мб.нейтр/(первичн.протон, ср), знаменатель - для данного изотопа в процентах.

Список литературы

1. Бобков Ю.Г., Илюнин В.Г., Мурогов В.М. и др. // Атомная энергия, 1980. Т.48. Вып.6. С.395.
2. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Орлов В.В. // Успехи физических наук . 1983. Вып.3. С. 435.
3. Fraser J.S. Spallation target Physics and Technology // Proceedings of information meeting on accelerator breeding/ Brookhaven, 1977. P.167.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. // Атомная энергия, 1974. Т.37. С 480.
5. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
6. Груша О.В., Иванова С.П., Шубин Ю.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.1. С.36.

7. Dilg W., Schantl W., Vonach H. //Nucl.Phys. 1973. V.A217.P.269.
8. Куприянов В.М., Истеков К.К., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. //Ядерная физика. 1980. Т.32. Вып.2(8). С. 355.
9. Гангрский Ю.П. и др. Осколки деления ядер. М.:Энергоатомиздат, 1986.
10. Бычков В.М., Плыскин В.И. //Ядерная физика. 1981.Т.34. Вып.3(9). С. 684.

Статья поступила в редакцию 13 октября 1988 г.

УДК 539.173.8

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРОГНОЗИРОВАНИЯ
 МАССОВЫХ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Е.Ю.Бобков, О.И.Воронина, В.М.Живун, А.Б.Колдобский

UNIVERSAL SEMIEMPIRICAL METHOD OF PREDICTION FISSION PRODUCT MASS YIELD HEAVY NUCLEONS OF NEUTRONS. Calculation method of prediction fission products mass yields based on systematic are suggested. This method applied to prediction fission products mass yields heavy nucleons in the mass interval 227-251 and energy interval of fission neutrons 0-15 ME. The comparison between calculation and experimental values of yields shows their agreement.

К настоящему времени основой создания расчетных наборов массовых выходов продуктов деления (ПД) и их погрешностей являются полуэмпирические методы, использующие единую аналитическую аппроксимацию массовых распределений ПД во всем интервале их масс.

Наиболее известным методом такого рода является метод "пяти гауссианов" (МПГ) [1-4], характеризующийся следующими основными соотношениями (сохранены обозначения работы [4]):

$$Y(A) = 100 \sum_{i=1}^5 w_i \left\{ (2\pi)^{\frac{1}{2}} \sigma_i \right\}^{-1} \exp \left\{ - (A - A_i)^2 / 2\sigma_i^2 \right\} \quad (1)$$

В (1) - $A_1 = \frac{1}{2} (A_F - \bar{\nu})$, где A_F - масса компаунд-ядра;
 $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов на деление.

$$A_i = A_{i0} + a_A \sqrt{E^* - E_\delta},$$

$$\sigma_i = \sigma_{i0} + a_B \sqrt{E^* - E_\delta}. \quad (2)$$

В (2) $E^* = E_0^* + E_n$, где E_0^* - энергия отрыва нейтрона в компаунд-ядре, E_n - энергия делящего нейтрона, E_δ - энергия барьера деления, A_{i0} , σ_{i0} , a_A и a_B - параметры с очевидным физическим смыслом.

$$\sum_{i=1}^5 W_i = 1,$$

$$W_1 = \sin^2 \theta_1,$$

$$W_2 = \cos^2 \theta_1 \cdot \cos^2 \theta_2,$$

$$W_3 = \cos^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_2, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = 2(E - E_1) / \Gamma_1,$$

$$\operatorname{tg} \theta_2 = 2(E - E_2) / \Gamma_2, \quad (4)$$

где E_1 , E_2 , Γ_1 и Γ_2 - параметры.

МПГ позволяет рассчитать массовое распределение ПД какого-либо тяжелого ядра при его делении нейтронами произвольной энергии, если для этого ядра известны массовые распределения ПД $N(\tilde{Y})$ как минимум для двух энергий делящих нейтронов:

$$N(\tilde{Y}) \Big|_{A_0 = \text{const}} \geq 2.$$

Однако на практике это требование выполняется лишь для относительно небольшого количества тяжелых ядер.

Другим полуэмпирическим методом, использующим единую аппроксимацию массового распределения ПД, является метод "трех фиксированных энергий" (МТФЭ) [5], определяемый выражением (сохранены обозначения [5]):

$$Y(A, \bar{q}) = [Y_1(A, \bar{q}) + Y_2(A, \bar{q}) + Y_3(A, \bar{q})] \cdot (1 + q_8 \cdot \cos \pi \cdot z_p). \quad (5)$$

В (5) слагаемые Y_1 и Y_2 предназначены для описания соответственно легкого и тяжелого пиков массового распределения ПД, а Y_3 - для описания области симметричного деления:

$$Y_i = \begin{cases} (q_4 + q_5 T_i^2) \exp\left\{-\frac{1}{2} T_i^2 \exp[q_6 T_i (-1)^{i+1}]\right\}; & i=1, 2 \\ q_7 \cdot \exp\left[-\frac{2(A-\bar{A})}{A_0}\right]; & i=3 \end{cases} \quad (6)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{2}(A_F - \bar{v}); \quad T_i = \frac{A - q_i}{q_3},$$

где q_1, q_2 - положение пиков легких и тяжелых ПД; q_3 - параметр, характеризующий ширину пиков; q_4 - высота пиков; q_5 - параметр, характеризующий степень "сплюснутости" вершин пиков; q_6 - параметр, характеризующий асимметрию пиков; q_7 - высота симметричной области массового распределения; q_8 - параметр, учитывающий тонкую структуру; A - массовое число ПД; z_p - наиболее вероятный заряд для данных A_F и A .

$$\sum_A Y(A, \bar{q}) = 200. \quad (7)$$

МТФЭ применяется для прогнозирования массовых выходов ПД произвольных тяжелых ядер нейтронами трех энергетических групп, наиболее часто встречающихся на практике: тепловой, "спектра деления" и с энергией 14 МэВ.

Ясно, что совместное последовательное применение МТФЭ и МПР открывает принципиальную возможность создания универсального метода прогнозирования массовых выходов ПД и их погрешностей. В то же время простое формальное объединение этих методов дает неудовлетворительные результаты. Причина этого заключается, главным образом, в том, что многие параметры методов описывают сходные физические величины и являются поэтому сильно закоррелированными. Это приводит к сильному искажению погрешностей расчетных значений выходов вследствие заведомо неверной исходной предпосылки о независимости всех используемых параметров. Кроме

того, большое количество параметров сформулированного таким образом универсального метода существенно снижает его практическую ценность [6].

Суть предлагаемого нами универсального метода расчета массовых выходов ПД заключается в расширении рамок использования МТФЭ описанием зависимостей его основных параметров от E_n соотношениями, сходными с применяемыми в МПГ для физически сходных параметров.

Исследование зависимостей параметров МТФЭ \vec{q} от A_F свидетельствует о возможности их описания полиномами второго порядка:

$$q_i = \alpha_i + \beta_i (A_F - 200) + \gamma_i (A_F - 200)^2, \quad (8)$$

где α_i , β_i , γ_i - константы в пределах рассматриваемой E_n (табл.1).

Анализируя результаты расчетов, представленные в табл.1, можно видеть, что в пределах погрешностей аппроксимации (8) параметры q_1 , q_2 , q_5 и q_6 не зависят от энергии делящих нейтронов (по крайней мере, в интервале энергий 0-15 МэВ) и энергетическая зависимость выходов ПД при использовании для их расчета соотношений МТФЭ определяется лишь соответствующими зависимостями параметров q_3 , q_4 , q_7 , q_8 .

Из совместного рассмотрения МТФЭ и МПГ следует, что параметр q_3 в МТФЭ является физическим аналогом параметров σ_1 в МПГ, поэтому его зависимость от энергии делящих нейтронов разумно представить в виде (2), т.е.

$$q_3(E) = a_i + b_i \sqrt{E_0^* + E - E_0}, \quad (9)$$

где a_i , b_i - численные параметры.

Энергетические зависимости искоемых параметров, как и в МПГ, q_3 , q_4 и q_7 определяются двумя переменными. Численные значения этих переменных при $N(\tilde{Y}) > 2$ (т.е. для беспорогового деления либо при наличии необходимой экспериментальной информации, как, например, для ^{238}U) находятся методом наименьших квадратов по соответствующему числу значений q_i ($i = 3, 4, 7$).

При $N(\tilde{Y}) = 2$ величины параметров определяются лишь по двум значениям q_i (q_{iF} и q_{iH}) алгебраическим путем.

Таблица 1

Значения параметров α_i , β_i , γ_i и матрицы их погрешностей

Параметр	Энергия делящихся нейтронов	γ_i	β_i	α_i
q_1	ТФН	0	0,9247	63,89
			0,1466 $-3,9 \cdot 10^{-3}$	$-3,9 \cdot 10^{-3}$ $1,048 \cdot 10^{-4}$
q_2	ТФ	0	0	136,9
				0,04
q_2	Н	0	0	136,4
				0,25
q_3	ТФ	0	0,0818	1,069
			0,01 $-2,75 \cdot 10^{-4}$	$-2,75 \cdot 10^{-4}$ $7,622 \cdot 10^{-6}$
q_3	Н	0	0,0991	1,081
			0,7622 $-1,97 \cdot 10^{-2}$	$-1,97 \cdot 10^{-2}$ $5,123 \cdot 10^{-4}$
q_4	ТФ	0	-0,0812	9,983
			0,417 $-9,76 \cdot 10^{-3}$	$-9,76 \cdot 10^{-3}$ $2,298 \cdot 10^{-4}$
q_4	Н	0	-0,12	9,607
			4,717 $-0,123$	$-0,123$ $3,218 \cdot 10^{-3}$

1	2	3	4	5
q ₅	TFH	0,0221	-2,011	46,93
		12,778	-0,5926	6,818 · 10 ⁻³
		-0,5926	2,7517 · 10 ⁻²	-3,17 · 10 ⁻⁴
		6,818 · 10 ⁻³	-3,17 · 10 ⁻⁴	3,656 · 10 ⁻⁶
q ₆	TFH	-1,75 · 10 ⁻³	0,155	-3,266
		0,2032	-9,572 · 10 ⁻³	1,12 · 10 ⁻⁴
		-9,572 · 10 ⁻³	4,515 · 10 ⁻⁴	-5,29 · 10 ⁻⁶
		1,12 · 10 ⁻⁴	-5,29 · 10 ⁻⁶	6,207 · 10 ⁻⁷
q ₇	T	0	0	0,011
				4 · 10 ⁻⁶
q ₇	F	0	0	0,043
				2,5 · 10 ⁻⁵
q ₇	H	0	0	1,12
				3,6 · 10 ⁻³
q ₈	T	0	0	0,05
				10 ⁻⁴
q ₈	F	0	0	0,04
				10 ⁻⁴
q ₈	H	0	0	0,007
				3,6 · 10 ⁻⁴

Индексы Т, F, H здесь и далее соответствуют реакциям деления тепловыми нейтронами, нейтронами "спектра деления" и нейтронами с энергией 14 МэВ соответственно.

Преобразовывая выражение (8) для энергетической зависимости параметра ρ_3 , получаем:

$$q_3(E) = \frac{q_{3F} \left(\sqrt{E_0^* + E_H - E_\delta} - \sqrt{E_0^* + E_n - E_\delta} \right) + q_{3H} \left(\sqrt{E_0^* + E_n - E_\delta} - \sqrt{E_0^* + E_F - E_\delta} \right)}{\sqrt{E_0^* + E_H - E_\delta} - \sqrt{E_0^* + E_F - E_\delta}}, \quad (10)$$

где q_{3F} , q_{3H} - значения параметра q_3 при делении нейтронами "спектра деления" и нейтронами с энергией 14,8 МэВ соответственно, E_F - средняя энергия "спектра деления", $E_H = 14,8$ МэВ.

Зависимости параметров q_4 и q_7 от энергии делящих нейтронов строятся на основе зависимостей весов гауссианов W_i от энергии нейтронов в методе МП. Подставляя в условие нормировки (7) соответствующие выражения для $Y_1(A)$, $Y_2(A)$, $Y_3(A)$, из (6) получим:

$$\frac{1}{2} q_7 \sqrt{2\pi} a_0 + 2\sqrt{2\pi} q_3 I_1 q_4 + 2\sqrt{2\pi} q_3 I_2 q_5 = 200,$$

где:

$$I_1(q_6) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t^2}{2}} - \frac{t^2}{2} e^{-\frac{t^2}{2}} e^{q_6 t} dt,$$

$$I_2(q_6) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 e^{-\frac{t^2}{2}} e^{q_6 t} dt.$$

Разложим интегралы $I_1(q_6)$ и $I_2(q_6)$ в ряд Тейлора по малому параметру q_6 :

$$\begin{aligned} I_1 &= 1 + 1,125 \cdot q_6^2, \\ I_2 &= 1 + 9,375 \cdot q_6^2 + 93,79 \cdot q_6^4. \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку, как было показано выше, параметры q_5 и q_6 инвариантны к E_n , интегралы $I_1(q_6)$ и $I_2(q_6)$ также не зависят от E_n и могут быть определены из соотношения (11).

С учетом выражения для q_3 (10) имеем:

$$\frac{\sqrt{2\pi A_0}}{400} q_7 + \frac{\sqrt{2\pi} q_3 I_1}{100} q_4 + \frac{\sqrt{2\pi} q_3 I_2}{100} q_5 = 1.$$

Далее по аналогии с МП получаем параметры θ_1 и θ_2 в виде:

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_1 &= \frac{\sqrt{2\pi A_0}}{400} q_7, \\ \cos^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_2 &= \frac{\sqrt{2\pi}}{100} q_3 I_1 q_4, \\ \cos^2 \theta_1 \cdot \cos^2 \theta_2 &= \frac{\sqrt{2\pi}}{100} q_3 I_2 q_5. \end{aligned} \quad (12)$$

Предположим, что вид зависимостей МП (4) сохраняется также и для МПФ. Так как параметр q_5 не зависит от E_n , величина θ_1 из третьего уравнения системы (12) однозначно выражается через θ_2 , и вместо двух параметров θ_1 и θ_2 достаточно ввести один параметр θ , зависимость которого от E_n будет, очевидно, аналогичной зависимости (4).

После ряда алгебраических преобразований получим следующие энергетические зависимости параметров q_4 и q_7 :

$$\begin{aligned} q_4(E_n) &= \frac{100}{\sqrt{2\pi} q_3 I_1} \cdot \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \theta} - \frac{I_2}{I_1} q_5, \\ q_7(E_n) &= \frac{400}{\sqrt{2\pi A_0}} \frac{\operatorname{tg}^2 \theta}{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{S_H(E_n - E_F) - S_F(E_n - E_H)}{E_H - E_F}.$$

$$S_F = \frac{\sqrt{A_0} \cdot q_{7F}}{4q_3(I_1 \cdot q_{4F} + I_2 \cdot q_5)}$$

$$S_H = \frac{\sqrt{A_0} \cdot q_{7H}}{4q_3(I_1 \cdot q_{4H} + I_2 \cdot q_5)}$$

Для параметра q_8 аналога в МПГ не существует. Известно лишь (см. табл. 1), что значение этого параметра быстро убывает до нуля с ростом E_n , что должно быть учтено соответствующим выбором функции $q_8(E_n)$.

Для этого была выбрана зависимость вида

$$q_8(E) = c_1 e^{-c_2 \sqrt{E_0^* + E_n - E_\delta}} \quad (14)$$

Значения параметров c_1 и c_2 при $N(\tilde{Y}) > 2$ определяются методом наименьших квадратов, при $N(\tilde{Y}) = 2$ - по параметрам q_{8F} , q_{8H} (табл. 1).

В этом случае выражение (14) приводится к виду:

$$q_8(E) = q_{8F} \cdot \exp \left(- \frac{\sqrt{E_0^* + E_n - E_\delta} - \sqrt{E_0^* + E_F - E_\delta}}{\sqrt{E_0^* + 14.8 - E_\delta} - \sqrt{E_0^* + E_F - E_\delta}} \cdot \ln \frac{q_{8F}}{q_{8H}} \right) \quad (15)$$

Для удобства практических расчетов целесообразно вместо $\ln \frac{q_{8F}}{q_{8H}}$ ввести параметр c , который определяется из условия равенства значения $q_8(E_n)$ имеющимся в табл. 1 значениями параметра q_{8F} и q_{8H} ; этот параметр оказался равен 1,56.

Для проверки работоспособности метода были рассчитаны выходы масс ПД ^{238}U и ^{239}Pu нейтронами с $E_n = 3,9$ МэВ, 7,1 МэВ и 7,9 МэВ соответственно. Выбор этих процессов был обусловлен, во-первых, практической значимостью этих актиноидов для формирования константного обеспечения информационных систем и библиотек ядерных данных, и, во-вторых, наличием соответствующей экспериментальной информации, которая не была использована при расчете рабочих параметров метода (в противном случае сравнение теряло бы смысл). Величины \bar{v} определялись по методу, предложенному в работе [7]. Результаты расчетов и экспериментальные значения выходов ПД приведены в табл.2-4. Анализ этих данных свидетельствует о хорошем согласии сравниваемых данных, за исключением области симметричного деления. Указанное расхождение можно объяснить тем, что зависимость $q_7(E_n)$, выбранная в форме (13), не является вполне адекватной и нуждается в дальнейшем исследовании и усовершенствовании.

Следует отметить хорошую степень взаимного согласия сравниваемых данных в максимумах распределения (т.е. для значений выходов ПД, представляющих наибольший практический интерес) для всех трех сравниваемых процессов, что можно рассматривать как свидетельство работоспособности предложенного метода.

Таблица 2

Выходы ПД ^{238}U нейтронами с энергией 3,9 МэВ

A	Эксперимент [8]		Расчет (настоящая работа)	
	массовый выход, %	погрешность	массовый выход, %	погрешность
85	0,88	0,04	0,74	0,26
87	1,78	0,08	1,34	0,33
88	2,09	0,15	1,75	0,36
89	2,57	0,29	2,31	0,39
91	3,96	0,28	3,58	0,45

Продолжение табл.2

I	2	3	4	5
92	4,24	0,25	4,10	0,42
93	4,91	0,32	4,62	0,39
94	5,13	0,39	5,24	0,38
95	5,32	0,19	5,80	0,36
97	5,62	0,15	6,10	0,40
99	6,00°	0,22	6,25	0,42
101	7,08	0,51	6,26	0,38
103	6,12	0,18	5,17	0,37
104	4,74 °	0,29	4,53	0,42
105	4,40	0,27	3,81	0,44
106	2,81	0,30	2,94	0,43
107°	° 1,05	0,27	2,04	0,40
111	0,104	0,013	0,27	0,11
112	0,057	0,017	0,17	0,11
113	0,034	0,008	0,13	0,11
115	0,029	0,003	0,11	0,11
121	0,029	0,003	0,10	0,10
131	3,36	0,10	3,90	0,30
132	4,89	0,14	4,69	0,29
133	6,95	0,25	5,45	0,36
134	7,76	0,42	6,06	0,38
135	6,45	0,40	6,17	0,39
138	5,82	0,18	6,35	0,38
139	5,43	0,60	6,25	0,37
140	6,17	0,48	5,87	0,37
141	5,85	0,56	5,43	0,36
142	4,58	0,28	5,07	0,35
143	4,60	0,28	4,68	0,36
146	3,44	0,31	2,67	0,36
147	2,70	0,20	2,14	0,36
149	1,94	0,20	1,28	0,35
151	0,90	0,06	0,63	0,28
153	0,43	0,08	0,32	0,20

Выходы ПД ^{238}U нейтронами с энергией 7,1 МэВ

А	Эксперимент [9]		Расчет (настоящая работа)	
	массовый выход, %	погрешность	массовый выход, %	погрешность
84	1,07	0,43	0,62	0,17
87	1,84	0,29	1,53	0,27
89	2,57	0,19	2,46	0,32
91	4,14	0,39	3,66	0,36
95	5,19	0,39	5,40	0,34
97	5,54	0,52	5,74	0,36
99	6,08	0,46	5,71	0,38
103	5,92	0,50	5,04	0,32
104	4,51	1,17	4,45	0,31
105	3,49	0,36	3,80	0,30
111	0,173	0,013	0,47	0,073
112	0,139	0,011	0,357	0,043
115	0,121	0,011	0,292	0,019
127	1,01	0,51	1,07	0,47
128	0,44	0,09	1,61	0,62
130	0,62	0,13	3,14	0,82
132	4,49	0,34	4,59	0,67
133	6,84	0,89	5,04	0,53
136	2,66	1,20	5,84	0,39
140	5,35	0,40	5,64	0,38
141	4,74	0,43	5,40	0,42
142	4,76	0,86	4,99	0,48
143	4,60	0,45	4,53	0,54
144	5,08	0,46	4,09	0,61
147	2,58	0,23	2,42	0,58
151	0,70	0,21	0,84	0,32
156	0,077	0,008	0,14	0,08

Таблица 4

Выходы ПД ^{238}Pu нейтронами с энергией 7,9 МэВ

A	Эксперимент [10]		Расчет (настоящая работа)	
	массовый выход, %	погрешность	массовый выход, %	погрешность
87	0,93	0,16	1,38	0,23
88	1,73	0,20	1,77	0,27
105	4,74	0,41	4,35	0,30
109	1,16	0,17	1,55	0,18
111	0,66	0,10	0,73	0,09
112	0,59	0,09	0,53	0,06
125	0,31	0,05	0,52	0,18
127	1,08	0,16	1,10	0,45
129	1,67	0,33	2,24	0,71
132	4,92	0,39	4,34	0,64
133	6,24	0,36	4,99	0,55
135	5,21	0,29	5,42	0,38
140	5,49	0,34	5,28	0,37

Список литературы

1. Denshlag H.O. Review paper N 11 on the IAEA Petten Panel on FPND. Vienna, 1978. V.2. P.421.
2. Cook J.L.et.al.//Austral. J. Phys. 1976. V.29. P.125.
3. Гудков А.Н. и др.//Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок/ М.: 1978. С. 81.

4. Гудков А.Н. и др. // Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып.9. М.: Атомиздат, 1981. С.59.
5. Гудков А.Н. и др. // Экспериментальные методы ядерной физики высоких и низких энергий. / Под ред. В.М.Колобашкина. М.: Энергоиздат. 1982. С.61.
6. Гудков А.Н. и др. // Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, Тбилиси, 1981. С.54.
7. Howerton R.J. // Nucl. Sci. Eng. 1971. V.46. P.417.
8. Nagy S. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V.17. P.163.
9. Chapman T.C. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V.17. P.1089.
10. Gindler J.E. et al. // Phys. Rev. C. Nucl. Phys. 1983. v.27. P.2058.

Статья поступила в редакцию 24 сентября 1988 г.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ НЕСОГЛАСОВАННЫХ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ ДВУХ
СТАТИСТИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Ю.Ф.Ясоров

THE METHOD EVALUATING NONCONSISTANT DATA BASED ON TWO STATISTICAL CRITERIA. The method of dealing with system of n nonconsistant data represented by values x_i , its uncertainties σ_i and not satisfying to χ^2 -criterion is described. The method involves detecting k discordant data and then determining among them anormal extreme values (AEV) using Rosner's criterion. On the basis of two statistical criteria mentioned above one may arrive at a conclusion on the probable reason of the discordance and decide, whether some of discordant data may be rejected or be included in evaluation, but with increasing uncertainties $\{\sigma_k\}$. The algorithm for necessary increasing uncertainties $\{\sigma_i\}$ is described so that χ^2 -criterion be satisfied. This method may be applied in evaluating nonconsistant data for a variety of fields in science and technology.

В некоторых задачах оценки данных необходимо получать оценки ряда n неравноточных измерений, представленных значениями $\{x_i\}$ и соответствующими погрешностями $\{\sigma_i\}$ ($i = 1, \dots, n$). Несмещенной эффективной оценкой $\{x_i\}$ является взвешенное среднее \bar{x}_σ [1]

$$\bar{x}_\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (1)$$

На основе критериев внутренней и внешней согласованности, предложенных Берджем [2], вычисляются два вида погрешностей: внутренняя σ_i и внешняя σ_E :

$$\sigma_I = \left[\sum_{i=1}^n 1/\sigma_i^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

$$\sigma_E = \frac{\left[\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_\sigma)^2 / \sigma_i^2 \right]^{1/2}}{\left[(n-1) \cdot \sum_{i=1}^n 1/\sigma_i^2 \right]^{1/2}}. \quad (3)$$

Погрешностью средневзвешенного \bar{x}_σ будет σ , определяемая [3],

$$\sigma = \begin{cases} t_{n-1}; \alpha \cdot \sigma_E, & \text{если } \sigma_E > \sigma_I \\ t_{n-1}; \alpha \cdot \frac{1}{2} (\sigma_E + \sigma_I), & \text{если } \sigma_E \leq \sigma_I, \end{cases} \quad (4)$$

где t_{n-1} ; α - коэффициенты Стьюдента для уровня значимости α , приведенные, например, в [4].

Обрабатываемые данные являются совместными или согласованными, если

$$\frac{(n-1) \cdot \sigma_E^2}{\sigma_I^2} = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x}_\sigma)^2}{\sigma_i^2} = \chi_{\text{выч}}^2(n) \leq \chi_\alpha^2(n-1), \quad (5)$$

где $\chi_{\text{выч}}^2(n)$ - вычисленное, а $\chi_\alpha^2(n-1)$ - табличное значение χ^2 - распределения для уровня значимости α .

Если данные согласованы, то обработка и получение требуемых оценок не представляют трудностей. На практике часто приходится иметь дело с системами несогласованных данных, обработка которых пока не имеет однозначно обоснованного алгоритма. Эта задача является актуальной и рассматривается в настоящей работе.

Несогласованность данных может быть вызвана наличием k рассогласующих данных, у которых занижены погрешности $\{\sigma_j\}$ ($j=1, \dots, k$), или/и приведенные значения $\{x_j\}$ сильно отличаются от значений основного массива данных $\{x_i\}$. Другими словами, к основному массиву $(n-k)$ данных, принадлежащих генеральной совокупности $N(\mu, \xi^2)$, добавлены k данных ($k < n/2$), принадлежащих совокупностям $N(\mu+\lambda, \xi^2)$ или $N(\mu, \alpha^2 \cdot \xi^2)$ [5].

В настоящей работе рассматриваются методы выявления рассогласующих данных, нахождения возможных причин их рассогласования с помощью статистического критерия выявления аномальных экстремальных значений (АЭЗ) и предлагаются методы обработки систем рассогласованных данных.

В работе [6] предложено методом последовательного исключения каждого k -го результата вычислять проверочную статистику χ^2 для оставшихся $(n-1)$ данных. Пусть выполняется условие согласования без какого-то k -го результата:

$$\chi_{\text{выч}}^2(n-1) = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n (x_i - \bar{x}_{\sigma, k})^2 / \sigma_i^2 \leq \chi_{\alpha}^2(n-2), \quad (6)$$

где $\bar{x}_{\sigma, k}$ - взвешенное среднее без k -го результата. В этом случае именно k -ый результат является рассогласующим. В [7] рассогласующими считаются те k результатов, которые при последовательном однократном исключении приводили к согласованию $(n-1)$ остальных согласно (6).

В настоящей работе предлагается производить последовательное исключение одновременно двух, трех и вообще k данных ($k < n/2$) для получения согласованной системы из $(n-k)$ данных при минимально возможном k , т.е. находить данные, исключение которых приведет к выполнению условия

$$\chi_{\text{выч}}^2(n-k) = \sum_{i=1}^{n-k} \frac{(x_i - \bar{x}_{\sigma, n-k})^2}{\sigma_i^2} \leq \chi_{\alpha}^2(n-k-1), \quad (7)$$

где

$$\bar{x}_{\sigma, n-k} = \frac{\sum_{i=1}^{n-k} \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^{n-k} \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (8)$$

Как указано в [8], критерий согласия χ^2 следует дополнить другими критериями, так как он является приближенным критерием.

В настоящей работе система из k рассогласующих данных подвергается следующему анализу с использованием параметрического критерия идентификации АЭЗ. Из значений $\{x_i\}$ составляется

вариационный ряд: $x_1 \leq x_2 \dots x_{n-1} \leq x_n$. Если рассогласующие данные находятся внутри вариационного ряда, то причина рассогласования — заниженная погрешность. Если рассогласующие данные принимают минимальные или максимальные значения, то к этим экстремальным данным $\{x_j\}$ применяется процедура Рознера [9] идентификации АЭЗ, преимущества и предпочтительность которой показаны в [10]. Если некоторые рассогласующие данные из $\{x_j\}$, согласно процедуре Рознера, являются АЭЗ для принятого уровня значимости, т.е. относятся к другой генеральной совокупности с $\mu' = \mu + \lambda$, то из дальнейшей обработки они исключаются. Оставшиеся l ($1 \leq l < n/2$) неисключенных рассогласующих данных включаются в дальнейшую обработку. К этим l данным применяется процедура расширения погрешностей $\{\sigma_1\}$ ($1 \leq k < n/2$) для достижения условия согласования (5). Получение согласованных данных из несогласованной системы путем отбрасывания одних данных и расширение погрешностей других проводилось в [11]. Однако объективная однозначность не имела места, т.к. из 22 рассмотренных вариантов выбор одной согласованной системы был произволен и субъективен. В [12] был предложен формализованный алгоритм расширения всех n погрешностей системы несогласованных данных без выявления рассогласующих результатов на основе минимизации функционала

$$S = \sum_{i=1}^n (1 - S_i^2 / \sigma_i^2)^2 = \min, \quad (9)$$

где σ_i — исходные, а S_i — согласованные погрешности. Были предложены и можно предложить множество различных алгоритмов расширения погрешностей. В [13] на основе принципа максимального правдоподобия получены условия, которым должны удовлетворять алгоритмы расширения. В частности, совместное вероятностное распределение $Q(\sigma|S)$ должно быть нормализуемой формой, чтобы ее можно было интерпретировать как функцию распределения вероятности. Если принять принцип равного доверия ко всем неисключенным рассогласующим данным, то одинаковые относительные изменения первоначальных погрешностей имеют одну и ту же вероятность, т.е. наипростейшим будет алгоритм расширения $\{\sigma_1\}$ в одинаковое число раз.

Альтернативой расширению погрешностей в одинаковое число раз может служить алгоритм расширения погрешностей, при котором достигается минимальность σ_E^2 . Из (2) и (5) видно, что для согласованных данных необходимо найти минимум функции 1 переменных $\{\sigma_1\}$

$$\sigma_E^2 = \frac{\chi_\alpha^2(n-1)}{(n-1)} \cdot \sigma_I^2 = \frac{\chi_\alpha^2(n-1)}{(n-1)} \cdot \left[\sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{\sigma_i^2} + \sum_{j=n-1+1}^n \frac{1}{\sigma_j^2} \right]. \quad (10)$$

Несложный анализ показывает, что имеющий место минимум σ_I^2 достигается вблизи границ области определения аргументов $\{\sigma_1\}$, а максимальное значение достигается, когда 1 аргументов принимают одинаковые значения. Находить это минимальное значение предлагается следующим образом. Вначале расширяется наименьшая погрешность σ_{m1} до величины S_{m1} , чтобы выполнялось

$$\chi_{\text{выч}}^2(n-1+1) \ll \chi_\alpha^2(n-1). \quad (11)$$

Затем расширять поочередно в порядке возрастания $\sigma_{m2}, \dots, \sigma_{m1}$; $\sigma_{m1} \ll \sigma_{m2} \ll \dots \ll \sigma_{m1}$, чтобы получить (5).

Необходимо отметить, что алгоритм расширения для получения наименьшей дисперсии σ_E^2 расширяет погрешности в различающееся число раз, т.е. соответствует субъективному принципу различного доверия к рассогласующим данным без анализа физической и методической стороны их получения. Также субъективными с этой точки зрения будут формализованные алгоритмы, например и (9).

Сущность и преимущества предложенной в настоящей работе методики оценки рассогласованных данных демонстрируются на трех конкретных примерах. В [14] проведена оценка периода полураспада ^{234}U на основе 7 результатов: 2,439(24); 2,450(8); 2,458(12); 2,259(7); 2,270(30); 2,475(16); 2,520(8) и получено оцененное значение $T_{1/2} = 2,250(20) \cdot 10^5$ лет. Вычисляя, получим $\chi_{\text{выч}}^2(7) = 50,3 > 12,6 = \chi_{0,05}^2(6)$. Рассогласующим, а также АЭЗ является X_7 , т.к. $\chi_{\text{выч}}^2$ (без X_7) = 2,69 < 11,1 = $\chi_{0,05}^2(5)$; $\lambda(7) = 2,1 > 2,0 = \lambda_{\text{кр}}^{\text{Рознера}}(7)$. Исключая X_7 из дальнейшей обработки, получается совместная система, которая дает $T_{1/2} = 2,457(4) \cdot 10^5$ лет с учетом умножения

погрешности σ_B на коэффициент Стьюдента согласно (4). Видно, что значение $T_{1/2}$ увеличилось всего лишь на 0,3%, а погрешность уменьшилась в 4 раза.

В [15] была проведена оценка $T_{1/2}^{239}\text{Pu}$ на основе 8 результатов: 24019(21); 24089(23); 24101(10); 24102(20); 24112(16); 24124,2(136); 24138,6(137); 24164(14). Был исключен X_1 , и в качестве оценки взято среднеарифметическое со стандартным отклонением $T_{1/2} = 24119(26)$ лет. Вычисляя, получим, что рассогласующими являются X_1 и X_8 . Однако ни X_1 , ни X_8 не являются АЭЗ: $\lambda_8(8) < \lambda_1(8) = 2,05 < 2,1 = \lambda_1^{\text{кр}}(8)$ и $\lambda_{1,8}(8) = 1,8 < 2,0 = \lambda_{1,8}^{\text{кр}}(8)$. Таблица позволяет сравнить результаты, полученные различными методами расширения σ_1 и σ_8 . Результаты таблицы позволяют сделать следующие выводы. Расширение погрешностей только рассогласующих данных дает заметное уменьшение погрешности оценки σ по сравнению с алгоритмом расширения всех погрешностей. Более предпочтительным является расширение рассогласующих погрешностей в одинаковое число раз при соблюдении принципа равного доверия к этим рассогласующим данным, т.к. неравное расширение субъективно и не компенсируется, по мнению автора, небольшим уменьшением σ . Значение $T_{1/2}^{239}\text{Pu}$, вычисленное в настоящей работе, при расширении σ_1 и σ_8 в 2,17 раза $T_{1/2} = 24113,3(192)$. Видно, что полученное $T_{1/2}$ меньше на 0,02% значения в [15], а полученная погрешность в 1,35 раза меньше, чем в [15], а также на 0,001% больше и в 1,07 раза больше по сравнению с $T_{1/2}$ и σ , полученными при отбрасывании рассогласующих X_1 и X_8 . В [16] проведена оценка $T_{1/2}^{239}\text{Pu}$ на основе принятия оценки [15] и приведены еще 6 значений $T_{1/2}$, не включенные в обработку. Если произвести оценку на основе всех 14 результатов, то получим, что рассогласующими являются опять $X_1 = 24019(21)$, не являющаяся АЭЗ и $X_{13} = 24264(14)$. Расширяя σ_1 и σ_{13} в 2,4 раза, получим оцененное значение $T_{1/2}^{239}\text{Pu} = 24119,9(137)$. Полученное в этом третьем примере значение больше на 0,004%, а погрешность меньше в 1,9 раза, чем в [16]. Все оценки в настоящей работе проведены для доверительной вероятности $P=0,95$.

Результаты обработки данных по $T_{1/2}^{239}\text{Pu}$

Метод Величины	Оценка исходных данных $n = 8$	Оценка в [15] без (X_1, σ_1) $n = 7$	Оценка без (X_1, σ_1) $n = 7$	Оценка без (X_1, σ_1) и (X_8, σ_8) $n = 6$	Расширение всех σ в 1,69 раза по [7] $n = 8$	Расширение в 2,17 раза только σ_1 и σ_8 $n = 8$	Минимум БЕ при $\sigma_1 = 6,9$ $\sigma_8 = 18,3$ $n = 8$	Максимум БЕ при $\sigma_1 = \sigma_8 =$ $= 40,2$ $n = 8$
\bar{X}	24106,2	24119	24118,7	24111,1	24106,2	24106,2	24106,2	24106,2
$\bar{X}\sigma$	24114,4		24120,6	24113,0	24114,4	24113,3	24117,7	24112,1
$\chi^2_{\text{выч}}(n)$	40,2		18,3	7,0	14,1	14,1	14,1	14,1
$\chi^2_{0,05}(n-1)$	14,1		12,6	11,1	14,1	14,1	14,1	14,1
σ_1	5,3		5,4	5,9	8,9	5,7	5,6	5,75
σ_8	12,6		9,45	6,9	12,6	8,1	7,9	8,15
$t_{n-1; 0,05}$	2,365		2,447	2,571	2,365	2,365	2,365	2,365
σ	29,9	26	23,1	17,9	29,9	19,2	18,7	19,3

16

Таким образом, методика обработки несогласованных данных, основанная на применении двух статистических критериев и расширении погрешностей неисключенных рассогласующих результатов в одинаковое число раз, практически не изменяет величину оценки, но заметно уменьшает ее погрешность.

В заключение необходимо отметить, что предлагаемая методика должна применяться только после экспертной оценки системы данных, в том числе и несогласованных, при которой возможны различные методы, в том числе отбрасывание недостаточно обоснованных результатов и переоценка их погрешностей, а также выбор в качестве оценки одного высокоточного и убедительного результата. Поэтому автор полностью согласен с оценкой [14,15,16], а приведенные в них данные использовал для иллюстрации предлагаемой методики.

Необходимо отметить возможности широкого использования предложенной методики, т.к. задачи обработки систем несогласованных данных постоянно возникают и решаются в различных областях науки и техники. Помимо вышеуказанных областей можно привести пример работы [17], где производится согласование данных расширением всех $\{\sigma_i\}$ в одинаковое число раз.

Список литературы

1. Браунли К.А. Статистическая теория и методология в науке и технике. М.: Наука, 1977.
2. Birge R.T. // Phys.Rev. 1932.. V.40, №. P.207.
3. Агемян Т.А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука, 1968.
4. ГОСТ 8.207-76. ГСИ. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений. Основные положения. М., 1986.
5. Ferguson T.S. On the Rejection of Outliers.//Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. Probability, Berkely, 1961. V.1. P.253.
6. Идье В., Драйдард Д., Джеймс Ф. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. М.: Атомиздат, 1976.

7. Grigoryan Yu. Y., Sokolovsky L.L., Chukreev F.E. The Evaluation of Nuclear Data // Report INDC(СССР)-75 LN. Vienna, 1976.
8. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М.: Мир, 1973.
9. Rosner B. // Technometrics. 1975. V.17. N2. P.221.
10. Яборов Ю.Ф. Анализ некоторых параметрических критериев идентификации аномальных экстремальных значений с помощью уравнений чувствительности // III Всесоюзная конференция по проблемам получения и использования в народном хозяйстве данных о свойствах материалов и веществ / М.: Госстандарт СССР, 1987. С.189.
11. Precision Measurement and Fundamental Constants. USA: Nation. Bur. Stand., 1971. N343. Spec. Publ.
12. Тунинский В.С., Холин В.М. // Метрология. 1975. №3. С. 3.
13. Ковен Э. Алгоритм согласования. В кн.: Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981.
14. Ellis-Akavali Y.A. // Nucl. Data Sheets. 1983. V.40, N4. P.523.
15. Strohm W.W. // Intern. J. Appl. Radiat. Isotop. 1978. V.29, N3. P.481.
16. Schmorak M.R. // Nucl. Data Sheets. 1983. V.40, N1. P.1.
17. Гизатуллин В.Г., Козлов А.Д. Методические указания. Оценка достоверности данных о свойствах нефти и нефтепродуктов. МИ 656-84. М.: Изд-во стандартов, 1985.

Статья поступила в редакцию 5 июня 1988 г.

СНС - ПРОГРАМА РАСЧЕТА СОПРЯЖЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ
НА ОСНОВЕ ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ В ФОРМАТЕ ENDF/B

И.Л.Рахно, А.В.Куликовская

THE СНС PROGRAM FOR CALCULATION OF THE ADJOINT NEUTRON CROSS SECTIONS ON THE BASIS OF THE ENDF/B EVALUATED NEUTRON DATA. The features and the algorithm of the program to calculate adjoint neutron cross sections on the basis of the continuous energy neutron cross sections as well as energy and angular distributions are described. The calculated adjoint cross sections are intended for Monte Carlo integration of the nonuniform adjoint Boltzmann equation.

ВВЕДЕНИЕ

При решении сопряженного уравнения переноса нейтронов необходимо знать сечения взаимодействия с веществом сопряженных частиц или псевдонейтронов [1]. В качестве таких сопряженных сечений могут выступать групповые сопряженные сечения [2]. Однако возрастающие возможности вычислительной техники уже в настоящее время позволяют учитывать детальную энергетическую зависимость сечений, угловых и энергетических распределений [3-4]. В настоящей работе описана программа расчета сопряженных нейтронных сечений (непрерывных по энергии) на основе детальной энергетической зависимости нейтронных сечений, а также угловых и энергетических распределений. Исходная информация извлекается из файла оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B [6].

ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Предлагается, что исходный файл с оцененными нейтронными данными в формате ENDF/B расположен на внешнем носителе с произвольным методом доступа в виде набора данных с размером блока 80 байт (последнее достигается, например, при помощи утилиты IWBGENER OS EC). В программе этот набор данных определяется как набор данных с прямым методом доступа. Алгоритм считывания

оцененных нейтронных данных основан на том, что каждая запись исходного набора данных снабжена определенными значениями идентификаторов, расположенных в фиксированных полях: номера материала (MAT), номера (внутреннего) файла (MF), номера секции (MT) и номера записи для этого материала.

Выборка нейтронных данных для конкретного материала осуществляется в соответствии с задаваемым значением идентификатора MAT. При этом исходный набор данных просматривается последовательно запись за записью, а считывание информации производится согласно заданным значениям MF и MT [9]. В определенных случаях производится возврат на некоторое количество записей: при обработке информации о резонансных параметрах, о возбужденных состояниях ядра (дискретные уровни), при считывании первых записей большинства секций. Это обусловлено, в частности, тем, что вся необходимая информация, определяющая процесс считывания, может быть неизвестна заранее.

Проще всего обрабатываются данные о нейтронных сечениях (MF=3), так как в этом случае структура данных предельно проста (энергия, сечение). При считывании информации из секций, соответствующих резонансным параметрам, энергетическим и угловым распределениям, обработка усложняется по двум причинам: усложняется форма представления данных, и возникают различные способы (формы) представления данных.

При обработке нейтронных сечений они проверяются на принадлежность заранее определенному энергетическому интервалу и на основании результатов этой проверки либо сохраняются, либо отбрасываются. В соответствии с этим производится и корректировка данных об интервалах интерполяции и о законах интерполяции на этих интервалах. Эти функции реализуются отдельной подпрограммой, причем при одном обращении к ней обрабатываются сразу все сечения, принадлежащие одной секции.

Считанные оцененные нейтронные данные записываются на внешний носитель во внутреннем представлении. Можно считать, что выполненные до этого момента операции в некоторой степени дублируют функцию считывания оцененных нейтронных данных, реализованную (наряду с многими другими функциями) в известных программных комплексах [7-10].

Последующая работа связана уже непосредственно с табулированием сопряженных нейтронных сечений по формуле [11]:

$$\sigma^+(E') = \int \sigma(E) P(E \rightarrow E') \frac{E'}{E} dE. \quad (1)$$

Фактически (1) используется для реакции $(n, 2n)$ и неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней, а для упругого рассеяния и неупругого рассеяния с возбуждением дискретных уровней используется несколько иная форма выражения (1):

$$\sigma^+(E') = \int \sigma(E) p(\mu_c | E) \left| \frac{\partial \mu_c}{\partial E'} \right| \frac{E'}{E} dE, \quad (2)$$

где $\mu_c = \mu_c(E', E)$ - косинус угла рассеяния в системе центра масс (с.ц.м.) при рассеянии от энергии E к энергии E' , $p(\mu_c | E)$ - плотность вероятности рассеяния с косинусом угла μ_c в с.ц.м. При начальной энергии E (именно эта функция приводится в файле оцененных данных в формате ENDF/B для данных реакций). Считается, что при неупругом рассеянии нейтронов угловое распределение в с.ц.м. изотропно. Нижний предел интегрирования в выражениях (1) и (2) всегда равен E , а верхний предел выбирается в соответствии с законами кинематики [1].

В области разрешенных резонансов подынтегральное сечение $\sigma(E)$ содержит как гладкую, так и резонансную части $\sigma = \sigma_\Gamma + \sigma_p$, а в области неразрешенных резонансов только гладкую часть, т.е. физически вместо $\sigma^+ = \sigma_\Gamma^+ + \sigma_p^+$ рассчитывается только σ_Γ^+ . Поскольку рассчитываемые сопряженные нейтронные сечения предназначены для расчетов методом Монте-карло, то сопряженное сечение σ_p^+ может оцениваться статистически (например, по одному случайному узлу) в процессе моделирования. Для восстановления резонансной части сечений σ_p в неразрешенной области используется статистическая модель [5].

Эта процедура статистической оценки σ_p^+ в действительности будет применяться только для реакции упругого рассеяния, т.к. рассчитываемые сопряженные сечения предназначены для моделирования блуждания псевдонейтронов без поглощения [11], а сопряженное сечение деления не рассчитывается (см. описание программы).

В процессе работы программы строится совокупность энергетических точек, позволяющих производить линейную

интерполяцию σ_T^+ с заданной допустимой относительной погрешностью. Значение этой погрешности, как правило, различно для различных реакций.

После завершения расчета сопряженные нейтронные сечения записываются на внешний носитель во внутреннем представлении.

ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ

Настоящая программа дает возможность рассчитывать сопряженные нейтронные сечения на основе оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B. Полученная в итоге работы информация позволяет решать методом Монте-Карло как прямое, так и сопряженное уравнения Больцмана при детальном учете энергетической зависимости сечений, энергетических и угловых распределений. Различные подпрограммы работают автономно (в отдельных запусках), чем достигается необходимая гибкость управления процессом обработки данных. Программа рассчитана на работу с файлом в формате ENDF/B в диалоговом режиме и при наличии минимальных сведений о его структуре. Процесс работы может выглядеть следующим образом.

Вначале при помощи отдельной подпрограммы просматривается файл, переписанный (с переблокировкой, см. описание алгоритма) с архивной МЛ, в результате чего пользователь получает сведения о количестве записей для каждого элемента. При необходимости можно просмотреть секцию с комментариями (MF=1, MT=451) для заданного значения MAT и вывести на печать эту секцию или всю информацию, относящуюся к заданному элементу. Затем производится считывание нейтронных данных из указанных пользователем файлов (MF) и секций (MT) для заданного элемента (MAT) и запись этой информации на внешний носитель во внутреннем представлении. После этого производится табулирование сопряженных сечений на основе считанных нейтронных данных и заданных допустимых относительных погрешностей интерполяции. При помощи отдельной подпрограммы все рассчитанные сопряженные сечения записываются в один файл на внешний носитель.

В настоящее время программа СНС обрабатывает следующие нейтронные данные (номер файла равен значению MF): файл 1 - комментарии, признак LRP, а также данные о среднем числе нейтронов деления; файл 2 - резонансные параметры для областей разрешенных и неразрешенных резонансов; файл 3 - полное сечение и

сечения следующих реакций - упругого рассеяния, неупругого рассеяния (дискретные уровни и континуум), $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, деления, радиационного захвата, (n, p) , (n, d) (n, α) ; файл 4 - данные об анизотропии упругого рассеяния нейтронов; файл - 4 данные об энергетических распределениях вторичных нейтронов в реакциях $(n, 2n)$, (n, f) и при неупругом рассеянии в области континуума уровней.

Для всех указанных типов реакций используется единая энергетическая шкала. Резонансные параметры для разрешенной области обрабатывается только при параметризации Брейта - Вигнера. Это не является существенным ограничением, т.к. эту параметризацию можно выполнить практически для всех представляющих интерес ядер, включая уран-234 и плутоний-239, и такая работа в настоящее время проводится [12-14].

Сопряженные нейтронные сечения рассчитываются для следующих типов реакций - упругого рассеяния, неупругого рассеяния с возбуждением дискретных уровней ядра, неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней ядра, $(n, 2n)$. Рассчитываемые сопряженные сечения предназначены для решения неоднородного сопряженного уравнения Больцмана методом Монте-Карло [15-16], причем сопряженное сечение деления в настоящее время не рассчитывается. Это означает, что при решении сопряженного уравнения для реактора он рассматривается как система с внешним источником (заранее рассчитанным каким-нибудь способом), а при расчете защиты в нее должны входить только неделимые элементы.

Текст программы СНС, написанной на языке ФОРТРАН для ЕС ЭВМ, содержит около 3500 записей. Программа поставлена на ЭВМ ЕС-1061. В процессе работы используется до 8 Мегабайт виртуальной памяти. Время расчета сопряженных сечений для "среднего" ядра составляет 1-2 мин.

Список литературы

1. Eriksson B., Johansson C., Leimdorfer M. and Kalos M.H. //Nucl. Sci. Eng. 1969. V.37. P.410.
2. Полевой В.Б. //Атомная энергия.1973. Т.34. Вып.4. С.296.
3. Майоров Л.В., Шаталов Г.Е., Юджевич М.С. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. №3. С.21.

4. Захаров Л.Н., Марковский Д.В., Франк-Каменецкий А.Д., Шаталов Г.Е.
//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. №3. С.48.
5. Наумов В.А., Розин С.Г. Решение задач физики реакторов методом Монте-Карло. Минск: Наука и техника, 1978.
6. Garber D., Dunford O., Pearlstein S. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File//ENDF-BNL-NCS-50496(ENDF-102), 1975.
7. Cullen D.E. Summary of ENDF/B Pre-processing Codes//IAEA-NDS-39. Rev.3. Vienna, 1987.
8. MacFarlane R.E., Muir D.W., Bolocourt R.M. The NJOY Nuclear Data Processing System. V.1. LA-9303-M(ENDF-324). Los-Alamos, 1982.
9. Захаров Л.Н., Марковский Д.В., Франк-Каменецкий А.Д., Шаталов Г.Е.
//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. №3. С.42.
10. Блохин А.И., Булеева Н.Н., Колесов В.Е. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. №1(55). С.16.
11. Hoogenboom J.E. //Nucl. Sci. Eng. 1981. V.79. P.357.
12. Мороговский Г.Б. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. №1. С.12.
13. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. /Под ред. Красина А.К. Минск: Наука и техника, 1982.
14. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Оцененные нейтронные константы урана-235. Минск: Наука и техника, 1985.
15. Разно И.Л., Розин С.Г. Способ решения сопряженного уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло // Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике: Тез. докл. VII Всесоюз. совещания. Новосибирск, 1985. С.305.
16. Разно И.Л., Розин С.Г. //Атомная энергия. 1989. Т.66, вып.3. С.182.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 1988 г.

УДК 539.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСФОРМАЦИИ
СПЕКТРОВ ЗАХВАТНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЯЖЕЛЫХ СРЕДАХ

Л.А.Трыков, Ю.И.Колеватов, В.П.Семенов

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF NEUTRON CAPTURE γ -RAY SPECTRUM TRANSFORMATION IN HEAVY MEDIA. Thermal neutron capture γ -ray transmission through thin and thick layers (barriers) of aluminium, titanium, iron, nickel and lead was investigated experimentally. The γ -ray leakage spectrum measurement was performed by a scintillation spectrometer with the stilben crystal. Marked discrepancies were revealed between measured and calculated γ -ray leakage spectra from thick layers of iron and lead that supports results early obtained for spherical samples (assemblies) of these materials.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1-2] показано, что результаты расчета спектров утечки γ -излучения с поверхности шаров из свинца диаметрами 40 и 60 см и железа диаметрами 60 и 70 см с радионуклидным источником ^{252}Cf в центре существенно отличаются от результатов эксперимента. Различия наблюдаются по всему спектру γ -излучения для свинца, причем в области 5-6 МэВ экспериментальные данные превышают расчетные почти на порядок (шар диаметром 60 см). Для железа различия наблюдаются в области $E < 6$ МэВ и достигают 3 раз. При этом существует вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных по спектру и плотности потока нейтронов, утекающих из шаров. Выполненный анализ с точки зрения правильного учета реакций (n, γ) и (n, p', γ) на атомных ядрах исследованных веществ, а также на ядрах примесей (согласно химического анализа), не объяснил обнаруженных расхождений.

В основу дальнейших исследований по данному вопросу были положены две рабочие гипотезы. Первая - присутствие какой-нибудь примеси, не обнаруженной с помощью химического анализа, захват нейтронов на ядрах которой обуславливает значительное расхождение эксперимента и расчета в области $E > 3$ МэВ. Вторая - недостаточно корректное описание в расчетных программах процесса прохождения через исследованные материалы, особенно с точки зрения констант взаимодействия, и корректность описания самих процессов взаимодействия γ -излучения с веществом.

Вторая гипотеза представлялась маловероятной, т.к. проблема переноса γ -излучения средних энергий (0,5 - 10 МэВ) в веществе применительно к задачам физики защиты считается хорошо изученной, процессы и константы взаимодействия известны с достаточной точностью. Тем не менее, чтобы проверить эту гипотезу, были проведены экспериментальные исследования прохождения γ -излучения источника ^{60}Co через большие толщины различных материалов [2,3]. Были обнаружены значительные отклонения от расчетных данных по спектрам γ -излучения и факторам накопления для ряда тяжелых материалов (свинец, висмут, уран). Результаты [2,3] поставили под серьезное сомнение точность используемых в расчетах констант взаимодействия γ -излучения с веществом.

В настоящей работе преследовались две основные цели: во-первых, исследовать прохождение жесткого (захватного) γ -излучения через плоские экраны из свинца, железа, ряда других материалов; во-вторых, методически обосновать надежность полученных экспериментальных результатов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для изучения прохождения жесткого гамма-излучения через вещество удобно использовать захватное гамма-излучение, возникающее на ядрах исследуемого вещества. На рис. 1 показана схема экспериментальной установки, которая состояла из радионуклидного источника нейтронов ^{252}Cf с выходом около $5 \cdot 10^8$ н/с, замедлителя нейтронов кубической формы, исследуемых веществ и детектора γ -излучения.

Макет для замедления нейтронов представлял собой емкость размером 50x50x50 см, канала для размещения источника, конуса из

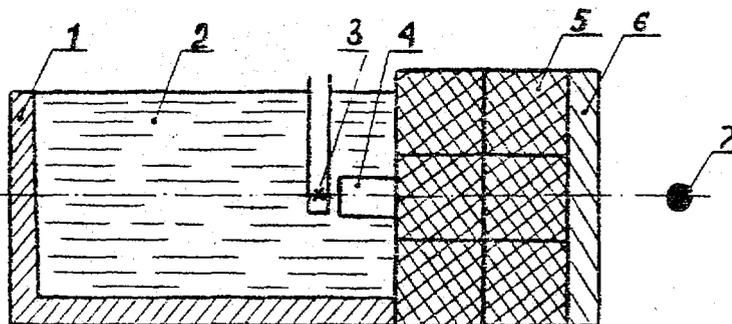


Рис.1. Геометрия эксперимента: 1 - стенка макета из борированного полиэтилена; 2 - полиэтиленовая дробь; 3 - радионуклидный источник; 4 - защитный конус; 5 - графит, 6 - экран из исследуемого материала; 7 - детектор

висмута или свинца для защиты от гамма-излучения источника.

Дно и 3 стенки емкости выполнены из борированного полиэтилена толщиной 6 см, стенка в сторону детектора выполнена из графита толщиной 40 см и поперечными размерами 60х60см. Емкость была заполнена полиэтиленовой дробью диаметром 5 мм.

Исследуемые материалы располагались сразу за графитом, и толщина их наращивалась в сторону детектора. Детектор располагался на расстоянии 30+40 см от поверхности графита, расстояние между источником и детектором составляло 80 + 100 см. Детектором служил однокристалльный сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стильбена 40 x 40 мм [4], с помощью которого измеряли спектры в диапазоне 0,4+10 МэВ.

Исследуемые образцы были выполнены в виде пластин из алюминия, титана, железа, свинца различной толщины (от 0,5 до 18 см) и поперечными размерами 60 x 60 см.

Для определения характеристик макета как источника излучений были измерены спектры нейтронов и гамма-квантов, выходящих из графитовой стенки. Спектр нейтронов близок по форме к $1/E$ вплоть до 1 МэВ, в области энергий $< 0,4$ эВ содержится примерно половина нейтронов. Спектры γ -излучения показаны на рис. 2а в сравнении со спектрами γ -излучения, выходящего из графитовых кубическихборок с источником ^{252}Cf в центре. Спектры близки по форме, в области $E > 5$ МэВ они обусловлены захватом нейтронов на ядрах примесей в углероде.

Спектр нейтронов приведен в табл.1, спектр γ -квантов в табл.2.

Таблица 1

Групповые потоки нейтронов $F_H = 4\pi R^2 \phi(E) \Delta E \cdot 10^{-5}$ н/с,
 выходящих из графитовой стенки макета

Ен, МэВ	Fн, н/с	Ен, кэВ	Fн, н/с
14 - 10,5	0,367	400 - 100	136
10,5 - 6,5	4,85	100 - 10	166
6,5 - 4,0	12,4	10 - 1	166
4,0 - 2,5	11,1	1 - 0,1	166
2,5 - 1,4	29,2	0,1 - 0,01	135
1,4 - 0,8	29,2	0,01 - 0,001	120
0,8 - 0,4	18,7	0,001 - 0,0004	3,6
		<0,4 эВ	1180

Примечание. Расстояние R между источником и детектором равно 80 см. Данные нормированы на выход источника 10 н/с, погрешность составляет 10 ± 15 %.
 В интервале энергий $\Delta E = 0-14$ МэВ. $F_H = 4\pi R^2 \phi(E) \Delta E = (2,2 \pm 0,4) \cdot 10^8$ н/с.

Таблица 2

Групповые потоки $F_\gamma = 4\pi R^2 \phi(E_\gamma) \cdot \Delta E \cdot 10^{-5}$ квант/с γ -излучения,
 выходящего из алюминиевых экранов

E _γ , МэВ	Без экрана	Данные	Толщина экрана из Al, см		
		раб. [5]	3,0	10,5	18,0
9,0 - 7,0	8,70	10,5	10,5	18,0	23,7
7,0 - 5,5	8,87	4,10	5,46	10,3	13,2
5,5 - 4,5	34,0	7,25	8,81	18,1	23,7
4,5 - 3,5	37,6	10,0	12,4	29,1	37,3
3,5 - 2,5	44,1	10,8	17,1	38,2	48,1
2,5 - 1,75	535		65,5	90,0	96,3
1,75 - 1,25	210		42,6	73,3	67,6
1,25 - 0,75	520		43,0	78,1	71,5
0,75 - 0,5	160		20,0	57,3	70,3

Примечание. Источник нейтронов ^{252}Cf с выходом 10^9 н/с. Погрешности экспериментальных данных составляют 10±20%. Данные раб. [5] нормированы к экспериментальным данным в группе $E_\gamma = 7,0-9,0$ МэВ для $d=3,0$ см.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводили в следующей последовательности:

1) измеряли спектр $\varphi_1(E_\gamma)$ γ -излучения, выходящего из графитовой стенки макета;

2) к графитовой стенке приставляли исследуемый образец и измеряли спектр $\varphi_2(E_\gamma)$, не меняя положения детектора.

Искомый спектр $\varphi_0(E_\gamma)$ получали путем вычисления по формуле

$$\varphi_0(E_\gamma) = \varphi_2(E_\gamma) - \varphi_1(E_\gamma) \cdot \exp[-\mu_t(E_\gamma) \cdot d], \quad (1)$$

где $\mu_t(E_\gamma)$ - полный линейный коэффициент ослабления, d - толщина образца. Это приближение справедливо для тонких образцов. Фон измеряли методом теневого конуса. Использовался комбинированный конус из 6 см полиэтилена и 10 см свинца.

Так как детектор обладает чувствительностью к тепловым нейтронам, были проведены тестовые измерения спектров γ -излучения без и с защитным слоем из карбида бора толщиной 5 см, размещенным между макетом и детектором. С учетом поправки на поглощение γ -квантов в слое из бора спектры совпали в пределах экспериментальных погрешностей.

Чтобы проверить надежность экспериментальных данных, были измерены спектры γ -излучения за тонкими образцами из алюминия, титана, железа и никеля. Предполагалось, что в случае корректной экспериментальной методики измеренные спектры должны совпадать с имеющимися литературными данными по захватному γ -излучению из тонких образцов. На рис. 2б и табл. 2, 3 приведены спектры, измеренные за экранами из железа толщиной 0,8 см и алюминия толщиной 3,0 см в сравнении с данными [5,9]. Наблюдается вполне удовлетворительное согласие по форме спектров для энергий выше 2,5-3 МэВ. Такое же согласие получено для образцов из титана и никеля.

Ниже 2,4 МэВ на спектр оказывают сильное влияние реакция захватов нейтронов на ядрах водорода ($E_\gamma = 2,23$ МэВ) и реакции неупругого рассеяния. Для толстых образцов, кроме того, могут появиться искажения за счет рассеянного компонента γ -излучения. Поэтому для анализа пригодны спектры γ -излучения в области $E > 2,5-3$ МэВ.

Выполненные измерения доказывают надежность полученных в настоящей работе экспериментальных данных.

Таблица 3

Групповые потоки $F_{\gamma} = 4\pi R^2 \varphi(E) \Delta E \cdot 10^{-5}$ квант/с γ -излучения, выходящего из железных экранов различной толщины, а также из железного шара $\varnothing 70$ см [2]

E_{γ} , МэВ	Данные раб. [5]	Данные раб. [6]	Толщина экрана из железа, см			Железо (шар $\varnothing 70$ см)	
			0,8	5,0	15,0	Экспе- римент [2]	Расчет [2]
9,0 - 7,0	43,0	43,0	43,0	62,3	11,0	14,1	14,1
7,0 - 5,5	20,4	20,6	21,6	42,1	9,1	9,8	6,5
5,5 - 4,5	3,22	3,87	14,0	20,0	5,3	9,6	2,7
4,5 - 3,5	13,8	9,45	19,6	37,9	8,0	13,3	4,6
3,5 - 2,5	15,0	14,2	21,4	44,3	11,5	21,0	8,4
2,5 - 1,75			30,7	62,9	14,8	27,2	
1,75 - 1,25			28,4	65,7	12,8	14,5	
1,25 - 0,75			11,7	88,3	17,1	40,5	
0,75 - 0,5			10,5	88,8	13,0	30,4	

Примечание. Источник нейтронов ^{252}Cf с выходом 10^9 н/с. Погрешности экспериментальных данных составляют 10-20%. Результаты раб. [5,6] нормированы к экспериментальным данным настоящей работы в группе $E_{\gamma} = 7,0-9,0$ МэВ. Результаты расчета раб. [2] нормированы к экспериментальным данным раб. [2] в группе $E_{\gamma} = 7,0-9,0$ МэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 3 и в табл. 2-4. На рис. 3 спектры γ -излучения приведены в виде функций $4\pi R^2 \varphi(E_{\gamma})$ и нормированы на выход источника 10^9 н/с. В табл. 2-4 данные по спектрам представлены в группах БНАБ в виде функций $4\pi R^2 \varphi(E_{\gamma}) \Delta E_{\gamma}$.

По мере увеличения толщины экранов из алюминия спектры становятся несколько более жесткими, нерегулярности на спектрах сглаживаются. С ростом толщины железных экранов также происходит сглаживание нерегулярностей, но спектры значительно смягчаются.

Таблица 4

Групповые потоки $F_{\gamma} = 4\pi R^2 \Psi(E) \Delta E \cdot 10^{-5}$ квант/с γ -излучения, выходящего из свинцовых экранов различной толщины, а также из свинцового шара $\varnothing 60$ см [1,2]

E, МэВ	Данные раб. [5]	Толщина экрана, см						Шар $\varnothing 60$ см	
		0,5	1,0	3,2	6,2	10,5	14,5	Эксперим.	Расчет
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
9,0 - 7,0	4,9	4,9	5,07	7,13	7,10	3,60	2,36	1,65	1,65
7,0 - 5,5	0,39	2,58	2,98	5,30	5,1	3,86	2,49	1,4	0,223
5,5 - 4,5	0,0	4,29	2,66	4,6	4,38	2,98	1,90	2,7	0,193
4,5 - 3,5	0,0	5,11	6,38	6,8	6,12	4,97	2,94	4,2	0,825
3,5 - 2,5	0,0	7,69	8,81	1,03	1,26	11,7	5,72	1,28	5,95
2,5 - 1,75		4,18	3,36						
1,75 - 1,25		3,96	4,26						
1,25 - 0,75		2,69	2,52						

Примечание. Источники нейтронов ^{252}Cf с выходом 10^9 н/с. Результаты [5] и расчета [1,2] нормированы к экспериментальным данным в группе $E_{\gamma} = 7 + 9$ МэВ. Погрешность экспериментальных данных составляет 20%.

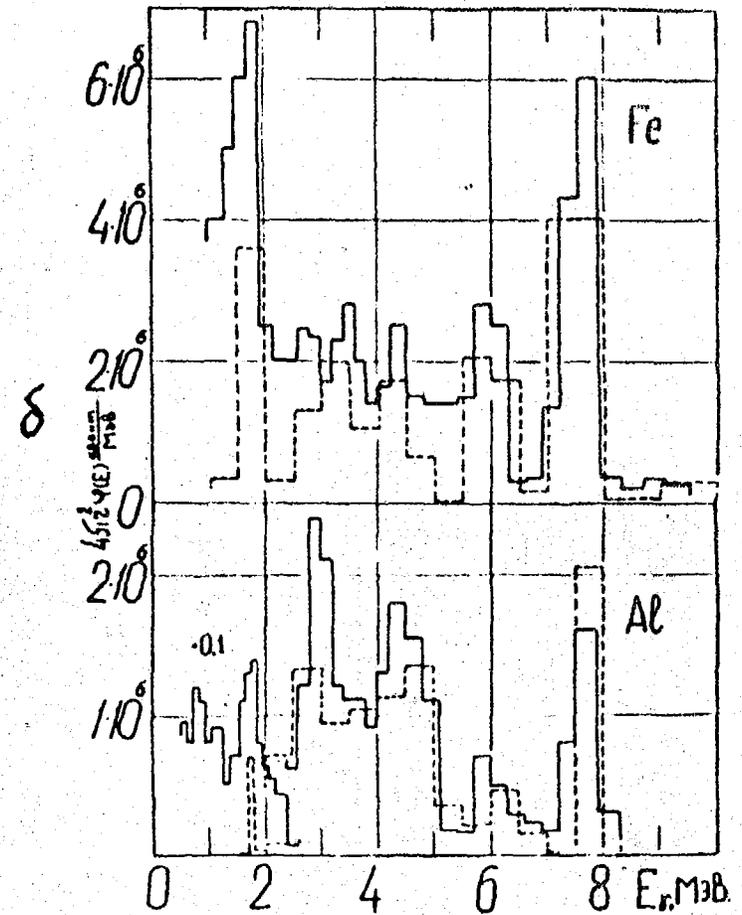
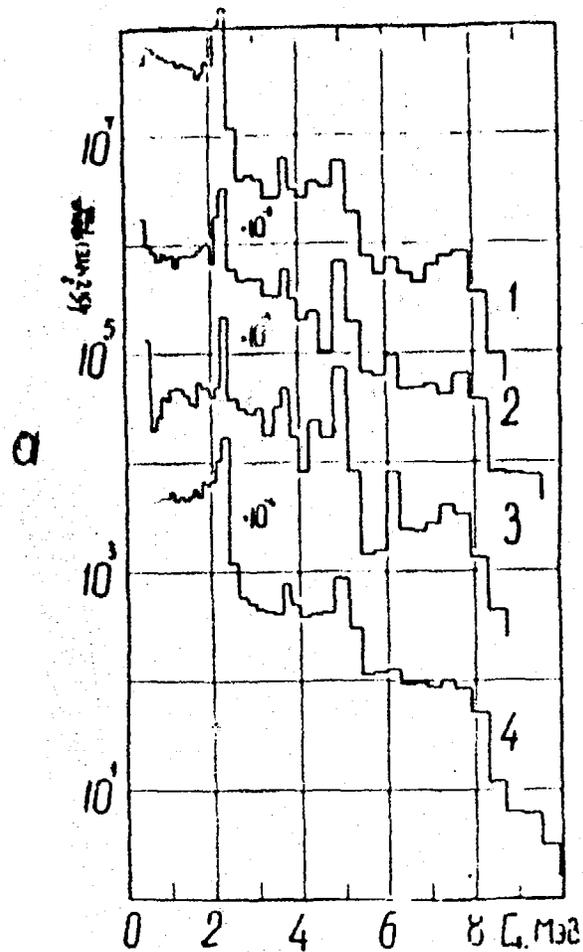


Рис.2. Энергетические спектры γ -излучения, выходящего из графитовыхборок:

- а- 1 - из графитовой стенки макета, $\Gamma=100$ см;
 2 - из графитового куба размерами $120 \times 120 \times 120$ см;
 3 - из графитового куба размерами $140 \times 140 \times 140$ см;
 4 - из графитовой стенки макета, $\Gamma=80$ см.

Энергетические спектры γ -излучения, выходящего из железного (толщина 0,8 см) и алюминиевого (толщина 3,0 см) экранов;

- б- — экспериментальные данные;
 --- данные раб.[5].

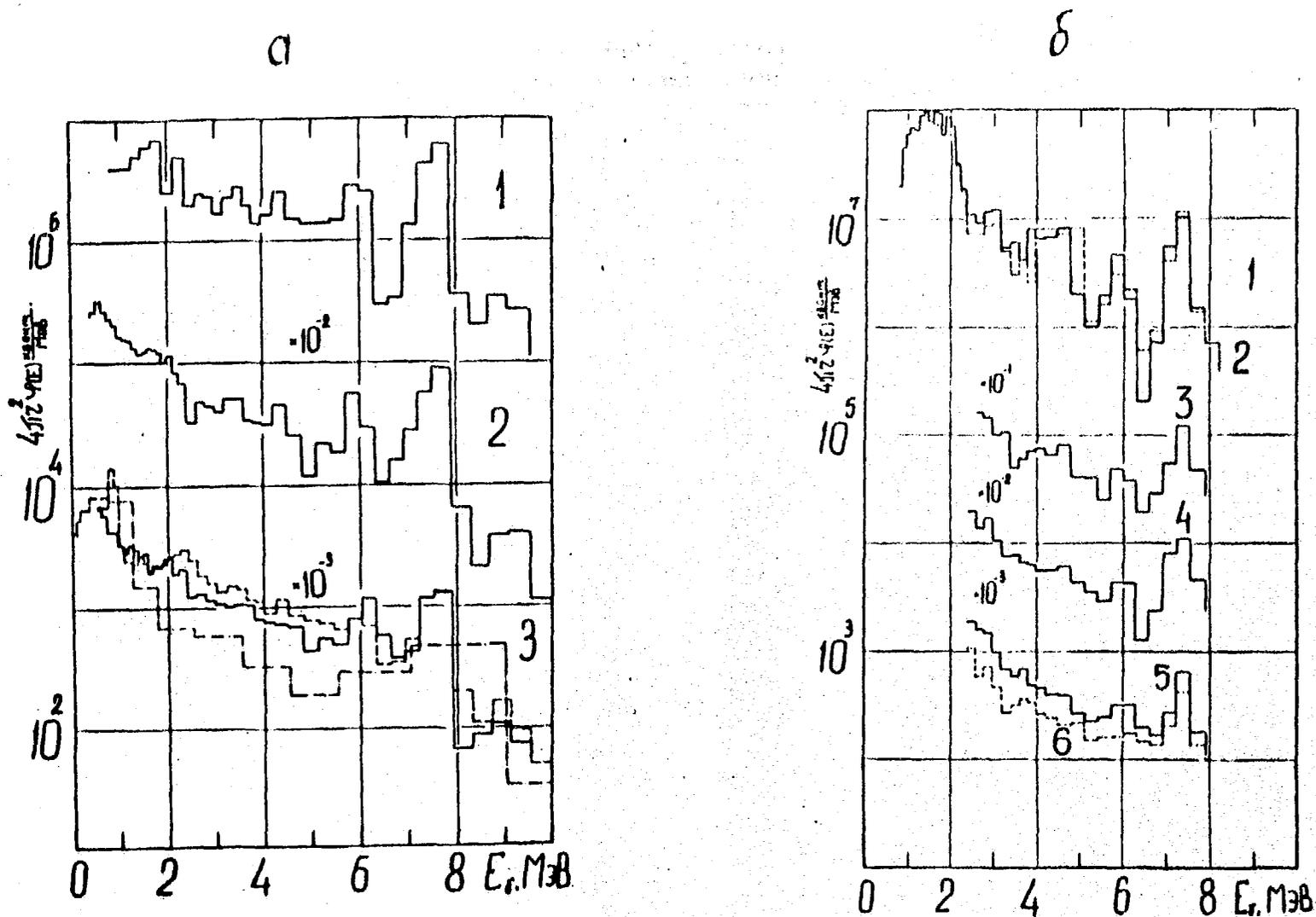


Рис.3. Энергетические спектры γ -излучения, выходящего из железных экранов:

- а- 1- толщина экрана 0,8 см, 2 - 5,0 см; 3 - 15,0 см;
 - - - данные раб.[1] для железного шара $\varnothing 70$ см
 (экспериментальные данные);
 — — — данные раб.[1] для железного шара $\varnothing 70$ см (расчет).

Энергетические спектры γ -излучения, выходящего из свинцовых экранов:

- б- 1- толщина экрана 1,0 см; 2- 0,5 см; 3- 3,2 см; 4- 6,2 см;
 5- 10,5 см; 6- 14,5 см

Наблюдаемая трансформация спектров в общих чертах согласуется с расчетными данными. На рис. 3а показаны экспериментальный и расчетный спектры для железного шара \varnothing 70 см с источником ^{252}Cf в центре [2]. Экспериментальный спектр для шара и спектр, измеренный в настоящей работе за железным экраном толщиной 15 см, близки по форме и абсолютной величине. В то же время расчетный спектр значительно отличается от экспериментального в области $E_{\gamma} < 6$ МэВ.

Спектры утечки γ -излучения за тонкими экранами (рис. 3б) сильно отличаются от спектров захватного γ -излучения чистого свинца [5]. Учет вклада в захватное γ -излучение имеющихся в свинце примесей не приводит к заметному искажению спектра чистого свинца в области $E_{\gamma} > 3$ МэВ. Однако, если предположить в свинце примеси ртути (химический анализ на ртуть не был сделан из-за отсутствия соответствующей методики), то наложение спектров захватного γ -излучения свинца и ртути приводит к более удовлетворительному согласию с экспериментом. На рис. 4 показана сумма спектров захватного гамма-излучения свинца и ртути в сравнении с экспериментальными спектрами утечки из тонкого свинцового экрана. Так как сечение захвата ртути велико (380 барн), то достаточно наличия в свинце ртути около 0,03% по массе, чтобы получить спектр захватного γ -излучения, приведенный на рис. 4.

Отсюда следует, что большие расхождения между экспериментальными и расчетными спектрами утечки γ -излучения из свинцовых шаров могут быть обусловлены, например, примесью ртути, не учтенной в расчете.

В экспериментальных исследованиях применялся технический свинец, обычно используемый для целей радиационной защиты. Поэтому при расчете защиты ядерных реакторов или других нейтронных источников следует учитывать возможное наличие в свинце ртути (или других примесей).

Возможно, что расхождения частично обусловлены недостаточной корректностью описания процесса прохождения γ -излучения или неточностью употребляемых в расчете констант. На это также указывают результаты работ [2,3]. Особенно интересны с этой точки зрения эксперименты по вторичному гамма-излучению на шаре диаметром 22 см из обедненного урана с источником нейтронов ^{252}Cf в центре [1] и эксперименты по прохождению первичного гамма-

излучения через тот же урановый шар с источником ^{60}Co в центре [2,3]. В обоих случаях не наблюдается значимого отличия экспериментальных данных от расчетных, кроме некоторого отличия в структуре спектров утечки гамма-излучения из шара с источником ^{60}Co . При этом следует учесть, что вторичное гамма-излучение в уране обусловлено в основном гамма-квантами деления, ядерные константы которого хорошо изучены.

Отсюда следует, что полученные разногласия между экспериментальными и расчетными данными для свинца трудно объяснить какой-либо одной причиной. Проанализируем принципиально возможные факторы, учет которых позволит увеличить расчетный поток гамма-излучения в широкой геометрии.

1. Для шаровых свинцовых макетов измеренная плотность потока нейтронов утечки для $E_n > 2$ МэВ больше расчетной на 30-50%. Предположим, что за счет этого плотность потока гамма-излучения возрастет на 5±10%, т.е. коэффициент $K_1 = 1,05 \pm 1,1$.

2. Возможно увеличение плотности потока гамма-излучения за счет недооценки тормозного излучения. Пусть $K_2 = 1,1 \pm 1,2$.

3. Не исключено, что учет в расчете анизотропии гамма-квантов в реакции (п, п', γ) увеличит плотность потока γ -квантов излучения на 10-20%. $K_3 = 1,1 \pm 1,2$.

4. Возможно некоторое увеличение плотности потока γ -излучения за счет более корректной расчетной модели. Пусть $K_4 = 1,2 \pm 1,3$.

5. Допустим, что фактор накопления для жесткого гамма-излучения с $E_\gamma > 3$ МэВ несколько больше расчетного, $K_5 = 1,1 \pm 1,2$.

6. Оценим влияние неучтенных в расчете примесей коэффициентом $K_6 = 1,1 \pm 1,2$.

За счет этих факторов расчетная величина плотности потока гамма-излучения может возрасти в K раз, где $K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5 \cdot K_6$. Используя приведенные выше оценки, получим $K_{\min} = 1,9$, $K_{\max} = 3,0$. При $K = 3,0$ обеспечивается удовлетворительное согласие между экспериментом и расчетом для свинцового шара $\varnothing 60$ см.

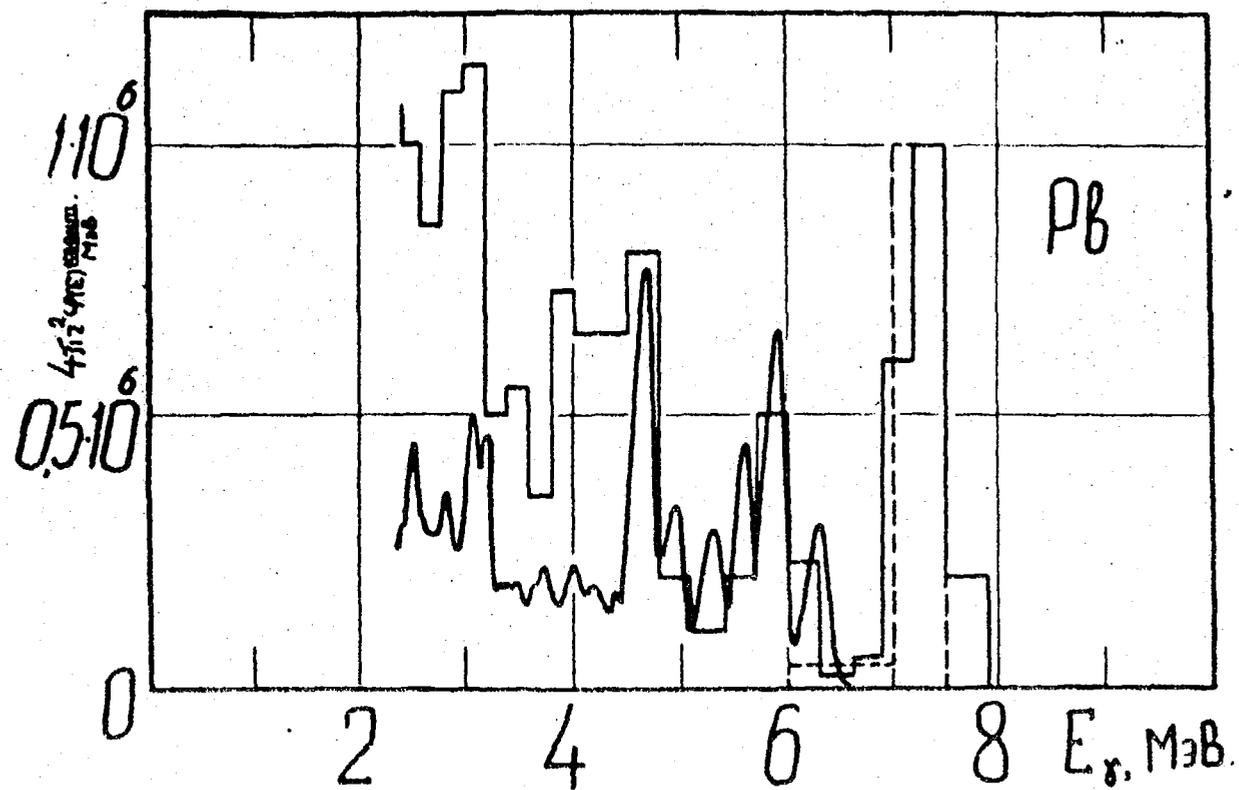


Рис.4. Энергетические спектры вторичного γ -излучения:
 — за свинцовым экраном толщиной 1,0 см;
 — спектр захватного γ -излучения из чистого свинца [5];
 — спектр захватного γ -излучения из ртути [5]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследования с тонкими экранами из алюминия, железа, никеля, титана подтвердили корректность применяемой методики измерений спектров гамма-излучения и надежность полученных экспериментальных данных.

2. Спектры утечки γ -излучения из толстых железных и свинцовых экранов удовлетворительно согласуются по форме с измеренными ранее в [1,2] спектрами утечки из железных и свинцовых шаров, что также доказывает надежность экспериментальных данных.

3. Проведенные исследования подтвердили существование значительных расхождений между экспериментальными и расчетными спектрами утечки вторичного γ -излучения из железных и свинцовых шаровых макетов.

4. Полученные спектры утечки гамма-излучения из алюминиевых, железных и свинцовых плоских экранов могут служить опорными данными для проверки расчетных программ.

5. Значительные расхождения между экспериментальными и расчетными результатами на шаровых макетах из железа указывают на возможную неточность констант, связанных с прохождением жесткого γ -излучения, или недостаточную корректность описания процесса прохождения γ -излучения в расчете.

6. Значительные расхождения между экспериментальными и расчетными спектрами утечки вторичного γ -излучения из свинцовых шаровых макетов и плоских экранов, возможно, обусловлены наличием в техническом свинце примеси ртути или другими примесями, которые не учитывали при расчете. Кроме того, возможно, что наблюдаемые расхождения частично обусловлены недостаточной точностью используемых при расчете констант и недостаточной корректностью описания прохождения γ -излучения.

7. Анализ принципиально возможных факторов, могущих привести в расчетах к занижению плотности потока гамма-излучения из свинца в широкой геометрии, показал, что можно достичь удовлетворительного согласия эксперимента и расчета при оценке величин этих факторов в разумных пределах.

Список литературы

1. Волков В.С., Волощенко А.М., Дубинин А.А. и др. // Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок: Тезисы докладов/Томск: ТПИ, 1985. С.78.
2. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып. 4. С.49.
3. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1988. Вып. 2. С.26.
4. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М.: Атомиздат, 1971.
5. Грошев Л.В., Демидов А.Н., Луценко В.И. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов М.:Изд-во Главного управления по исследованию атомной энергии при СМ СССР, 1958.
6. Горячев И.В., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985.

Статья поступила в редакцию 7 августа 1988 г.

УДК 519.9:621.039.51.12

К ТЕОРИИ МНОГОГРУППОВОГО МЕТОДА

Абрамов Б.Д.

ON THE MULTIGROUP THEORY. In the paper some problems of the multigroup method mathematical foundation in the neutron transport theory have been considered. It has been shown that the group-method non-linear equations system has always a nontrivial solution under common conditions being met.

В работе рассматриваются некоторые вопросы математического обоснования алгоритмов подбора групповых гомогенизированных

констант для расчета ядерных реакторов в рамках метода групп [1]. Напомним схему этого метода [1]. Пусть критический реактор описывается уравнением

$$\Omega \nabla \phi + \Sigma \phi = \int dE' \int d\Omega' \phi(r, E', \Omega') \omega(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \quad (1)$$

с граничным условием

$$\phi(r, E, \Omega) = 0 \text{ на } S \text{ при } \Omega n < 0 \quad (2)$$

и пусть объем V реактора разбит на N непересекающихся зон $G_n, n=1, 2, \dots, N$, а интервал $[0, E_0]$ рассматриваемых энергий E нейтронов - на I непересекающихся подынтервалов (групп) (E_i, E_{i-1}) , $i=1, 2, \dots, I$, где $1 \leq I, N < \infty$. Тогда критическим будет и реактор, описываемый уравнением:

$$-\Omega \nabla \tilde{\phi}^* + \tilde{\Sigma} \tilde{\phi}^* = \int dE' \int d\Omega' \tilde{\phi}^*(r, E', \Omega') \tilde{\omega}(r, E \rightarrow E') \quad (3)$$

с граничным условием:

$$\tilde{\phi}^*(r, E, \Omega) = 0 \text{ на } S \text{ при } \Omega n > 0 \quad (4)$$

и некоторыми эффективными кусочно-постоянными сечениями $\tilde{\Sigma}(r, E)$, $\tilde{\omega}(r, E \rightarrow E')$, если последние определить в пределах соответствующих зон и групп формулами:

$$\Sigma_n^i = \frac{\int_{G_n} dr \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega \tilde{\phi}^* \phi}{\int_{G_n} dr \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega \phi^* \phi}, \quad (5)$$

$$\omega_n^{i \rightarrow j} = \frac{\int_{G_n} dr \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega \phi \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' \tilde{\phi}^* \omega(r, E \rightarrow E', \Omega \rightarrow \Omega')}{\int_{G_n} dr \int_{E_i}^{E_{i-1}} dE \int d\Omega \phi \int_{E_j}^{E_{j-1}} dE' \int d\Omega' \tilde{\phi}^*} \quad (6)$$

и если, конечно, нелинейная задача (3)-(6) имеет соответствующее решение. При этом формулы (5), (6) определяют рецепт, по которому следует усреднять сечения, чтобы сохранить критический размер, и могут быть использованы для приближенного вычисления групповых гомогенизированных констант (5), (6).

В плане теоретического обоснования этой схемы важным является

вопрос о разрешимости нелинейной задачи (3)-(6). Обычно предполагается, что в случае малых возмущений, когда ширины групп и размеры гомогенизируемых зон достаточно малы, а сечения достаточно гладкие, эта задача имеет требуемое решение. Однако в общем случае факт разрешимости нелинейной задачи (3)-(6), по-видимому, не установлен. Поэтому представляется целесообразным исследовать этот вопрос подробнее. Ниже показывается, в частности, что при выполнении обычных условий задача (3)-(6) всегда разрешима.

Пусть \hat{l} , \hat{K} , R_D^∞ , \tilde{R}_D^∞ , L_D^∞ , V_Ω , V_I - обозначения из работы [2], ϕ - плотность нейтронов, $\varphi \sim \sqrt{E}\phi$ - поток нейтронов, $\tilde{l}^* = \tilde{l}^*(\tilde{\varphi}^*)$ - оператор с коэффициентами $\tilde{\Sigma} = \tilde{\Sigma}(\tilde{\varphi}^*)$, обратный к дифференциальному оператору из левой части уравнения (3), определенному на функциях из \tilde{R}_D^∞ , $\tilde{K}^* = \tilde{K}^*(\tilde{\varphi}^*)$ - интегральный оператор из правой части этого уравнения с коэффициентами $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}(\tilde{\varphi}^*)$. Конструкция этих операторов аналогична, с точностью до \sqrt{E} , конструкции соответствующих операторов \hat{l}' , \hat{K}' работы [2]. Предположим, что область V разбита на N подобластей G_n , ограниченных кусочно-гладкими поверхностями так, что $\text{mes } G_n \neq 0$, $G_n \cap G_m = 0$, $m \neq n$, $\text{mes } (G \setminus \bigcup_n G_n) = 0$ и аналогично, $\text{mes } ([0, E_0] \setminus \bigcup_i (E_i, E_{i-1})) = 0$. Тогда справедлива следующая

Теорема. Пусть выполнены либо условия 3.1, либо условия 22.1 работы [2] и пусть условно критическое уравнение первого рода [2]

$$\lambda\phi = A\phi, \quad A = \hat{l}\hat{K}, \quad (7)$$

соответствующее задаче (1), (2), имеет положительное решение $\phi(r, E, \Omega) \in R_D^\infty$, отвечающее собственному значению $\lambda = 1$. Тогда нелинейное уравнение

$$\tilde{\lambda}\tilde{\varphi}^* = \tilde{A}^*(\tilde{\varphi}^*)\tilde{\varphi}^*, \quad \tilde{A}^*(\tilde{\varphi}^*) = \tilde{l}^*(\tilde{\varphi}^*)\tilde{K}^*(\tilde{\varphi}^*), \quad (8)$$

соответствующее задаче (3)-(6) при заданной функции $\phi \sim \sqrt{E}\phi$, где ϕ - функция, определенная выше, также имеет положительное решение $\tilde{\varphi}^*(r, E, \Omega) \in \tilde{R}_D^\infty$, причем $\tilde{\varphi}^*(r, E, \Omega) = \tilde{\varphi}_i^*(r, \Omega)$ при $E \in (E_i, E_{i-1})$, $i = \overline{1, I}$, и $\tilde{\lambda} = 1$ для всякого такого решения.

Доказательство. Требуется установить лишь сам факт существования положительного решения $\tilde{\varphi}^* \in \tilde{R}_D^\infty$ уравнения (8), ибо, по определению констант (5), (6), для всякого такого решения будет

$\tilde{\lambda}=\lambda=1$ и всякое решение уравнения (8), как отмечено в [1], не зависит от E в пределах групп. Но он вытекает из очевидных оценок:

$$0 < \underline{\Sigma}_n^i \leq \bar{\Sigma}_n^i \leq \tilde{\Sigma}_n^i < \infty, \quad 0 < \underline{\omega}_n^{ij} \leq \bar{\omega}_n^{ij} \leq \tilde{\omega}_n^{ij} < \infty, \quad (9)$$

справедливых в условиях 3.1[2] для всяких положительных решений $\varphi \in \tilde{R}_D^\infty$, $\tilde{\varphi}^* \in \tilde{R}_D^\infty$ уравнений (7), (8), где $\underline{\Sigma}_n^i$, $\bar{\Sigma}_n^i$, $\underline{\omega}_n^{ij}$, $\bar{\omega}_n^{ij}$ не зависят от $\tilde{\varphi}^*$. Действительно, пусть $\underline{\Sigma}(r, E)$, $\bar{\Sigma}(r, E)$, $\underline{\omega}(r, E \rightarrow E')$, $\bar{\omega}(r, E \rightarrow E')$ - функции, совпадающие с константами $\underline{\Sigma}_n^i$, $\bar{\Sigma}_n^i$, $\underline{\omega}_n^{ij}$, $\bar{\omega}_n^{ij}$ в пределах соответствующих зон и групп и пусть \underline{L}^* , \bar{L}^* , \underline{K}^* , \bar{K}^* - операторы \tilde{L}^* , \tilde{K}^* с коэффициентами $\underline{\Sigma}$, $\bar{\Sigma}$, $\underline{\omega}$, $\bar{\omega}$. Операторы $\underline{A}^* = \underline{L}^* \underline{K}^*$, $\bar{A}^* = \bar{L}^* \bar{K}^*$ обладают свойствами оператора $\hat{K}^* \hat{L}^*$, перечисленными в теореме 9.2. [2] и в частности, они имеют (единственные) положительные собственные значения $\underline{\lambda}$, $\bar{\lambda}$, соответствующие положительным решениям φ^* , $\bar{\varphi}^* \in \tilde{R}_D^\infty$ уравнений $\underline{\lambda} \varphi^* = \underline{A}^* \varphi^*$, $\bar{\lambda} \bar{\varphi}^* = \bar{A}^* \bar{\varphi}^*$. Поскольку, далее

$$\underline{A}^* \tilde{\varphi}^* \leq \tilde{A}^* (\tilde{\varphi}^*) \tilde{\varphi}^* \leq \bar{A}^* \tilde{\varphi}^* \quad \forall \tilde{\varphi}^* > 0, \quad \tilde{\varphi}^* \in \tilde{R}_D^\infty, \quad (10)$$

то \underline{A}^* , \bar{A}^* - линейные миноранта и мажоранта оператора $\tilde{A}^*(\tilde{\varphi}^*)$, удовлетворяющие условиям теоремы 5.10 работы [3], откуда

$$\underline{\lambda} \leq \tilde{\lambda} \leq \bar{\lambda}, \quad \underline{\alpha} \varphi^* \leq \tilde{\alpha} \tilde{\varphi}^* \leq \bar{\alpha} \bar{\varphi}^*, \quad 0 < \underline{\alpha}, \bar{\alpha} < \infty, \quad (11)$$

что и требовалось установить. Таким образом, существование положительного решения задачи (3)-(6) в условиях 3.1[2], т.е. в условиях теплового движения ядер, доказано. Обратимся теперь к рассмотрению свойств этой задачи в условиях 22.1 [2], т.е. в условиях неподвижных ядер. Здесь в качестве $\underline{\Sigma}_n^i$, $\underline{\omega}_n^{ij}$ ($\bar{\Sigma}_n^i$, $\bar{\omega}_n^{ij}$) опять можно выбрать существенные минимумы (максимумы) по $r \in G_n$, $\Omega \in V_\Omega$ выражений

$$\frac{\int_{E_{i-1}}^{E_i} dE \Sigma(r, E) \varphi(r, E, \Omega)}{\int_{E_{i-1}}^{E_i} dE \varphi(r, E, \Omega)},$$

$$\frac{\int_{E_{i-1}}^{E_i} \int_{\Omega'} \varphi \int_{E_{j-1}}^{E_j} dE \omega(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)}{\int_{E_{i-1}}^{E_i} \int_{\Omega'} \varphi \int_{E_{j-1}}^{E_j} dE} ,$$

существование которых вытекает из результатов [2], так что различие будет лишь в оценках ω_n^{ij} в зоне $V \setminus V_f$, где $\omega_n^{ij} \geq 0$, но например, $\omega_n^{ii} > 0$. Это различие не является однако существенным, ибо можно показать, что свойство u_0 -положительности миноранты \underline{A}^* с элементом $u_0 = T^* \chi > 0, \chi \equiv 1$ при этом сохраняется:

$$\alpha(g)u_0 \leq (\underline{A}^*)^3 g \leq \beta(g)u_0 \quad \forall g \in L_D^\infty, g \geq 0,$$

где $\alpha(g), \beta(g) > 0$ для всякой ненулевой функции $g \geq 0$, и поэтому опять справедливы оценки (10), (11). Теорема доказана полностью.

Список литературы

1. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
2. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. М.: Атомиздат, 1973.
3. Красносельский М.А. Положительные решения операторных уравнений. М.: Наука, 1962.

Статья поступила в редакцию 17 августа 1988 г.

МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ
ДЛЯ СТАНДАРТНОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Б.Е.Духминский, Ю.С.Лютостанский, В.И.Ляшук, И.В.Панов

THE NEUTRON TRANSPORT MODEL FOR A STANDARD NUMERICAL EXPERIMENT. The neutron transport calculation algorithms in complex composition media with a predetermined geometry are realized by the multigroups representations within Monte-Carlo methods in the MAMONT code. The code grade was evaluated with benchmark experiments comparison. The neutron leakage spectra calculations in the spherical-symmetric geometry were carried out for iron and polyethylene. The MAMONT code utilization for metrological furnishes of the geophysics tasks is proposed.

The code is orientated towards neutron transport and secondary nuclides accumulation calculations in blankets and geophysics media.

В настоящее время различные методы математического моделирования нейтронных полей [1,2] реализованы в ряде известных программ, большинство которых ориентировано на решение специальных задач и опирается на разнообразие представления ядерных данных различных библиотек.

Для решения широкого класса задач переноса излучения в средах сложного элементного состава методом Монте-Карло создана программа MAMONT (Математическое Моделирование Нейтронных Траекторий) [3], в которой реализован групповой подход к описанию энергии нейтронов и сечений реакций. Предусмотрено введение произвольного количества элементов с использованием ядерных констант различных библиотек. Варьирование геометрии в широких пределах (например, многослойные сферические и цилиндрические геометрии, их предельные случаи) осуществляется отдельным программным модулем. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и другими теоретическими значениями.

В программе МАМОНТ (являющейся развитием программы МОКАЛС, разработанной для решения геофизических задач [4]) моделирование переноса нейтронов реализуется алгоритмами локальных оценок взаимодействия нейтронов с ядрами среды, т.е. разложением потока нейтронов в ряд Неймана по кратностям рассеяния. Процессы с малой вероятностью учитываются соответствующим изменением статистического веса. Моделирование истории нейтрона производится до достижения задаваемой пороговой энергии. Диффузия учитывается в односкоростном приближении.

Анизотропия упругого рассеяния представлена в P_8 -приближении. Неупругое рассеяние учитывается возбуждением на один из уровней дискретного спектра или в континуум. При возбуждении в континуум полагается, что уровни распределены с плотностью:

$$P(E, N, Z) = \left[\sqrt{\pi} / (12\alpha^{1/4} E^{5/4}) \right] \exp \left[2(\alpha E)^{1/2} \right],$$

где E - энергия возбуждения ядра; N и Z - число нуклонов и заряд соответственно; α - параметр плотности состояний.

Оценку качества программы принято проверять, воспроизводя базовые интегральные эксперименты [6]. Для сопоставления расчетных дифференциальных характеристик исследуемых веществ с экспериментальными в широком интервале энергетического спектра особый интерес представляют экспериментальные спектры утечки нейтронов из сфер различного материала.

Для сравнения с экспериментальными результатами работы [5] произведен расчет спектров нейтронного излучения, выходящего из железных шаров различного радиуса, от источника (^{252}Cf) мощностью $1 \cdot 10^9$ н/с, помещенного в центре шара. При расчетах по программе МАМОНТ групповое усреднение производилось по максвелловскому спектру с эффективной ядерной температурой $T=1,402$ МэВ. Источник полагался точечным и изотропным. Спектры нейтронов утечки представлены на рис.1 [6]. Средние относительные погрешности рассчитанных по программе МАМОНТ групповых значений спектров по отношению к экспериментальным при уменьшении энергии от 14,8 до 0,45 МэВ имеют значения -19 и -29% для радиусов 10 и 20 см соответственно. Средние погрешности значений спектров, полученных по программе РОЗ (версия 6.3) в диапазоне энергий от 10,5 до 0,4 МэВ, составляют -50 и -52% для тех же радиусов.

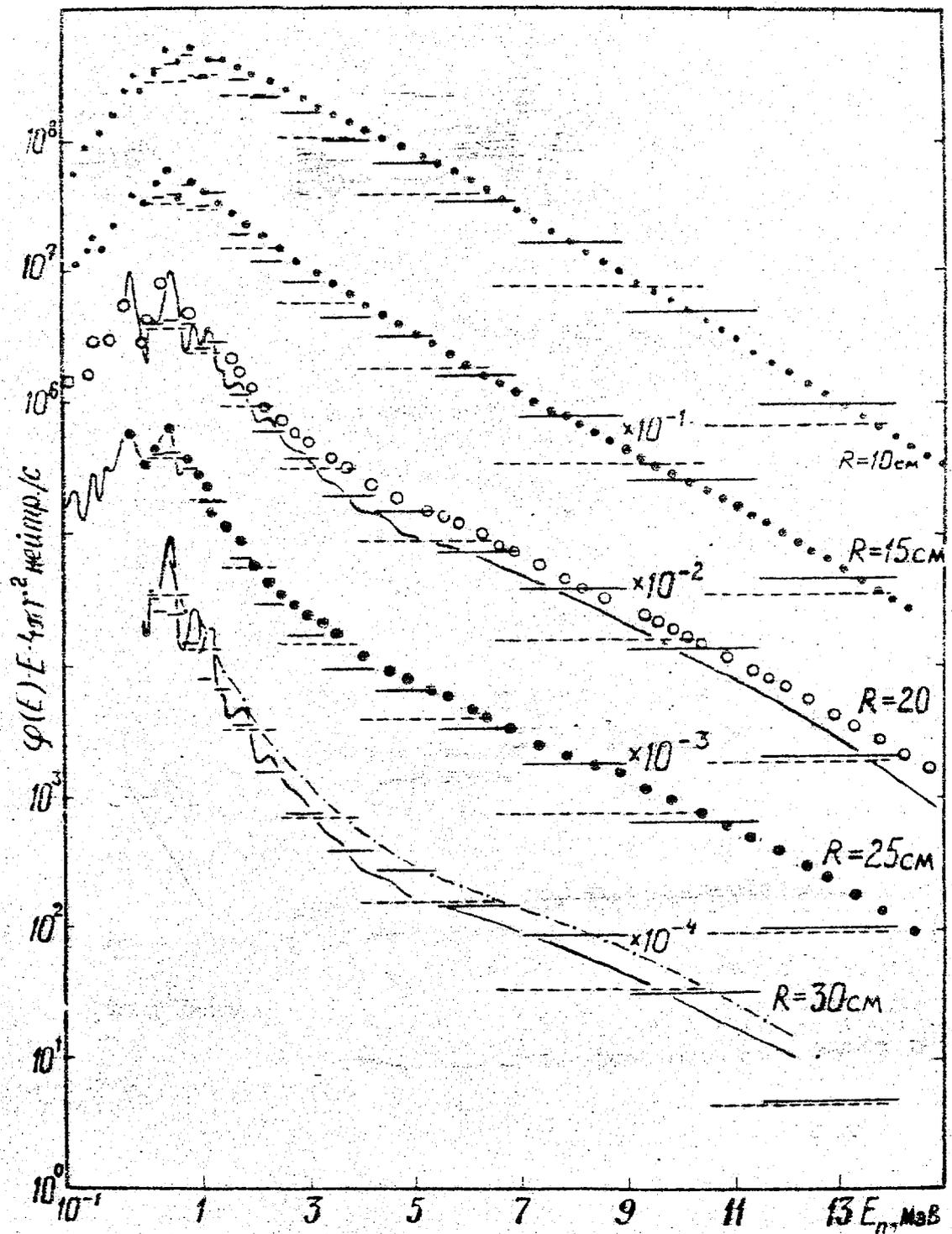


Рис. 1. Спектры нейтронного излучения, выходящего из железных шаров с радиусами 10, 15, 20, 25, 30 см; отрезки сплошной линией - расчет по МАМОНТ; — — — — — расчет по РОЗ; сплошная волнистая линия - расчет по ANISN; ●, ○ — эксперимент

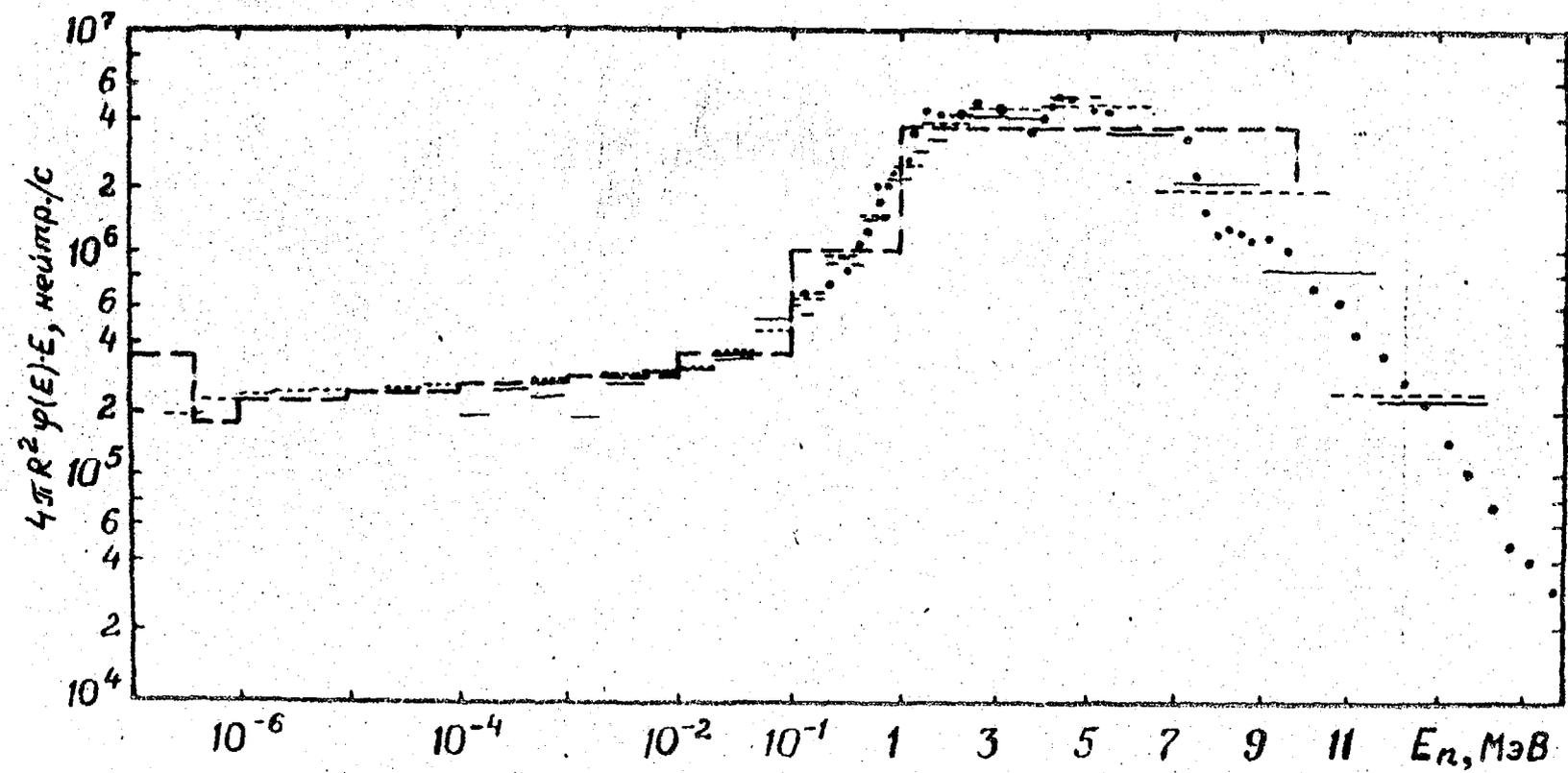


Рис.2. Спектры нейтронного излучения, выходящего из полиэтиленового шара ($R=30$ см); отрезки сплошной линией - расчет по программе МАМОНТ; отрезки пунктирной линией - расчет по программе РОЗ; о и гистограмма пунктиром - эксперимент

Выполнен расчет спектров утечки нейтронов из полиэтиленовых сфер, в центре которых расположен такой же точечный калифорниевый источник (см. рис.2).

В этих расчетах энергетический спектр нейтронов при энергиях от тепловой до 14,8 МэВ представлен 38 группами. Для быстрых нейтронов использованы данные библиотеки B-2 [4], ориентированной по элементному составу на геофизические среды, для энергий меньше 0,1 МэВ использованы константы библиотеки БНАБ. Для удобства геофизических сопоставлений в программе рассчитывается ряд функционалов, характеризующих замедление, диффузию и поглощение нейтронов: среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении, время замедления, среднее число столкновений при замедлении, возраст нейтронов, плотность замедления, квадрат длины диффузии, длина поглощения при диффузии, среднее время жизни до поглощения, проницаемости слоев, спектры утечки за пределы слоя, потоки через заданную поверхность, поглощение нейтронов в слое. Из сопоставления расчетов спектров утечки по различным программам (POB, ANISN, SORS) следует адекватность программы поставленным задачам. Среди возможных приложений программы МАМОНТ следует упомянуть метрологические геофизические задачи. При разработке ядерных способов оценки состава и свойств геофизических сред помимо стандартов состава, стандартных измерительных приборов важную роль начинают играть стандартные расчетные программы, опирающиеся на известные файлы оцененных ядерных данных [7].

Программа применима для расчетов переноса нейтронов и образования вторичных нуклидов в различных конструкциях и составах бланкетов и геофизических сред.

Список литературы

1. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М.:Атомиздат, 1978.
2. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1971.

3. Ачкасов С.К., Лухминский Б.Е., Лютоостанский Ю.С. и др. Расчет функционалов нейтронных полей методом Монте-Карло (программа МАМОНТ): Препринт ИТЭФ-6. М., 1986.
4. Галимбеков Д.К., Лухминский Б.Е. Вычислительный эксперимент Монте-Карло в рудной ядерной геофизике // Всесоюзное совещание "Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск, 1985. С. 336.
5. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений: Справ.руководство / Под ред. Л.А.Трыкова. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 116,158.
6. Ачкасов С.К., Кочевалин Ю.В., Лухминский Б.Е. и др. Сопоставление расчетов переноса нейтронов с базовыми интегральными экспериментами: Препринт ИТЭФ-49. М., 1988.
7. Butler Y., Clarton G.G. A new philosophy for calibrating oil well logging//Proceeding of 25-th Symposium of Soc. of Professional Well Log Analysts. New-Orlean, 1984. P.000.

Статья поступила в редакцию 4 ноября 1988 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
BE		SCT	FBI	EXPT	1.0-1		33	GLAZKOV+ T(SAMPL)=95K, SIG DA/DE, GRPH
N	015	TOT	FBI	EVAL	1.0-5	2.0+7	39	BADIKOV+ ANALYTIC APPROX, SIG(E), TBL
N	015	SIN	FBI	EVAL	5.0+6	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	DIN	FBI	EVAL	5.0+6	2.0+7	39	BADIKOV+ CALC, 11 LVLS, EXCIT FNS, GRPH
N	015	N2N	FBI	EVAL	1.1+7	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	NP	FBI	EVAL	9.0+6	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	ND	FBI	EVAL	9.0+6	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	NT	FBI	EVAL	1.0+7	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	NA	FBI	EVAL	1.0+7	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	NNP	FBI	EVAL	1.1+7	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
N	015	NNA	FBI	EVAL	1.2+7	2.0+7	39	BADIKOV+ MDL CALC, SIG(E), GRPH
SE	074	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=82+-10 MB, CFD
SE	076	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=39+-8MB
SE	078	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=19+-4MB
CD	108	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=74+-15 MB
CD	110	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=51+-10 MB
CD	112	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=36+-8 MB
CD	106	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=103+-13 MB, CFD
CD	114	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=30+-3 MB, CFD
TE	120	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=115+-14 MB, CFD
TE	122	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=65+-8 MB
TE	124	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=36+-5 MB
TR	126	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=21+-3 MB
GD	154	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=446+-90 MB
GD	152	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=1.0+-0.3 B, CFD
DY	156	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=544+-70 MB, CFD
ER	162	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=253+-30 MB, CFD
ER	164	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=138+-15 MB, CFD
ER	170	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=31+-4 MB, CFD
ER	164	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=144+-16 MB
ER	166	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=89+-10 MB
ER	168	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=53+-7 MB
YB	170	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=181+-40 MB
YB	172	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=81+-15 MB
YB	174	NG	RI	EVAL	5.0+5		II	TROFIMOV. SYSTEMATIC, SIG=39+-8 MB
YB	176	NG	RI	EXPT	5.0+5		II	TROFIMOV. VDG, ACT, SIG=19+-2 MB, CFD
BI	209	NEW	FBI	EXPT	1.4+7		19	DEVKIN+ TOP, N-SPRC, ANGLIST, GRPH, CFD
TH	232	NEW	FBI	THEO	3.6+7		60	DOVBERKO+ MDL CALC, SIG, AVG EN, TBL
TH	232	PEW	FBI	THEO	3.6+7		60	DOVBERKO+ MDL CALC, SIG, AVG E-P, TBL
TH	232	NEG	FBI	THEO	3.6+7		60	DOVBERKO+ MDL CALC, SIG, AVG EG, TBL
TH	232	AEM	FBI	THEO	3.6+7		60	DOVBERKO+ MDL CALC, SIG, AVG E-ALF, TBL
TH	232	N2N	FBI	THEO	6.0+6	2.4+7	60	DOVBERKO+ MDL CALC, SIG(E), AV EN, GRPH
TH	232	N2N	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ CALC, N2N, N2N, N2N, S(E), GRPH
TH	233	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ PARAM EMIS N, P, G, A, FIS, TBL
TH	232	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ PARAM EMIS N, P, G, A, FIS, TBL
TH	232	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ PARAM EMIS N, P, G, A, FIS, TBL
TH	230	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ PARAM EMIS N?P?G?A?FIS, TBL
TH	229	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ LDL-PARAM EMIS N, P, G, A, TBL
TH	228	LDL	FBI	THEO	1.0+7	5.0+7	60	DOVBERKO+ LDL-PARAM EMIS N, P, G, A, TBL
U	235	NUD	FBI	EXPT	MAFW		27	MAKSYUTENKO+ G-W, HE3-DRT, N-SPRC, GRPH
U	238	NPY	MLP	EVAL	3.9+6	7.1+6	71	BOBKOV+ CALC, F-FRAG YLD, TBL, CFD EXPT
PU	239	NPY	MLP	EVAL	7.9+6		71	BOBKOV+ CALC, F-FRAG YLD, TBL, CFD EXPT

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Редакция обращает Ваше внимание на необходимость использования в публикациях в качестве опорных величин современных стандартных или рекомендованных ядерных данных.

В противном случае применение опорных данных следует обосновать.

Технический редактор Н.П.Герасимова
Корректор Н.А.Борзова

Подписано к печати 27.06.1989 г. ТБ-02758 Бумага писчая № 1
Офсетная печать Усл.п.л. 8,5 Уч.-изд.л. 5,7 Тираж 355 экз.
Цена 4 руб. Индекс 3645 14 статей Заказ тип. № 755

Отпечатано на ротапинтере.
249020 г.Обнинск Калужской обл., ФЭИ

УДК 681.142.5:539.1.07

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ВИСМУТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ, БОМБАРДИРУЕМОЙ ПРОТОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ/В.Д.Казарицкий, Н.В.Степанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.3-10.

Метод эффективных пороговых сечений используется для описания потоков нейтронов в физике реакторов деления и защиты от излучений. В настоящей работе этот метод сформулирован для принципиальной новой задачи - оценки интегральных потоков излучений, сопровождающих конверсию пучка высокоэнергетических протонов в массивной мишени. Расчеты выполнены методом Монте-Карло. Получены эффективный порог $E_{эф}$ и эффективное сечение деления $\sigma_{ф,эф}$ для ядер висмута, который рассматривается как материал для пороговых детекторов. Спектр излучения мишени оценивался с помощью статистического моделирования межъядерных каскадов частиц. Показано, что в случае мишеней, представляющих интерес для интенсивной генерации нейтронов под действием протонов промежуточной энергии, значения $E_{эф}$ и $\sigma_{ф,эф}$ практически не зависят от материала мишени и слабо меняются с энергией пучка (рис.2, список лит. - 11 назв.)

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЧЕТЫРЬМИ ИЗОТОПАМИ Se , Cd , Gd , Te , Dy , Er ПРИ ЭНЕРГИИ 0,5 МэВ/Д.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.11-18.

Проведена расчетно-экспериментальная проверка зависимости сечения радиационного захвата нейтронов ядер от параметра нейтронного избытка $[(N-Z)/A]$. Методом активации измерены сечения радиационного захвата нейтронов дефицитных ядер ^{74}Se , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{162}Er и ^{168}Yb при энергии нейтронов 0,5 МэВ. На основе изотопической зависимости проведена оценка аналогичных сечений ядер $^{76,78}Se$, $^{108,110}Cd$, $^{122,124,126}Te$, ^{164}Gd , $^{164,166}Er$, ^{168}Er , $^{170,172,174}Yb$, для которых в настоящее время информация отсутствует (рис.1, табл.4, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.125.5.164

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $n + {}^{209}Bi$ ПРИ ЭНЕРГИИ 14 МэВ/В.В.Давкин, В.В.Журавлев, М.Г.Кобозев, В.П.Лунов, А.А.Лычагин, С.П.Симаков, В.А.Талалаев, Н.Н.Титаренко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. 2, с.19-27.

На спектрометре по времени пролета на базе нейтронного генератора ИГ-0,3 измерены спектры вторичных нейтронов из реакции $n + {}^{209}Bi$ при энергии 14 МэВ. Дается краткое описание параметров спектрометра и методики проведения эксперимента. Полученные результаты анализируются с учетом вклада равновесных и прямых процессов. Показано, что в рамках такого подхода удается воспроизвести основные особенности наблюдаемых энергетических и угловых распределений вторичных нейтронов. (рис.3, табл. 1, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.173.4.162.3

СПЕКТРЫ ЗАПАДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ БРОМА И
ЙОДА/Б.П.Максютенко, С.В.Игнатъев, Ю.Ф.Балакшев. - Вопросы атомной
науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.27-33.

Из экспериментальных данных, полученных двухмерным методом,
восстановлены спектры западывающих нейтронов от предшественников
брома-87, 88, 89 и йода-137, 138 при делении урана-235 тепловыми
нейтронами. Рассчитаны их средние энергии и относительные выходы
(рис.2, табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.125.5.17

ДВАЖДЫ-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА БЕРИЛЛИИ/
Ю.П.Глазков, Ю.В.Лисичкин, А.А.Туманов, В.И.Ионкин, Ф.П.Раскач. -
Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989,
вып.2, с.33-38.

На времяпролетном спектрометре ДИИ-1М измерены абсолютные дважды-
дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с начальной энергией
 $E_0 = 105$ МэВ на поликристаллическом бериллии при температуре
 $T = 95 \pm 5$ К на углы рассеяния $38,6^\circ$; $45,2^\circ$; $70,6^\circ$; $85,1^\circ$; $96,5^\circ$;
 $109,5^\circ$; $123,7^\circ$. Экспериментальные данные сравниваются с расчетом
в некогерентном, гармоническом, гауссовском приближениях для двух
моделей спектра частот нормальных колебаний бериллия с учетом раз-
решения спектрометра (рис.4, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПА ^{15}N / С.А.Бадиков, А.И.Влохин,
Н.Н.Булеева, А.Г.Гусейнов, В.С.Мастеров, В.Г.Проняев, Н.С.Работнов,
Н.Н.Титаренко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные
константы, 1989, вып.2, с.39-51.

Приводится краткое описание файла нейтронных данных изотопа ^{15}N ,
отличающегося очень малым сечением радиационного захвата и высокими
порогами реакций с испусканием заряженных частиц. Оценка полного
сечения проведена на основании имеющихся экспериментальных данных,
остальные сечения оценены расчетным путем с использованием оптиче-
ской модели. Для полного сечения наряду с поточечным заданием приво-
дятся параметры аналитической аппроксимации во всем интервале оценки
 10^{-5} эВ - 20 МэВ. Большинство результатов оценки представлено в гра-
фической форме (рис.4, табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.4

СОГЛАСОВАННОСТЬ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ОЦЕНОК И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ХРОМА, ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ/А.И.Блохин, В.И.Голубев, А.В.Игнатки, М.Н.Николаев, В.Г.Проняев, А.М.Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.52-59.

Дается краткое описание особенностей новой версии файлов оцененных нейтронных сечений для хрома, железа и никеля. Приводится сравнение результатов интегральных экспериментов на урановых критсборках с разными концентрациями хрома, железа и никеля и измерений сечений увода нейтронов под порог деления урана-238 с расчетными величинами для разных библиотек оцененных нейтронных данных (рис.1, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.17.01

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{232}\text{Th}(n, xn)$ И ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ТОРИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 10 - 50 МэВ/А.Г.Довбенко, Ю.Н.Лубин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.60-71.

На основе статистической теории ядерных реакций рассчитаны функции возбуждения реакций $^{232}\text{Th}(n, xn)$, спектры эмиссии нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов при энергии налетающих частиц до 50 МэВ. Определены выходы различных изотопов тория, в частности ^{228}Th , для спектров, соответствующих двум мишеням электроядерного реактора. Расчеты сравниваются с экспериментальными данными (рис.1, табл.6, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173.8

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МАССОВЫХ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ/Е.Ю.Бобков, О.И.Воронина, В.М.Живун, А.В.Колдобский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.71-84.

В работе предложен расчетный метод прогнозирования массовых выходов продуктов деления тяжелых ядер нейтронами. В основе его лежат известные полуэмпирические методы, использующие единую аппроксимацию массовых выходов на всем интервале их масс. Выводятся необходимые аналитические соотношения для расчета массовых выходов продуктов деления. Изложенный метод применим для прогнозирования массовых выходов продуктов деления тяжелых ядер в интервале масс 227-251 и интервале энергий делящих нейтронов 0-15 МэВ. Для отдельных процессов деления были рассчитаны массовые выходы. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает их хорошее согласие (табл.4, список лит. - 10 назв.).

УДК 519.251.8

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ НЕСОГЛАСОВАННЫХ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ ДВУХ СТАТИСТИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ/Ю.Ф.Яборов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.85-93.

Рассматривается методика оценки n неравноточных, несогласованных данных, т.е. заданных наборов $\{x_i, \sigma_i\} / i=1, \dots, n /$ и не удовлетворяющих χ^2 -критерию. Предлагается провести выявление K рассогласующих данных, которые подвергаются затем проверке согласно процедуре Рознера для выявления аномальных экстремальных значений (АЭЗ). На основе двух вышеуказанных статистических критериев делается вывод о возможной причине рассогласования и решается вопрос об исключении некоторых рассогласующих данных из дальнейшей обработки, либо об их включении, но с увеличенными погрешностями $\{\sigma_k\}$, получаемыми согласно указанному алгоритму для выполнения χ^2 -критерия. Методика может быть использована при обработке и оценке данных в различных областях науки и техники (табл.1, список лит. - 17 назв.).

УДК 539.170:681.3.06

СНС - ПРОГРАММА РАСЧЕТА СОПРЯЖЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ОПРЕДЕЛЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ В ФОРМАТЕ ENDF/B/И.Л.Рахно, А.В.Куликовская. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.94-99.

Описаны характеристики программы расчета сопряженных нейтронных сечений на основе детальной энергетической зависимости нейтронных сечений, энергетических и угловых распределений, а также алгоритм, лежащий в ее основе. Рассчитываемые сопряженные сечения предназначены для решения неоднородного сопряженного уравнения Больцмана методом Монте-Карло (список лит. - 16 назв.).

УДК 539.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСФОРМАЦИИ СПЕКТРОВ ЗАХВАТНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЯЖЕЛЫХ СРЕДАХ/Л.А.Трыков, Ю.И.Колесатов, В.П.Семенов. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.100-113.

Экспериментально исследовано прохождение захватного гамма-излучения, индуцированного тепловыми нейтронами, через тонкие и толстые плоские слои: алюминия, титана, железа, никеля и свинца. Измерения спектров утечки гамма-излучения выполнены спинтилляционным спектрометром с кристаллом стибьена. Исследования подтвердили корректность измерений и надежность экспериментальных данных. Обнаружены значительные расхождения экспериментальных и расчетных спектров утечки гамма-излучения из толстых слоев железа и свинца, что подтверждает ранее полученные результаты для шаровых макетов. Значительные расхождения между экспериментальными и расчетными спектрами утечки из толстых слоев железа и свинца, возможно, обусловлены неточностью констант, связанных с прохождением гамма-излучения или недостаточной корректностью описания процесса переноса гамма-излучения в расчетах (рис.4, табл.4, список лит. - 6 назв.).

УДК 519.9:621.039.51.12

К ТЕОРИИ МНОГОГРУППОВОГО МЕТОДА/Б.Д.Абрамов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.113-117.

В работе рассмотрены некоторые вопросы математического обоснования многогруппового метода в теории переноса нейтронов. Показано, в частности, что при выполнении обычных условий нелинейная система уравнений метода групп всегда имеет нетривиальное решение (список лит. - 3 назв.).

УДК 539.125.523.43

МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ СТАНДАРТНОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА/В.Е.Лухминский, Ю.С.Дюгостанский, В.И.Ляшук, И.Б.Панов.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.2, с.118-123.

В рамках метода Монте-Карло алгоритмы расчета переноса нейтронов в средах сложного состава с заданной геометрией реализованы в программе МАМОНТ в многогрупповом представлении. Качество работы программы оценивалось из сопоставления с базовыми интегральными экспериментами. Приведены расчеты спектров нейтронов утечки в сферически-симметричной геометрии для железа и полиэтилена. Предложено применение программы МАМОНТ для метрологического обеспечения геофизических задач. Программа ориентирована для расчетов переноса нейтронов и образования вторичных нуклидов в бланкетах и геофизических средах (рис.2, список лит. - 7 назв.).

