

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

1

1993

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. Толстик, 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, В. Д. Марковский, Б. Г. Рязанов, В. П. Семенов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов,
А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. Возяков

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 1

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва

*Издается с 1971 г.

1993 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Абрамов А.И. О работе комиссии по ядерным данным	3
Чечев В.П. Центр радионуклидных данных (задачи и проблемы получения наиболее достоверных ядерно-физических характеристик радионуклидов и радиационно-физических параметров радионуклидных источников)	5
Давлетшин А.Н., Теплов Е.В., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. Сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{232}Th и ^{197}Au в интервале энергий 0,37-1 МэВ	13
Трофимов Ю.Н. Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,5-2,2 МэВ для четных изотопов неодима	17
Беланова Т.С. Оценка тепловых сечений и резонансных интегралов изотопов протактиния, америция, кюрия и берклия	22
Симаков С.П. Обзор измерений спектров нейтронов утечки из сферическихборок с источниками нейтронов $T(d,n)$ и ^{252}Cf	43

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Варламов В.В., Ефимкин Н.Г., Ишханов Б.С., Салуненко В.В. Оценка сечений фотоядерных реакций с помощью метода редукции в условиях значительных систематических погрешностей	52
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172

О РАБОТЕ КОМИССИИ ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

*А.И.Абрамов**Физико-энергетический институт, Обнинск*

THE ACTIVITY OF NUCLEAR DATA COMMISSION. The information about regular conference of Nuclear Data Commission is presented which place taken in Obninsk, FEI, 22 December 1992.

22 декабря 1992 г. в Обнинске после долгого перерыва состоялось очередное совещание Комиссии по ядерным данным (КЯД).

Как известно, этот орган был создан в 60-х годах для координации работ по ядерным данным (измерения, расчеты, оценка и др.), проводимых во всех республиках существовавшего тогда Советского Союза. В течение прошедших лет КЯД сделала немало полезного. На основании анализа общей ситуации проблемы ядерных данных Комиссия периодически выносила рекомендации об усилении работ по наиболее актуальным направлениям, поддерживала их как морально, так и материально, затем организовывала обсуждение полученных результатов. В качестве одного из конкретных примеров можно вспомнить ажиотаж в середине 60-х годов, связанный со значениями параметра "альфа" для плутония-239. Тогда по рекомендациям КЯД были организованы серии контрольных измерений в различных институтах, последующее сопоставление их результатов в немалой степени послужило уточнению значений этой важнейшей величины, определяющей перспективность всего направления ядерной энергетики с использованием реакторов на быстрых нейтронах. КЯД постоянно уделяла пристальное внимание развитию экспериментальной базы, в первую очередь - созданию новых перспективных источников нейтронов, таких как изохронный циклотрон в Киеве, нейтронная мишень на линейном ускорителе электронов в Харькове, реакторы ИБР в Дубне, линейный ускоритель во ВНИИЭФ, реактор ПИК в Санкт-Петербурге и многие другие. Для решения более конкретных вопросов при КЯД были созданы и эффективно работали координационные советы по нейтронным и по не-нейтронным ядерным данным, по тестировке ядерных данных и созданию систем многогрупповых констант. Вся практическая работа по компиляции и обработке ядерных данных проводилась и проводится в действующих под эгидой КЯД центрах в различных городах страны. Одним из основных итогов этой работы стало создание национальной библиотеки оцененных ядерных данных БРОНД, которая занимает достойное место среди других национальных и региональных библиотек, таких как американская ENDF, японская JENDL, европейская JEF и других. КЯД осуществляет широкое международное сотрудничество. С 1963 г. ее представители регулярно участвуют в работе Международного комитета по ядерным данным при МАГАТЭ, центры ядерных данных на регулярной основе осуществляют обмен информацией с другими аналогичными центрами в различных странах мира. Все это вместе взятое обеспечивает в значительной мере потребности различных учреждений страны в надежных и современных ядерных данных.

После развала бывшего Союза и перехода к так называемым рыночным отношениям отдельные специалисты высказывали сомнения в необходимости продолжения деятельности КЯД: мол, не до того сейчас! Но ведь именно в период общей неустойчивости особенно важно осуществлять координацию усилий, обмен опытом существования в новых условиях, взаимную помощь и поддержку. Поэтому вполне закономерно возрождение деятельности КЯД в новых формах.

К тому же, как показывает практика, вопрос о потребностях в ядерных данных продолжает оставаться актуальным и в наши дни, так как появление новых направлений работ выдвигает свои специфические требования к новым категориям данных, к детализации информации о них. Некоторые из этих вопросов были рассмотрены на последнем совещании КЯД. Так, в сообщениях Н.С.Работнова и Б.Д.Кузьмина

рассматривались потребности в ядерных данных для развития работ по трансмутации долгоживущих ядерных отходов. В докладе В.Н.Манохина рассматривалась аналогичная проблема по отношению к демонтажу отработавших свой срок ядерных реакторов. Очень важной задачей в настоящее время является аттестация ядерных данных и доведение их до уровня Государственного стандарта. Эта проблема в приложении к системам многогрупповых констант и создания Национальной библиотеки рекомендованных ядерных данных была изложена в сообщении М.Н.Николаева. Совещание заслушало также информацию В.П.Чечева об организации и проведении работ по радионуклидным (ядерным и радиационным) данным в Радиевом институте (Санкт-Петербург) и о ходе работ в ОИЯИ по созданию нового современного источника нейтронов.

По всем обсуждавшимся вопросам были приняты соответствующие решения. В частности, была образована специальная комиссия, которой было поручено выработать предложения по программе создания базы данных для проблемы трансмутации радиоактивных отходов. Другое важное решение КЯД было направлено на реорганизацию ее внешних связей с МАГАТЭ, бывшими республиками СССР и с другими странами.

В настоящее время руководством КЯД подготовлен проект нового положения о Комиссии, в соответствии с которым она должна будет изменить свой статус, превратившись в Комиссию по ядерным данным Министерства Российской Федерации по атомной энергии. Предусматривается также значительное упрощение процедуры рутинной работы КЯД при сохранении всех основных направлений ее фактической деятельности. Более того, предполагается расширить активность по информированию широких кругов научной общественности о деятельности КЯД и о ее возможностях. В этой связи следует отметить установление контакта между КЯД и Международной общественной организацией - Ядерным обществом, что также нашло отражение в проекте нового положения.

Следующее совещание КЯД намечено провести в мае 1993 г., на котором, в частности, будут рассмотрены проекты Положения о КЯД и ее составе. В дальнейшем работа Комиссии будет проводиться регулярно, что должно плодотворно сказаться на всей деятельности в по ядерным данным в нашей стране.

УДК 539.163

ЦЕНТР РАДИОНУКЛИДНЫХ ДАННЫХ
(задачи и проблемы получения наиболее достоверных значений
ядерно-физических характеристик радионуклидов и радиационно-физических
параметров радионуклидных источников)

В.П.Чечев

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

CENTER OF RADIONUCLIDE DATA. The information about Center of Radionuclide Data organized in the Radium Institute named after V.G.Khlopin is given. The Center activity trends and tasks are considered. Technology of evaluated data on radionuclide decay and radiation is paid attention to.

Задачи и направления работы Центра радионуклидных данных

В НПО Радиевый институт им.В.Г.Хлопина в этом году начинает работу отраслевой Центр радионуклидных (ядерных и радиационных) данных (сокращенное наименование: Центр радионуклидных данных, условное наименование: Центр-ЯРД). Функции Центра-ЯРД выполняет научно-исследовательская лаборатория прикладной ядерной спектрометрии и радиометрии, входящая в состав изотопного отдела НПО "Радиевый институт им.В.Г.Хлопина". Функционально Центр-ЯРД связан с центрами ядерных данных Минатома РФ (нейтронных - ФЭИ, не-нейтронных - РИЦ "Курчатовский институт"), Центром данных Петербургского Института ядерной физики и с Государственной службой стандартных справочных данных - через головной отраслевой Центр ССД в ЦНИИАтоминформе.

Основным направлением деятельности Центра-ЯРД является создание машинного банка данных по свойствам распада радионуклидов и параметрам стандартных радионуклидных источников, уточнение указанных данных в результате проводимой оценки и необходимых измерений, выработка рекомендованных данных с целью обеспечения предприятий отрасли достоверными справочными данными о свойствах распада применяемых на практике радионуклидов и параметрах широко используемых радионуклидных источников.

Предполагается, что работу Центра радионуклидных данных будут осуществлять 10 сотрудников, подразделенных соответственно двум направлениям деятельности Центра на группы обслуживания базы данных ядерно-физических характеристик радионуклидов (БД ЯФХ) и базы данных радиационно-физических параметров радионуклидных источников (БД РФП). Хотя первоочередной задачей Центра является обработка имеющихся данных, в случае отсутствия или недостаточной точности опубликованных результатов измерений Центр планирует проводить собственные измерения ЯФХ радионуклидов наряду с измерениями РФП образцовых радионуклидных источников. Критерием для постановки задачи на проведение измерений по уточнению ЯФХ мы считаем случай, когда погрешности оцененных значений ЯФХ превышают 5% (для доверительной вероятности $P=0,95$) или когда имеет место расхождение в результатах опубликованных экспериментальных работ, превышающее 10%, не объясняемое заявленными авторами погрешностями измерений. Наиболее часто уточнения требуют квантовые выходы (абсолютные интенсивности в процентах распадов) рентгеновского характеристического и гамма-излучения. Измерения с целью уточнения этих величин можно проводить независимо, либо в рамках международных сличений и сотрудничества с последующей переоценкой ранее рекомендованных значений ЯФХ.

Использование специалистами атомной энергетики и производства изотопной продукции неточных или разнородных ядерных и радиационных данных приводит к получению недостоверных результатов при применении радионуклидных источников, анализах радиоактивной загрязненности внешней среды, контроле технологических процессов атомной энергетики, создает трудности при сертификации радионуклидной продукции. В области радионуклидной метрологии сейчас можно указать по крайней мере, на три

примера возрастающего неблагополучия, на устранение которого будет направлена работа Центра радионуклидных данных:

— использование специалистами Минатом РФ устаревших оцененных данных ЯФХ из справочников [1-3]. Эти данные получены на основе работ, опубликованных в литературе по физике до 1978-79 гг., в то время как удвоение опубликованной информации в мире происходит за 8-10 лет что меняет оцененные значения ЯФХ и повышает их точность;

— использование активности в качестве основного радиационно-физического параметра выпускаемых источников, что приводит к недоразумениям при сравнении потребителем реальной интенсивности излучения с расчетами по "закладной" активности, не позволяет выявить преимущества той или иной конструкции источников и обосновать их цену на внешнем рынке;

— большой разброс данных при измерениях уровня загрязненности среды, вызванной методическими трудностями в определении активности идентифицированных радионуклидов в объемных пробах, расчете дозовых полей и прогнозах изменения их во времени.

Создание банка радиационно-физических параметров (РФП) стандартных радионуклидных образцов, который будет содержать не только сведения о реальной интенсивности "рабочего" излучения по отношению к закладной активности радионуклида, но и информацию о всем действующем спектре внешнего излучения, даст возможность правильно оценить полный эффект воздействия излучения источника на среду, а также оценить искажения в структуре спектров и интенсивности их отдельных компонентов, которые вносятся физическими процессами в материалах капсул.

Для этого предполагается, что банк РФП будет включать следующие измеренные и расчетные параметры:

- активность основного радионуклида в источнике (для всех источников, А, Бк);
- отношение активности примесных радионуклидов к А (для всех источников, a_i , %);
- энергетический спектр основного вида излучения (E_i , кэВ; I_i , отн.ед.);
- поток энергии (для источников корпускулярного излучения, тепла и света, W, Вт);
- плотность потока фотонов заданной энергии (для источников фотонного излучения, $\Phi(E)$ $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ на расстоянии 1 м);
- коэффициент выхода излучения из источника ($K(E)$, %);
- внешнее излучение (для источников корпускулярного излучения, J, с^{-1});
- внешнее фотонное излучение (для всех источников, J(F), с^{-1});
- мощность экспозиционной (эквивалентной) дозы (для всех источников; D, ФА/кг).

Возможности и проблемы получения и распространения оцененных данных распада радионуклидов

Степень достоверности знания РФП радионуклидных образцов во многом связана с точностью информации о ЯФХ радионуклидов, входящих в состав этих образцов, хотя проблема достоверности значений ЯФХ имеет и самостоятельную важность для других научных и практических задач. Во второй части этой статьи подробно рассмотрены возможности и современное состояние технологии получения наиболее достоверных (оцененных) значений ЯФХ радионуклидов в создаваемом Центре.

Автоматизированные системы оценки ЯФХ радионуклидов

В 1986-1990 гг. в лаборатории прикладной ядерной спектрометрии и радиометрии Радиевого института, на базе которой сейчас создается Центр радионуклидных данных, совместно с сотрудниками МИФИ была создана уникальная система оценки ЯФХ радионуклидов (АСИО ЯФХ), функционирующая с использованием ЭВМ ЕС-1045. Она предназначена для оперативной и качественной обработки больших и разнородных массивов данных с предоставлением широких возможностей эксперту-оценщику для принятия решений. При проектировании базы данных АСИО ЯФХ были использованы средства систем СПЕКТР и ИСКРА. База данных хранится на 100 МБ диске, копия - на магнитной ленте.

Объем оперативной памяти, необходимый для функционирования АСИО ЯФХ, составляет 480 К, общий объем программного обеспечения системы включает 400 модулей (100000 операторов), написанных на языке PL-1. Подсистемы АСИО ЯФХ ввода-коррекции данных, статистической оценки, расчетной оценки, балансировки энергий и интенсивностей в схеме распада, вывода на печать оцененных ЯФХ обеспечивают оценщику удобную форму работы с данными в диалоговом режиме с широким набором "подсказок" при наличии примерно 300 экранов представления данных.

Однако для потребительских целей форма конечной информации, выдаваемой АСИО ЯФХ, обладает существенными неудобствами. Магнитная лента или листинг не дают возможности потребителю оперативно работать с полученными данными в современной информационной среде. Для более эффективного решения проблемы информатизации оценки ЯФХ радионуклидов необходимо применение вычислительных средств ППЭВМ типа IBM PC AT или совместимых систем, в которых и рабочая, и конечная информация может быть представлена в виде широко используемых сейчас дискет ППЭВМ. Поэтому в настоящее время нами с использованием АСИО ЯФХ в качестве прототипа спроектирована и реализована автоматизированная система оценки ЯФХ (АСО ЯФХ) на базе ППЭВМ типа IBM PC AT.

В основу ее положена разработка специализированной системы сбора результатов измерений ЯФХ радионуклидов (в дальнейшем СССР ЯФХ), которая позволила бы производить сбор (ввод), хранение и оценку экспериментальных значений следующих ЯФХ:

- вид распада радионуклида,
- период полураспада,
- полная энергия распада,
- энергии компонентов альфа-, бета-, гамма- и рентгеновского излучений, конверсионных и К-же-электронов,
- относительные интенсивности компонентов этих излучений,
- абсолютные интенсивности компонентов излучений в процентах распадов радионуклида,
- средняя энергия данного вида излучения,
- средняя энергия фотонного излучения,
- ионизационная гамма-постоянная радионуклида,
- керма-постоянная радионуклида.

При проектировании СССР ЯФХ была предусмотрена возможность как ручного ввода информации с клавиатуры, так и автоматического преобразования формата записи различных существующих систем по сбору и хранению ЯФХ в формат записи СССР ЯФХ. Автоматический ввод информации предполагает получение информации в виде файла или электронной почты, автоматическое распознавание формата записи принимаемых данных, их просмотр, выбор и запись в СССР ЯФХ. Осуществляемый в настоящее время ручной режим ввода информации включает возможность редактирования вводимой информации, обладает наглядностью и справочной информацией по работе с редактором ввода в интерактивном режиме.

Для выбора оптимального инструмента построения СССР ЯФХ нами был проведен анализ широко известных СУБД (DBase, Fox Base, Paradox и др.), построенных по реляционной модели. Реляционный принцип наиболее приемлем при создании баз ядерных данных для класса ЭВМ типа ЕС, VAX и др., когда нет проблем с емкостью хранимой информации. Однако, с позиции создания АСО ЯФХ на ППЭВМ указанные выше традиционные базы данных имеют ряд недостатков. Они требуют большого объема оперативной памяти (отсутствует оверлейность), имеют ограниченный математический аппарат, обладают неоптимальным форматом записи в отношении требований СССР ЯФХ (необходимость работы с уплотненными файлами, необходимость различного формата записи для различных ЯФХ, исключение дублирующих полей). Кроме того, в этих системах относительно слабо развита иерархическая структура данных и отсутствует возможность современного системного сервиса. По этим причинам при проектировании АСО ЯФХ была разработана специализированная база данных с использованием языка TURBO PASCAL со встроенным TURBO ASSEMBLER и приложенным к нему программным пакетом TURBO

VISION. Эта база данных является законченным программным продуктом и представляет собой по своей сути систему специализированных подбаз данных с различным форматом записи для различных ЯФХ.

Файлы данных, входящие в систему СССР ЯФХ, подразделяются по своему назначению на первичные (экспериментальные), справочные, оцененные и пользовательские. Первичный файл содержит литературные данные, опубликованные в экспериментальных и теоретических работах по той ЯФХ, которой соответствует данная подбаза данных. Оцененный файл содержит оцененные значения данного типа характеристики (например, абсолютной интенсивности гамма-излучения). Справочные файлы данных содержат информацию (таблицы) вспомогательных величин (атомные массы, энергии связи электронов, доли заселенности уровней и др.). Пользовательский файл данных содержит рекомендованные значения данной ЯФХ, предназначенные для распространения среди потребителей. Модуль математических процедур АСО ЯФХ включает блоки статистической обработки данных (вычисление редких взвешенных и средних арифметических с соответствующими погрешностями), интерполяции коэффициентов внутренней конверсии по табличным значениям, расчета средних энергий излучений, полной энергии альфа-распада, ионизационной гамма-постоянной, а также абсолютных значений интенсивности по относительной интенсивности излучений. Все модули, связанные с накоплением, хранением и выборкой информации в СССР ЯФХ, построены по иерархической модели, максимально приближенной к формату представления материала в справочниках [2-5] и сборнике схем распада [7]: имя нуклида — типы распада — виды излучений — компоненты излучений — данные (с ключевым словом "энергия" для большинства подбаз данных).

Таблица 1

Новые оцененные значения характеристик распада и излучений

Нуклид	ЯФХ	1980 г. [2]	1992 г. (наст. работа)
⁵¹ Cr	I _γ , % на распад	9,83 (14)	9,86 (9)
	E _γ , кэВ	-	31,56 (29)
	I _{ХК} , %	22,33 (42)	22,9 (3)
	I _{ЭАК} , %	67,01 (18)	66,4 (3)
⁵⁷ Co	T _{1/2} , сут	271,5 (3)	271,81 (5)
	E _{γ1} , кэВ	14,4147 (25)	14,4127 (4)
	I _{γ2} , %	85,4 (2)	85,60 (17)
	I _{γ3} , %	10,7 (2)	10,68 (8)
⁶⁰ Co	I _{ХК} , %	56,3 (23)	57,9 (4)
	T _{1/2} , лет	5,273 (2)	5,2710 (6)
	E _{γ8} , кэВ	2505,81 (3)	2505,738 (6)
¹¹³ Sn	I _{γ4} , %	99,89 (4)	99,857 (22)
	T _{1/2} , сут	115,1 (1)	115,09 (4)
	Q _e , кэВ	1027 (7)	1039 (4)
¹⁵³ Gd	E _{γ1} , кэВ	255,13 (1)	255,07 (5)
	I _{ХК} , %	96,4 (15)	96,8 (10)
¹⁵³ Gd		См. публикацию [8]	

Наиболее наглядно иерархическая структура построения системы специализированных подбаз данных выражена при работе с демонстрационной базой данных. При создании пользовательского файла на первом этапе в СССР ЯФХ заносится коллекция (подбаза данных) "имя нуклида", которая содержит обобщенную информацию по нуклидам, включенным в данный файл данных. Далее последовательно добавляются коллекции типов распада, видов излучений и т.д. по указанной выше схеме. Так как ключевым словом в конечной коллекции данных является значение энергии ядерного перехода или компонента излучения, каждому значению энергии в иерархической структуре пользовательского файла соответствует при движении в обратном порядке определенный номер перехода (компонента излучения), конкретный вид излучения, тип распада и имя нуклида. Схема просмотра пользовательского файла представлена на рис. 1. Отсортированность наборов данных в коллекциях и самих коллекций, достигнутая путем использования техники объектно-ориентированного программирования и языка TURBO ASSEMBLER, позволяет обеспе-

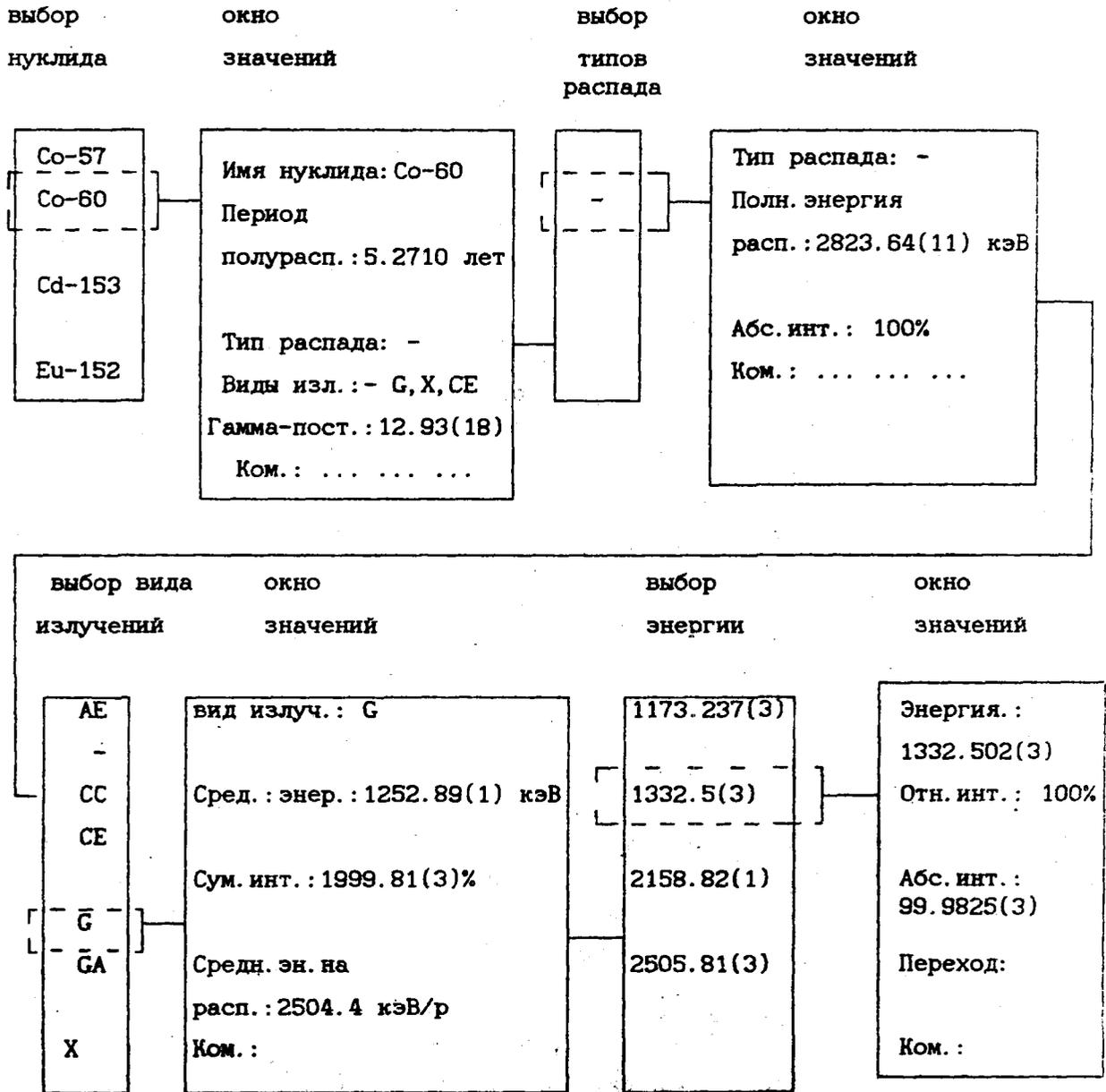


Рис. 1. Схема просмотра пользовательского файла

чить в такой системе пользовательского файла быстрый доступ к необходимым данным даже для большого числа записей.

Для апробации программного комплекса АСО ЯФХ, созданного с использованием ППЭВМ PS/2-60, нами выполнена оценка ЯФХ радионуклидов ^{52}Cr , ^{57}Co , ^{113}Gd . Оценка сделана с учетом новой опубликованной информации на основе методики оценки ЯФХ, изложенной ниже. Наиболее существенные уточнения значений ЯФХ, полученные по сравнению с данными справочника [2], представлены в табл.1.

Новые оцененные данные занесены в файлы демонстрационной базы данных ППЭВМ PS/2-60 и записаны на дискету в потребительской форме. С учетом оцененных данных уточнены параметры схем распада рассмотренных 5-ти радионуклидов, также представленных на дискете.

Методика оценки значений ЯФХ радионуклидов

Специфика оценки характеристик распада широко применяемых радионуклидов обусловлена наличием для таких нуклидов нескольких, часто противоречивых, результатов измерений одной и той же характеристики. Вторая особенность связана с существованием хорошо известной структуры схемы распада (порядка расположения и характеристик энергетических уровней дочернего ядра). Указанные две особенности данных распада радионуклидов практического назначения определяют одновременно и трудности, и пути их преодоления при получении наиболее достоверных (оцененных) значений ЯФХ таких радионуклидов. Среднее взвешенное ряда экспериментальных результатов, согласующихся между собой и полученных существенно разными методами, является лучшей оценкой "истинного" значения характеристики и ее погрешности, если число согласующихся результатов измерений достаточно велико ($n \geq 5$). На практике, однако, оценщик часто имеет дело с числом значений $n < 5$, и роль статистических критериев ослабевает. Поэтому при оценке данных распада важнейшим элементом является анализ техники эксперимента (выявление систематических погрешностей) и анализ схемы распада радионуклида на основе оцененных значений ЯФХ [3,8].

Окончательный выбор оцененных значений и погрешностей таких величин как энергия, интенсивность, коэффициенты внутренней конверсии и т.п., желательно проводить не только по принятым правилам оценки, но и с учетом сбалансированности схемы распада. Некоторые характеристики могут быть непосредственно рассчитаны из балансовых соотношений. Примером может служить оценка абсолютной интенсивности рентгеновского характеристического КХ-излучения. Суммарная его интенсивность может быть рассчитана из оцененных значений интенсивности К-захвата, К-конверсионных электронов и табличного значения выхода К-флюоресценции. Если полученное таким образом расчетное значение ИКХ согласуется с набором экспериментальных значений ИКХ, тогда можно говорить о достоверности оценки интенсивности гамма-излучения, коэффициентов внутренней конверсии и других ЯФХ. На важность учета связей, накладываемых схемой распада, для достоверности оценки указывается также в недавней работе [9].

Наши правила оценки, включающие статистические критерии, направлены на повышение объективности оценки в тех случаях, когда число опубликованных измерений невелико, и они в разной степени согласуются друг с другом. Технология оценки здесь следующая. В простых случаях для получения оцененного значения производится вычисление среднего взвешенного с использованием в качестве весов квадратов погрешностей измерений в форме стандартных отклонений (одно σ). Одновременно делается анализ согласованности данных по критерию χ^2 на уровне значимости 0,05:

$$\chi^2 = [(n-1)/\sigma^2] S^2 \leq (\chi^2)_{n-1}^{0,05}.$$

Здесь: n - число измерений, $\sigma_{int} = \left[\sum_{i=1}^n (\Delta a_i)^{-2} \right]^{-1/2}$ - "внутренняя" погрешность среднего взвешенного,

$a_i \pm \Delta a_i$ - результаты измерений различных авторов с погрешностями в виде стандартных отклонений;

$$S = \left\{ \frac{1}{n-1} \left[\sum_{i=1}^n \omega_i a_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n \omega_i a_i \right)^2 \right] \right\}^{1/2}$$
 - "внешняя" погрешность среднего взвешенного, определяемая разбросом результатов, (где $\omega_i = (\Delta a_i)^{-2} \left[\sum_{j=1}^n (\Delta a_j)^{-2} \right]^{-1}$ - вес i -го результата измерения).

$(\chi^2)_{n-1}^{0,05}$ - табулированная величина.

Если критерий χ^2 выполняется, среднее взвешенное $\tilde{a} = \sum_{i=1}^n \omega_i a_i$ берется как результат оценки с приписываемой погрешностью

$$\Delta \tilde{a} = \begin{cases} t_n^{0,68} S, & \text{если } S > \sigma_{int} \\ \sigma_{int}, & \text{если } \sigma_{int} \geq S \end{cases}$$

Здесь t_n - коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности 0,68. Использование этого коэффициента ($t_2=1,82$; $t_3=1,31$; $t_4=1,19$ и т.д.) дает необходимое увеличение в оцененной погрешности, когда число измерений мало.

Мы также используем правило, что оцененная погрешность не должна быть меньше минимальной погрешности измерения, возможной на современном экспериментальном уровне (σ_{min}). Если σ_{min} трудно оценить, то погрешность рекомендованного значения берется не меньше минимальной погрешности $(\Delta a_i)_{min}$ экспериментальных результатов $a_i \pm \Delta a_i$, сообщаемых авторами.

Когда критерий χ^2 не выполняется, мы используем следующие возможности для дальнейшей обработки данных: (а) изменение веса, (б) использование невзвешенного среднего, (в) исключение некоторых величин на основе оцененных или субъективных критериев, (г) использование в качестве объективного значения одного из экспериментальных результатов с увеличенной по отношению к авторской погрешностью.

Правило (б) мы используем, когда несогласующиеся данные имеют сообщаемые авторами погрешности, близкие друг к другу. Правило (в) мы используем только когда сомнительные данные получены устаревшими методами или приборами, или когда необходимо выбрать между двумя расходящимися группами измерений. Правило (г) применяется, когда нет альтернативы или когда выбор диктуется совокупностью данных по схеме распада радионуклида. В последнем случае погрешность оцененного значения может быть вычислена как

$$\Delta \tilde{a} = t_n^{0,68} \left\{ \sum_{i=1}^n (a_i - a_k)^2 / [n(n-1)] \right\}^{1/2},$$

где a_k - значение, принятое в качестве оцененного.

Заключение

Автоматизированные системы оценки ЯФХ обеспечивают оперативность и удобство работы оценщика и позволяет довести до потребителей оцененные данные в современной форме распространения информации. Центр радионуклидных данных планирует направлять имеющиеся данные потребителям в виде дискет ППЭВМ в отличие от долгой и громоздкой процедуры издания и переиздания справочников и редко обновляемых каталогов. Однако, эти планы могут быть реализованы лишь при выполнении весьма трудоемкой работы по ревизии, обновлению и пополнению массива рекомендованных данных, содержащихся в справочниках [2-5], совершенствованию программного комплекса АСО ЯФХ и методики диалоговой оценки на базе ЭВМ с повышенной операционной памятью, также как формирование банка измеренных РФП образцовых радионуклидных источников возможно лишь при постоянной метрологической аттестации имеющихся в распоряжении Центра спектрометров и установок. Все это требует определенной финансовой поддержки со стороны Минатом РФ.

Список литературы

1. Схемы распада радиоактивных нуклидов. Энергия и интенсивность излучения// Публикация 38 РЗ: В 2 ч. Пер. с англ./М.: Энергоатомиздат, 1987. - 480 с.
2. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве: Справочник/Ю.В.Хольнов, В.П.Чечев, Ш.В.Камынов и др. М.: Атомиздат, 1980.
3. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве: Справочник/Ю.В.Хольнов, В.П.Чечев, Ш.В.Камынов и др. М.: Энергоатомиздат, 1982.
4. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в технике и медицине: Справочник/Ю.В.Хольнов, В.П.Чечев, Ш.В.Камынов и др. М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Оцененные значения ядерно-физических характеристик трансурановых радионуклидов: Справочник/В.П.Чечев, Н.К.Кузьменко, В.О.Сергеев и др. М.: Энергоатомиздат.
6. Характеристики распада и излучений долгоживущих радионуклидов, применяемых в народном хозяйстве и научных исследованиях (оцененные данные): Справочник/В.П.Чечев, Ф.Е.Чукрсеv М.: Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, 1990.
7. Lederer C.M., Shirley V. Table of Isotopes. N.Y.: John Wiley and Sons, 1978.
8. Chechev V.P., Egorov A.G. //Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. - 1992. - Vol. A312, N 1,2. - P.378-384.
9. Чукрсеv Ф.Е.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1992. - Вып.2. - С.92-96.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{232}Th И ^{197}Au В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,37-1 МэВ

А.Н. Давлетшин, Е.В. Теплов, А.О. Тупунков, С.В. Тихонов, В.А. Толстикова
Физико-энергетический институт, Обнинск

NEUTRON RADIATIVE CROSS SECTIONS FOR ^{232}Th AND ^{197}Au BETWEEN 0.37-1 MeV. With the help of the activation method the cross-sections of a radiative capture of neutrons for thorium-232 in the energy range from 0.37 to 1 MeV relative to $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ and $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ have been measured. As the neutron source served the reaction $T(p,n)^3\text{He}$. The induced activity recording was made with the Ge(Li) detector according to the gamma-line ^{233}U with $E=312$ keV. At the same time the cross-section of the radiative capture for ^{197}Au relative to $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ has been determined.

Введение

Экологические последствия широкомасштабного использования ядерной энергетики являются предметом постоянного широкого обсуждения. А среди них - проблема утилизации тяжелых трансактинидов. В связи с этой проблемой еще больше стал привлекать внимание ^{232}Th - ^{233}U цикл, так как в нем трансактинидов накапливается меньше.

Настоящая работа выполнена в рамках проблем, посвященных указанному выше циклу, с точки зрения уточнения сечений захвата тория-232. Она является естественным продолжением ранее выполненных нами работ, в частности, работы [1], ее распространением в область более низких энергий нейтронов.

Эксперимент

Методика проведения эксперимента и обработка его результатов ранее описана в наших работах [1,2,3,4]. Там приведены все соотношения для определения измеряемых сечений на основе экспериментально определяемых и расчетных параметров. Здесь упоминаются только отдельные фрагменты методики.

Сечение радиационного захвата ^{232}Th было измерено методом активации относительно сечений $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ и $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$. Одновременно в эксперименте было измерено сечение радиационного захвата ^{197}Au относительно $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$.

Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)^3\text{He}$, осуществляемая на ускорителе КГ-2,5 ФЭИ. Были использованы S_cT_2 мишени толщиной 0,64-0,90 мг/см² (96-135 кэВ на пороге реакции). Мишень охлаждалась воздухом.

Ториевые образцы (ThO_2) были упакованы в контейнеры из нержавеющей стали. Диаметры ториевых образцов и образцов золота 2 см, вес около 1 грамма. Образцы крепились на мишенном узле на расстоянии ~4 см от центра источника нейтронов вплотную друг к другу.

Расстояние слоя ^{235}U в проточной камере деления от источника нейтронов составляло ~5 см. Регистрация наведенных активностей осуществлялась Ge(Li)-детектором - для золота по линии ^{198}Hg с $E_\gamma=411,8$ кэВ; для тория по линии ^{233}U с $E_\gamma=311,9$ кэВ.

Управление электронной части экспериментальной установки осуществлялось с помощью ЭВМ СМ-3.

Измерение эффективности регистрации актов распада и деления

Определение эффективности регистрации акта распада Ge(Li)-детектором производилось следующим образом. Первоначально определялась зависимость эффективности регистрации γ -квантов - ϵ_γ - от их энергии на таком расстоянии d от его поверхности, на котором образцы исследуемых изотопов можно было считать точечными. На этом расстоянии с помощью образцовых γ -источников была измерена зависимость ϵ_γ от энергии γ -квантов. Эта зависимость была описана функционально. По ней были вычислены значения ϵ_γ для γ -линий ^{198}Hg и ^{233}U . Используя полученные значения ϵ_γ , определяли абсолютные значения активностей образцов тория и золота, облученных нейтронами реактора БР-1. Измерения проводились на

том же расстоянии d от поверхностей детектора. После этого были проведены измерения активности тех же образцов в геометрии, в которой проводились измерения образцов, облученных на ускорителе.

По результатам этих измерений, используя значения квантового выхода регистрируемых γ -квантов в схемах распада изучаемых нуклидов, и были рассчитаны значения эффективностей регистрации актов распада ^{198}Au и ^{235}Th .

Эффективность регистрации акта деления ^{235}U была определена по результатам обработки амплитудного спектра импульсов камеры деления, облучаемой известным потоком тепловых нейтронов. Величина потока была определена по наведенной активности тонкого образца золота, облученного в том же потоке одновременно. Абсолютное значение активности этого образца было определено методом $4\pi \beta-\gamma$ -совпадений. Полученное значение эффективности относится к некоторому выбранному порогу регистрации, что учитывалось при обработке результатов измерений на ускорителе.

Поправки на рассеянные нейтроны

Рассеянные нейтроны вносят заметный вклад в регистрируемый эффект для всех использованных в работе детекторов (^{232}Th , ^{197}Au , камера деления со слоем ^{235}U). Их влияние учитывается для каждого детектора отдельно. Для всех детекторов была использована единая модель регистрации нейтронов:

$$N_{об} = N_{э} + \sum_{i=1}^n N_{\phi_i} \quad (1)$$

Здесь: $N_{об}$ - число взаимодействия нейтронов из источника в отсутствие деталей экспериментальной установки; N_{ϕ_i} - числа взаимодействий, происходящих из-за наличия экспериментальной установки ("фоновые взаимодействия"). Число источников "фоновых взаимодействий" - $n=5-6$.

Преобразовав выражение (1), получим:

$$N_{э} = N_{об} \left(1 - \sum_{i=1}^n \Delta N_{\phi_i} \right) = N_{об} \cdot B \quad (2)$$

Выражение $B = \left(1 - \sum_{i=1}^n \Delta N_{\phi_i} \right)$ и есть поправка на рассеянные нейтроны.

В ряде предыдущих наших работ, например [4], величина B измерялась экспериментально. При обработке данного эксперимента были использованы результаты, полученные расчетным способом.

Расчеты проводились методом Монте-Карло, использовался комплекс программ BRAND [5]. Геометрическая конфигурация экспериментальной сборки, расстояния между деталями воспроизводились точно. Масса сборки составляла 25,7 грамма ($0,40 \cdot 10^{24}$ ядер), химический состав - 14 элементов. Статистическая погрешность рассчитанных величин была в пределах 0,3-0,5%.

Рассчитанная величина поправки в использованных выше обозначениях равна $\left(1 - \sum_{i=2}^n \Delta N_{\phi_i} \right)$. Проведенные расчеты не дают возможности определить фон помещения - влияние нейтронов, рассеянных в помещении, в котором производится облучение. Поэтому для всех детекторов величины ΔN_{ϕ_i} были определены экспериментально. В рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов фон помещения менялся в пределах: камера деления - 1,6-2,4%; образец Au - 0,5-0,9%; торисвый образец - 0%. Поправка B вычислена по данным расчета и эксперимента по вышеприведенной формуле. Результаты вычисления поправки для всех детекторов представлены на рисунке. Погрешности, указанные на графике, есть суммарные погрешности расчета и эксперимента.

Для одного из детекторов, а именно для камеры деления, поправка B была рассчитана и определена экспериментально. Проведенное сравнение дало следующие результаты. Отношение $B_{экс}/B_{расч}$ имеет разброс 0,980-1,002, погрешность отношения 1,2-1,8%. Такие результаты позволяют сделать вывод, что согласие расчета и эксперимента хорошее. Конкретно, для камеры деления можно утверждать, что исполь-

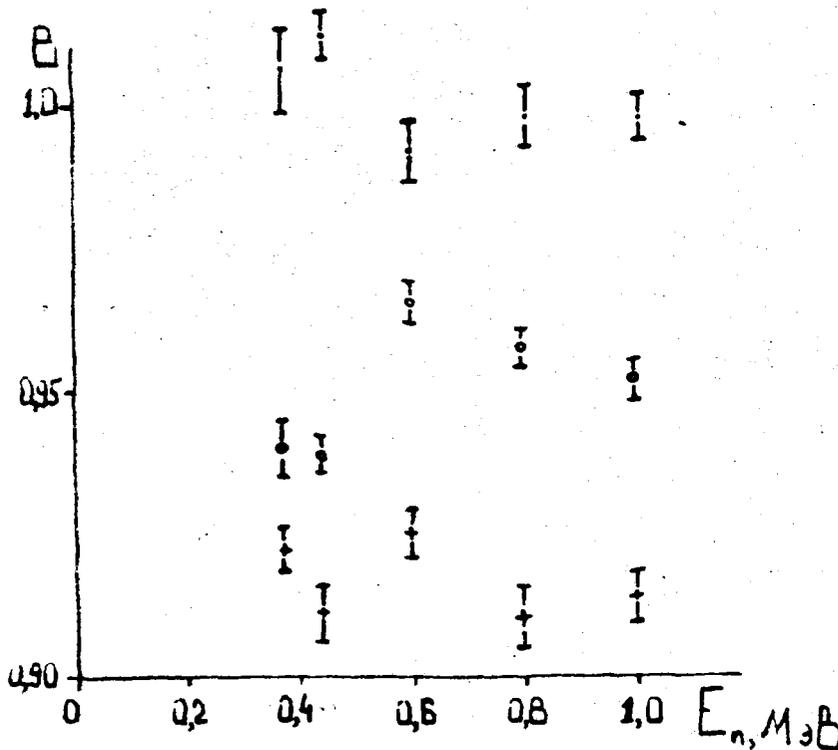
Таблица 1
 Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$ относительно $\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$

N	$\langle E_n \rangle \pm \sqrt{D}$, кэВ	Данные настоящей работы, мбарн	Данные из ENDF/B-VI, мбарн
1.	370±32	170±3	170,5±1,3
2.	439±38	151±3	149,5±1,2
3.	592±31	113±3	111±1,4
4.	800±32	87,5±1,6	89,8±1,6
5.	1000±31	80,5±3	80,3±2,5

Таблица 2
 Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{232\text{Th}}$

N	$\langle E_n \rangle \pm \sqrt{D}$, кэВ	относительно		BROND, мбарн	ENDF/B-VI мбарн	JENDL-3, мбарн
		$\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$, мбарн	$\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$, мбарн			
1.	370±32	137±5	135±5	150	143	128,5
2.	439±38	129±2,5	130±3,5	150	145	131
3.	592±31	134±3,5	136±4,5	165	165	139
4.	800±32	140±3,5	137±4,5	163	160	151
5.	1000±31	113±4,5	112±3	135	135	130

Примечание. Погрешности указаны в процентах. Величина D означает дисперсию спектра нейтронов, облучающих детекторы [1,2,3].



Поправки на рассеянные нейтроны: \circ - камера деления с ^{235}U , $+$ - образец из золота, \circ - образец из ThO_2

ном отношении. Поэтому использование отношения именно рассчитанных поправок должно привести к частичной компенсации систематической погрешности в результате вычислений.

Результаты измерений

В качестве эталонных сечений в данной работе использовались оцененные данные для $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ и $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ из библиотеки стандартов.

В табл.1 приведены результаты наших измерений $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ относительно $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ в сравнении с оцененными данными из библиотеки ENDF/B-V1. Можно отметить хорошее согласие наших данных и оценки.

В табл.2 приведены результаты измерений сечений радиационного захвата ^{232}Th относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ и $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ в сравнении с данными оценок BROND-2 [6], ENDF/B-VI [7] и JENDL-3 [8].

Для энергий нейтронов 800 и 1000 кэВ данные настоящей работы хорошо согласуются с данными опубликованной нами ранее работы [1]. Для энергий 370, 439 и 552 кэВ наши данные хорошо согласуются с оценкой JENDL-3, а для 800 и 1000 кэВ лежат ниже ее на 8-12%.

Список литературы

1. Давлетшин А.Н., Теплов Е.В., Типунков А.О. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1992. - Вып.1. - С.41-47.
2. Давлетшин А.Н., Корытченко В.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. // Атомная энергия. - 1988. - Т.65, вып.5. - С.343.
3. Булеева Н.Н., Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. // Атомная энергия. - 1988. - Т.65, вып.5. - С.348.
4. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. // Атомная энергия. - 1985. - Т.58, вып.3. - С.183.
5. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Давлетшин А.Н., Толстиков В.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1989. - Вып.3. - С.76.
6. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1991. - N 2,3.
7. NDF-201. DF/B-V1. Summary Documentation. 1991.

зование рассчитанных величин B вместо измеренных изменяет полученные значения сечений радиационного захвата не более, чем на 2%.

При обработке экспериментальных данных предпочтение было отдано рассчитанным поправкам B для камеры деления. Основанием для такого выбора были следующие соображения. При вычислениях сечений радиационного захвата используются отношения $B_{\text{Th}}/B_{\text{кд}}$, $B_{\text{Au}}/B_{\text{кд}}$, где B_{Th} , B_{Au} , $B_{\text{кд}}$ - поправки на рассеянные нейтроны для тория, золота и камеры деления соответственно. Источники возможных систематических погрешностей при расчете одинаковы для всех детекторов и их влияние близко в количественном отношении.

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5-2,2 МэВ ДЛЯ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОДИМА

Ю.Н.Трофимов

Радиовый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

RADIATIVE NEUTRON CAPTURE CROSS SECTIONS FOR EVEN ISOTOPES OF NEODIUM-146,148,150 AT ENERGY 0.5-2.2 MeV. For stable isotopes of neodymium-146,148,150 radiative neutron capture cross sections have been measured by activation method as a function of neutron energy between 0.5 and 2.2 MeV. Enriched samples have been irradiated with neutrons from ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ reaction using Van de Graaff accelerator. The measurements were made relative reactions ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$ and ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115\text{m}}\text{In}$.

Для ядерного реакторостроения изотопы неодима представляют интерес как продукты деления, поглощающие нейтроны в активной зоне реактора. Выход изотопов ${}^{146,148,150}\text{Nd}$ - продуктов деления ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами - составляет 3, 1,7 и 0,7% соответственно. Современные требования к точности сечений радиационного захвата нейтронов ядрами неодима составляют 10% в диапазоне энергий нейтронов 0-1 МэВ. Значительная часть величин этих сечений получена расчетным путем с погрешностью порядка 50%. В исследуемом диапазоне энергий нейтронов 0,5-2,2 МэВ сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ${}^{148,150}\text{Nd}$ измерены в работе [1]. Авторы справочника [2] считают, что данные работы [1] должны быть перенормированы на новые значения опорных сечений радиационного захвата тепловых нейтронов. Экспериментальные данные о сечениях реакции ${}^{146}\text{Nd}(n,\gamma){}^{147}\text{Nd}$ в настоящее время отсутствуют.

Измерения сечений реакции (n,γ) на изотопах неодима в настоящей работе проводили активационным методом в диапазоне энергий нейтронов 0,5-2,2 МэВ относительно сечений опорных реакций ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115\text{m}}\text{In}$ и ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$. Для повышения точности измерений при облучении применяли обогащенные изотопы неодима, состав которых приведен в табл.1. Образцы в виде порошка окиси Nd_2O_3 были спрессованы в диски диаметром 6 мм и массой 6-50 мг и упакованы в тонкие (4 мг/см^2) полиэтиленовые вкладки. Массу образцов определяли взвешиванием. Нейтроны получали по реакции ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ при бомбардировке твердой титан-трифосфидной мишени ($0,8-1\text{ мг/см}^2$) протонами, ускоренными на электростатическом ускорителе Радиового института им.В.Г.Хлопина.

Интегральный поток нейтронов измеряли по активации детектора из изотопов опорной реакции. Два детектора из индия или золота диаметром 6 и толщиной 0,2 мм располагались с двух сторон вплотную к образцу. Сборку, включающую образец и соответствующие детекторы, помещали на расстоянии 12-мм от источника нейтронов под углом 90° к пучку протонов. Время облучения составляло для ${}^{148,150}\text{Nd}$ - период полураспада продукта реакции, для ${}^{146}\text{Nd}$ - 14 час.

Гамма-спектры облученных образцов идентифицировали и измеряли гамма-спектрометром с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом 38 см^3 . Основные особенности методики облучения, измерения гамма-активности и расчета сечений описаны в работе [3]. Характеристики ядер-продуктов, исследуемых и опорных реакций приведены в табл.2.

Результаты настоящих измерений, а также величины сечений опорных реакций приведены в табл.3, где указана также суммарная среднеквадратичная погрешность измерения сечений. Разброс энергии нейтронов, приведенный в первом столбце табл.3 обусловлен энергетическими потерями протонов в титан-трифосфидных мишенях и телесным углом образца относительно источника нейтронов.

На рис.1 показаны результаты наших экспериментальных исследований сечений радиационного захвата нейтронов для изотопа ${}^{146}\text{Nd}$, на рис.2 и 3 - для изотопов ${}^{148,150}\text{Nd}$, где также приведены данные работы [1].

Таблица 1

Массы и изотопный состав образцов

Изотоп	Химическое соединение	Масса образца по элементу, мг	Изотопный состав
^{146}Nd	Nd_2O_3	30-50	^{142}Nd -0,46; ^{144}Nd -0,68; ^{154}Nd -0,49; ^{146}Nd -97,4; ^{148}Nd -0,55; ^{150}Nd -0,12.
^{148}Nd	-	6-14	^{142}Nd -1,21; ^{143}Nd -0,84; ^{141}Nd -1,55; ^{146}Nd -1,58; ^{148}Nd -93,2; ^{150}Nd -1,07.
^{150}Nd	-	30	^{142}Nd -0,97; ^{143}Nd -0,76; ^{144}Nd -1,58; ^{146}Nd -1,41; ^{148}Nd -0,67; ^{150}Nd -94,0

Таблица 2

Характеристики ядер-продуктов исследуемых и опорных реакций [4, 5, 6]

Реакция	Период полураспада	E_γ , кэВ	Квантовый выход, %
$^{146}\text{Nd}(n, \gamma) ^{147}\text{Nd}$	10,98(1) сут	91,1	28,2(3)
$^{148}\text{Nd}(n, \gamma) ^{149}\text{Nd}$	1,725(7) ч	211,31	23,4(5)
$^{150}\text{Nd}(n, \gamma) ^{151}\text{Nd}$	12,44(7) мин	116,7	46,5(4)
$^{115}\text{In}(n, n') ^{115m}\text{In}$	4,486(1) ч	336,2	45,9(5)
$^{197}\text{Au}(r, \gamma) ^{198}\text{Au}$	2,695(2) сут	411,8	95,56(7)

Таблица 3

Сечения (в миллибарнах) опорных реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$,
 $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ и реакций $^{146}\text{Nd}(n, \gamma)^{147}\text{Nd}$, $^{148}\text{Nd}(n, \gamma)^{149}\text{In}$
и $^{150}\text{Nd}(n, \gamma)^{151}\text{Nd}$, измеренные в настоящей работе, в зависимости
от энергии нейтронов

$E_n (\Delta E_n)$, МэВ	^{197}Au [6]	^{115}In [7]	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd
0,50(13)	134,6	-	55(6)	37,5(5)	26(3)
0,70(13)	101,0	17,7	-	43,5(5)	-
0,80(13)	90,8	30,9	-	36(4)	-
0,90(12)	85,5	50,5	-	33(4)	-
1,100(12)	83,0	64,4	41(5)	33(4)	24(4)
1,20(11)	76,0	112,2	-	26(3)	-
1,30(11)	73,5	132,7	-	22(3)	-
1,40(10)	72,0	158,2	22(3)	-	16(2)
1,50(10)	71,5	180,6	-	23(3)	-
1,60(9)	69,0	192,5	21(3)	22(3)	15(2)
1,80(9)	61,5	221,7	-	24(3)	13(2)
2,00(8)	54,0	268,5	35(6)	21(3)	13(2)
2,20(8)	46,0	307,2	-	15(2)	-

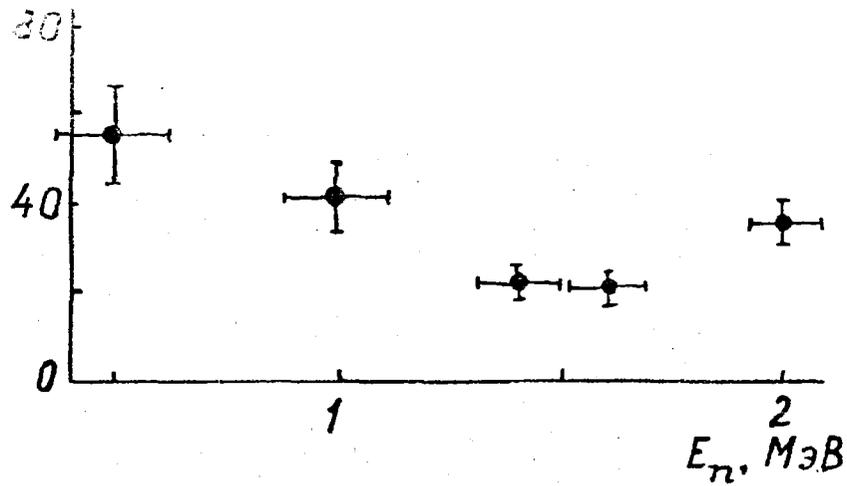


Рис.1. Зависимость сечения реакции $^{146}\text{Nd}(n,\gamma)^{147}\text{Nd}$ от энергии нейтронов. Данные настоящей работы

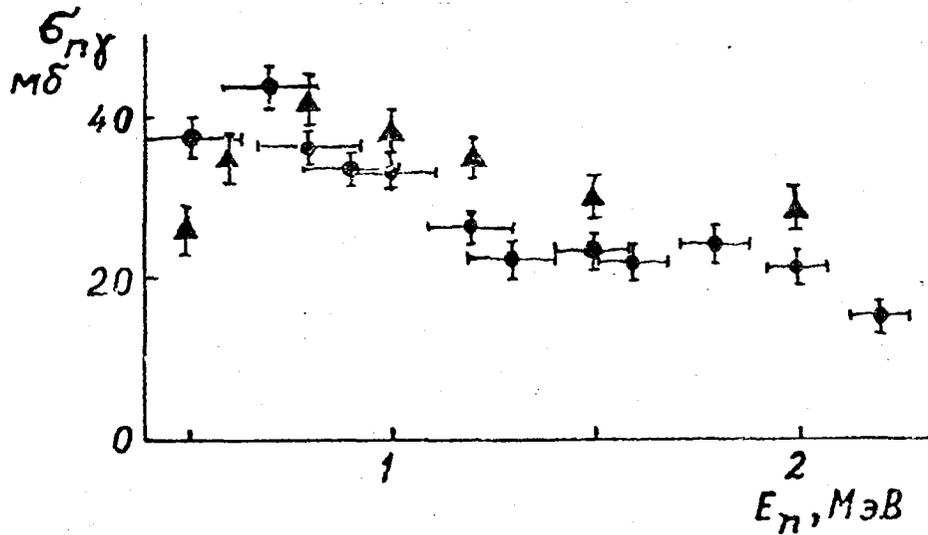


Рис.2. Зависимость сечения реакции $^{148}\text{Nd}(n,\gamma)^{149}\text{Nd}$ от энергии нейтронов. Данные работ: ● - настоящей, ▲ - [1]

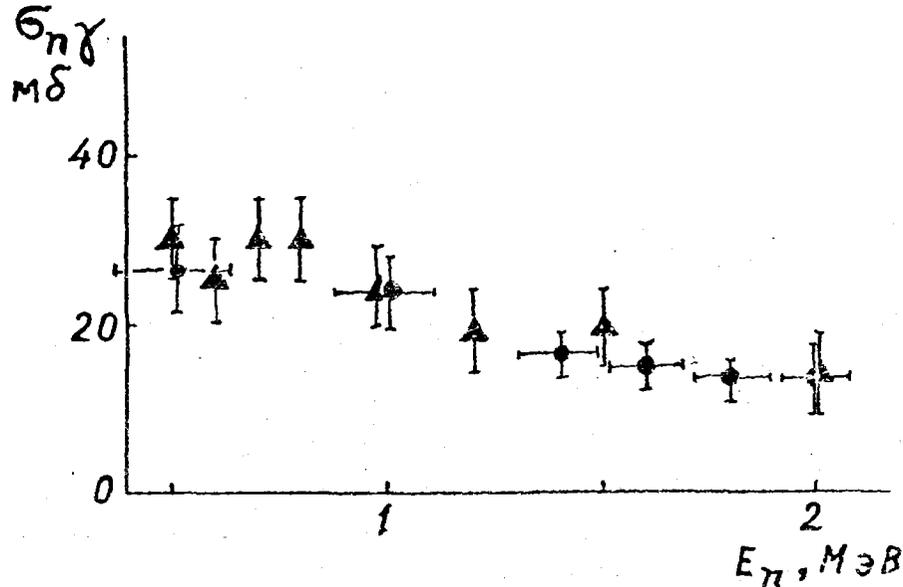


Рис.3. Зависимость сечения реакции $^{150}\text{Nd}(n,\gamma)^{151}\text{Nd}$ от энергии нейтронов. Данные работ: ● - настоящей, ▲ - [1]

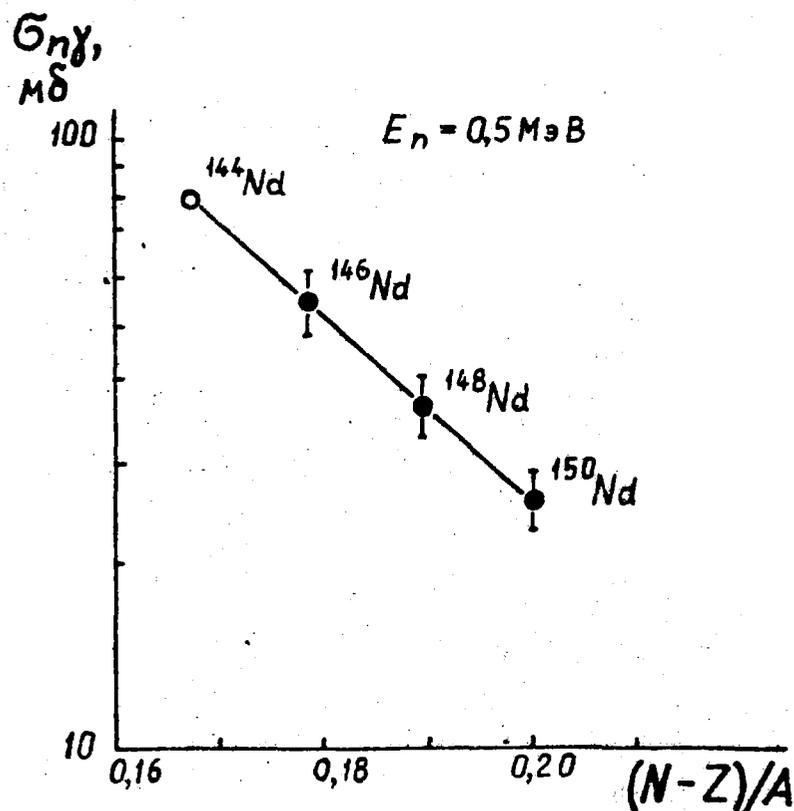


Рис.4. Изотопическая зависимость сечений радиационного захвата нейтронов энергией 0,5 МэВ изотопов неодима от параметра нейтронного избытка, $(N-Z)/A$. Данные: ● - экспериментальные данные настоящей работы, ○ - оценка

На рис.4 показан пример использования изотопической систематики [8] для оценки неисследованного сечения радиационного захвата нейтронов энергией 0,5 МэВ изотопа ^{144}Nd . В качестве опорных сечений использованы результаты измерений настоящей работы. Согласно оценке сечение реакции (n,γ) изотопа ^{144}Nd при $E_n=0,5$ МэВ составляет 80(10) мб.

Список литературы

1. Johnsrud A.E., Silbert M.G., Barshall H.H. Energy dependence of fast neutron activation cross sections//Phys.Rev. - 1959. - V.116. - P.927-936.
2. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов/Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. Трофимов Ю.Н. Сечения активации нейтронами для 31 ядра при энергии 2 МэВ//Вопросы атомной науки и техники. - 1987. - Вып.4. - С.10-18.
4. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Публикация 38 МКРЗ/Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. Меднис И.В. Гамма-излучение радионуклидов, применяемых в нейтронно-активационном анализе/Справочник, Рига: Зинатне, 1987.
6. Nuclear data standards for nuclear measurements. Report series N 227, Vienna, IAEA, 1983.
7. International reactor dosimetry file. IAEA/NDS-42/R, 1982.
8. Трофимов Ю.Н. Изотопическая и изотоническая зависимости сечений радиационного захвата нейтронов ядер от параметра нейтронного избытка//Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. 1990. - Вып.1. - С.5-11.

УДК 539.172

ОЦЕНКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И РЕЗОНАНСНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ИЗОТОПОВ ПРОТАКТИНИЯ, АМЕРИЦИЯ, КЮРИЯ И БЕРКЛИЯ

Т.С. Беланова

Физико-энергетический институт, Обнинск

EVALUATION OF THERMAL NEUTRON CROSS-SECTIONS AND RESONANCE INTEGRALS FOR ISOTOPES OF PROTACTINIUM, AMERICIUM, CURIUM AND BERKLIUM. The review and analysis of data on the thermal neutron fission and capture cross-sections as well as their corresponding resonance integrals are carried out in this paper. This values are classified according to the form of neutron spectra under investigation. The mean weighted valyes of cross-sections and resonance integrals for every type of neutron spectra were taken as evaluated data.

Тепловые сечения

Экспериментальные значения сечений захвата и деления, отнесенных к энергии 0,0253 эВ, в зависимости от формы спектра исследуемых нейтронов можно разделить на несколько групп:

1) тепловые сечения (обозначим их $\sigma^0(n,\gamma)$ и $\sigma^0(n,f)$), соответствующие энергии нейтронов 0,0253 эВ и измеряемые методом времени пролета (TOF);

2) эффективные тепловые сечения, получаемые на спектрах нейтронов со средней энергией 0,0253 эВ. Различают два вида таких эффективных сечений:

а) термализованные сечения - $\sigma_\gamma(th)$, $\sigma_f(th)$. Эти тепловые сечения, усредненные по максвелловскому спектру, имеющему среднюю энергию нейтронов 0,0253 эВ, измеряются, главным образом, на тепловых колоннах методом активации;

б) эффективные сечения - $\sigma_\gamma(эф)$, $\sigma_f(эф)$ - тоже тепловые сечения, измеряемые на реакторных спектрах нейтронов, имеющих среднюю энергию 0,0253 эВ. Их получают либо методом компенсации реактивности реактора (pile oscillator), либо методом накопления изотопов в реакторе.

Приоритет анализируемых сечений определяют методы их получения, которые выстраиваются в следующем порядке: 1) TOF-метод, 2) метод активации, 3) метод компенсации реактивности реактора, 4) метод накопления изотопов.

Эффективное сечение можно получить из зависимости реакторных характеристик:

$$\sigma(\text{эксп}) = \sigma(\text{эф}) \sqrt{\frac{\pi T_0}{4T}} + RI \left[\frac{\Phi_{epi}}{\Phi_{th}} : \ln \frac{E_{th}}{E_{epi}} \right],$$

где T_0 - температура реактора, Φ_{epi}/Φ_{th} - отношение потоков эпитепловых и тепловых нейтронов, E_{th}/E_{epi} - отношение энергий тепловых и эпитепловых нейтронов, $\sigma(\text{эксп})$ - сечение, измеренное в данном эксперименте.

Из уравнения следует, что $\sigma(эф)$ очень чувствительно к границе раздела тепловой и эпитепловой энергии, т.е. к величине E_{cd} - энергии кадмиевого экранирования, особенно если ядро имеет уровни в этой области энергий нейтронов.

В идеале все три вида тепловых сечений должны совпадать, однако на практике наблюдаются заметные расхождения.

Резонансные интегралы

Резонансным интегралом (RI), как известно, называют сечение, усредненное по спектру закадмиевых нейтронов, который имеет распределение по энергиям пропорциональное $\sim 1/E$.

$$RI = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}.$$

По способам получения RI можно разделить следующим образом:

- 1) RI^0 - рассчитанные по дифференциальным данным (резонансным параметрам);
- 2) $RI(\text{эф})$ - полученные методом компенсации реактивности реактора;
- 3) $RI(\text{th})$ - измеренные методом активации с кадмиевым экраном для более или менее "чистых" изотопов.
- 4) $RI(\text{эф})$ - полученные в результате экспериментов по накоплению ("нарабатыванию") изотопов в реакторном топливе.

Поскольку величина RI зависит от пределов интегрирования, следует детально рассмотреть влияние нижней - E_{cd} и верхней - E_k границ спектров нейтронов.

RI очень чувствителен к энергии кадмиевого обрезания, особенно если в этой области энергии нейтронов ядро имеет резонансы.

В таблице 1 приведены некоторые характеристики рассматриваемых изотопов.

В экспериментах E_{cd} обычно колеблется от 0,3 до 0,68 эВ.

Очевидно, что сравнение RI правомерно только в случае одинаковых величин E_{cd} . Общепринятая величина $E_{cd}=0,5$ эВ.

Как правило, в расчетах RI_r и RI_f бесконечность заменяется конечной величиной E_k в верхней части спектра, при этом не делается поправок на вклад в RI от энергий выше E_k , а сама величина E_k не упоминается. Правда для процессов захвата и беспорогового деления вклад в RI от нейтронов с энергией выше 20 МэВ составляет несколько барн, которые большинством авторов приводятся в виде погрешности к полученным RI .

Для ядер, имеющих порог деления, как ^{231}Pa , ^{243}Am и ^{249}Bk , такой подход ошибочен. Здесь RI_f - функция, строго зависящая от верхнего предела интегрирования и состоит из 2-х главных частей:

- 1) низкоэнергетической от 0,5 эВ до нескольких кэВ и 2) от порогового значения энергии нейтронов до бесконечности. Промежуточная область энергии от нескольких кэВ до порога деления вносит в RI_f пренебрежимо малый вклад порядка 0,1 барна.

Расчет RI_f для ^{243}Am по дифференциальным данным [27] показал, что увеличение E_n от 10 до 20 МэВ увеличит RI_f соответственно с 3,8 до 5,4 б, т.е. почти в 1,5 раза. Из экспериментов следует, что для того же ^{243}Am величина E_k колеблется от ~30 кэВ [11] до 20 МэВ [27]. Таким образом, для изотопов с порогом деления замена на E_k в верхней части спектра нейтронов и разброс в величине E_k могут быть причиной расхождений RI_f .

Когда RI_f получают непосредственно в интегральных измерениях на реакторах, следует также учитывать нарушение зависимости $1/E$ в спектре нейтронов деления выше 100 кэВ (здесь спектр принимает экспоненциальную зависимость). Особенно чувствительны к этому нарушению изотопы, имеющие порог деления. Поэтому в RI_f должна обязательно вноситься поправка на различие между фактическим спектром нейтронов и спектром $1/E$. Следовательно, разброс в величинах резонансных интегралов может происходить из-за существующих отличий в энергетических спектрах нейтронов разных реакторов и из-за толщины и формы кадмиевых фильтров.

Обзор публикаций о резонансных интегралах и тепловых сечениях

Резонансные интегралы, рассчитанные по резонансным параметрам, а также измеренные сечения для энергии 0,0253 эВ имеют очень высокую точность. К сожалению, таких данных очень мало [10,16-19,25,27,28,37,38,41,47,51,68,78,84].

Прямые измерения методом "кадмиевой разности" на максвелловском спектре с достаточно чистыми образцами выполнены в работах [1,2,11,12,14,15,20,21,24,26,39,40,43-46,50,53,54,65,69-73,75,77].

Следует особо остановиться на данных, полученных методом накопления изотопов [4-9,13,22,23,26,29,30,35,36,42,45,49,60-64,66,67,74,83,85]. Исследуемый образец, экранированный фоль-

гой из Cd, облучается в реакторе. Количество накопленных в нем изотопов определяется на масс-спектрометре после того, как химическим способом осуществляется разделение актинидов (элементов). Затем используются литературные ядерные данные, которые с помощью ЭВМ "подгоняются", чтобы можно было воспроизвести экспериментально найденный изотопный состав облученного образца. Варьируется также отношение теплового потока к эпитепловому (Cd-отношение), чтобы получить оптимальное соответствие между экспериментом и расчетом. "Подогнанные" под эксперимент σ и RI и есть исследуемые величины в этих измерениях.

Однако, накопленные в образце изотопы появляются в результате многократного поглощения нейтронов при конкуренции с разными способами распада промежуточных ядер. Совмещение схемы распада изотопов и соответствующего самосогласующегося набора ядерных констант с количеством накопленных изотопов требует очень точного знания этих констант для всех промежуточных процессов, которыми наука в настоящее время практически не располагает. Из этого следует, что точность метода накопления невелика и получаемые данные, особенно величины RI , следует использовать осмотрительно.

Во многих публикациях имеются сведения о полных $-RI_{tot}$ и резонансных интегралах поглощения $-RI_{\alpha}$, а также о сечениях поглощения нейтронов $-\sigma_{\alpha}$. При дефиците данных о захвате можно воспользоваться величиной $\sigma_{\alpha} = \sigma(n, \gamma) + \sigma(n, f)$, если при этом $\sigma(n, f) \ll \sigma(n, \gamma)$, и в первом приближении считать $\sigma_{\alpha} = \sigma(n, \gamma)$ [6, 23, 26, 29, 30, 35, 44, 48, 61, 70]. Если для резонансных интегралов тоже выполняется условие $RI_f \ll RI_{\gamma}$, то можно полагать, в первом приближении, $RI_{\gamma} = RI_{\alpha} = RI_{tot}$. Так для чистых изотопов Sm $RI_{\gamma} < RI_f$ в 10-50 раз, для ^{241}Am - в 100-150 раз, для ^{243}Am в 200-300 раз. Это обстоятельство позволяет привлечь в качестве RI_{γ} полученные в работах [5, 6, 22-25, 28-30, 38, 51] величины RI_{α} и RI_{tot} .

Для получения абсолютных значений сечений, измеряемых относительными методами, в работах [1-16, 19-24, 29, 30, 33-36, 39-42, 46, 50, 52-57, 60, 62-67, 69-75] использовались опорные сечения (стандарты) таких реакций, как $^{59}Co(n, \gamma)$, $^{197}Au(n, \gamma)$, $^{232}Th(n, \gamma)$, $^{237}Np(n, \gamma)$, $^{238}U(n, \gamma)$, $^{235}U(n, f)$ и $^{239}Pu(n, f)$. С течением времени стандарты изменились, появились согласованные системы опорных сечений для этих реакций. В процессе анализа часть экспериментальных данных [3, 4, 7-10, 12, 13, 20, 24, 35, 39, 40, 57, 62-67, 72-74] подверглись перенормировке, при этом в качестве стандартов использовались сечения и резонансные интегралы из BNL-325 [31].

В результате анализа в ряде работ была выявлена несостоятельность величин сечений и резонансных интегралов для некоторых изотопов.

1. Гаврилов и др. [2, 46]. Для ^{241}Am величины RI_{γ} и RI_f завышены из-за неопределенности в учете E_{cd} . Проверив детекторные возможности метода с помощью ^{239}Pu (первый резонанс при 0,296 эВ), авторы, по-видимому, сохранили при регистрации эту величину во всех своих измерениях.

Таким образом, уровни 0,307 эВ ^{241}Am и 0,416 эВ у ^{243}Am (см. табл. 1) способствовали завышению величин RI_{γ} и RI_f ; для ^{241}Am их следует исключить из оценки. У ^{243}Am уровень 0,416 эВ очень слабый и его вкладом в RI_{γ} и RI_f можно пренебречь, а сами величины использовать в оценке.

Так как первые уровни у изотопов Sm лежат выше 0,6 эВ, полученные в данной работе величины резонансных интегралов вполне корректны и пригодны к оценке.

2. Журавлев и др. [11]. Здесь RI_f ^{241}Am почти в 2 раза выше RI_f , полученного из дифференциальных данных [10]. Если даже уменьшить E_{cd} до экстремально низкого значения 0,3 эВ, не удастся приблизить RI_f [11] ^{241}Am к данным [10]. По-видимому, в расчете интегралов имеется какая-то скрытая погрешность, связанная с E_{cd} , завышающая величину RI_f ^{241}Am , которая не может быть использована в оценке. Данные для ^{243}Am и изотопов Sm для оценки вполне пригодны.

3. Бак и др. [1]. В работе отсутствует информация о "чистоте" образцов и величине E_{cd} (приводятся толщины кадмия). Анализ показал, что авторы имели $E_{cd} \sim 0,3$ эВ, следовательно вклад нижних уровней ^{241}Am в RI_{γ} и RI_f имел место и эти величины из рассмотрения исключаются. RI_{γ} и RI_f для ^{243}Am можно использовать для оценки в силу того, что вклад очень слабого уровня 0,416 эВ пренебрежимо мал.

4. Draper et al [14]. Отсутствуют сведения о величине E_{cd} , поэтому RI_f для изотопов америция 241, 242m, 243 в оценке не используются, носят иллюстративный характер.

5. M. Darouzet et al. [52]. На спектре нейтронов реактора бассейнового типа "Melusine" методом активации определены $\sigma(p, \gamma)$. Из анализа методики вытекает, что спектр нейтронов значительно отклоняется от максвелловского, хотя ему и приписана средняя энергия 0,0253 эВ, что исключает из рассмотрения $\sigma(p, \gamma)$ для америция 241, 243 и кюрия 244. (Сами сечения на 40% - 75% расходятся с аналогичными сечениями других работ).

6. Schuman et al. [5, 6, 29, 30]. Образцы из Am и Cm облучались в чехлах из Cd толщиной 1,3,7 мм, но численные значения E_{cd} не приводятся и ее влияние на экспериментальные величины RI_{α} не анализируются. Кроме того, найденное для ^{241}Am "isomer ratio", равное 0,773 [5], гораздо ниже общепринятого. Поэтому RI_{α} Am работ [5, 6, 30] не используются. RI_{α} изотопов Cm [5, 29, 30] вполне пригодны для оценки, т.к. первые уровни этих изотопов находятся выше $E_{cd} = 0,5$ эВ.

7. Исключаются из рассмотрения величины RI_{γ} ^{231}Pa публикаций [69, 72], полученные для энергии кадмисового обрезания от 0,1 до 0,3 эВ и, следовательно, не экранированные от влияния уровней 0,4 и 0,497 эВ (см. табл. 1).

8. Не использованы RI_{γ} ^{231}Pa [76], рассчитанные по резонансным параметрам для нейтронов с энергией от 0,1 до $2 \cdot 10^3$ эВ, т.к. авторами была выбрана необщепринятая нижняя граница E_{cd} .

9. В публикациях [61-66, 70, 83] наблюдается необоснованно высокая точность сечений (от 3% [63] до 10% [65]), полученных методом накопления изотопов. Известно, что этот метод может обеспечить 15-30% точность результатам. С такой точностью и были проанализированы данные вышеупомянутых работ.

10. Некоторые огрехи и неточности в эксперименте по накоплению изотопов в графитовом реакторе, а также путаница в величинах стандарта - RI_{α} ^{59}Co - не позволили использовать результаты работы [64].

11. Некорректно измерены величины RI_{γ} в работе [39]. Авторами не внесена поправка на рассеяние нейтронов водородом, содержащимся в капсуле с порошками кюрия и калифорния.

Следует отметить, что ограничения, наложенные на использование RI_{γ} и RI_{β} не распространяются на тепловые сечения деления и захвата, опубликованные в этих же работах [1, 2, 11, 14, 24].

Отобранные в результате анализа и распределенные соответственно классификации тепловые сечения и резонансные интегралы изотопов Pa, Am, Cm и Bk приведены в табл.2. Здесь же даются их средне-взвешенные величины, рекомендуемые в качестве оценочных.

Следует отметить, что ограничения, наложенные на использование RI_{γ} и RI_{β} , не распространяются на тепловые сечения деления и захвата, опубликованные в этих же работах [1, 2, 11, 14, 24].

Обсуждение результатов

Изотопы протактиния

Оценка нейтронных данных изотопов протактиния осложняется из-за следующих обстоятельств:

1. Процесс деления ^{231}Pa нейтронами исследован слабо, мало данных о $\sigma(p, f)$ [71, 80, 81], а публикации о RI_{β} вообще отсутствуют.

2. Для ^{233}Pa опубликованы только оценочные величины $\sigma(p, f)$ и RI_{β} [31, 58]. Также неизвестно, имеет ли этот изотоп порог деления или он вообще нейтронами не делится.

3. При дефиците нейтронных данных для многих изотопов к оценке привлекается $\sigma(p, \gamma)$ для энергии 30 кэВ. У изотопов 231, 233 такая возможность исключается, потому что $\sigma(p, \gamma)$ для них вообще не измерялись, а извлеченные из полных сечений $\sigma_{\gamma} \sim \sigma_{\text{tot}}$ (при $\sigma_{\gamma} \ll \sigma_{\text{tot}}$) измерены на селекторе только до 10 кэВ [68, 76].

Протактиний-231

1. Усредненные величины всех видов сечений захвата в пределах $\pm 10\%$ согласуются между собой. Доходящий до 40% разброс в σ_{γ} (эф) [69, 71, 74] скорее всего обусловлен отличием реакторных спектров нейтронов.

2. Очевидно, что при $E_{cd} = 0,4-0,414$ эВ сильный уровень экранируется, вкладом слабого уровня в величину RI_{γ} , в первом приближении, можно пренебречь и воспользоваться данными работ [73, 78].

Наблюдаемое при этом ~30% превышение RI_γ [73,78] над оцененными RI_γ^0 [31,58] нельзя объяснить только за счет вклада слабого уровня, ибо величина $RI_\gamma(th)=775$ б [72], полученная при $E_{сд}=0,512$ эВ полностью экранируется от влияния обоих уровней, а она хорошо согласуется с RI_γ [73,78]. Возможной причиной занижения RI_γ^0 [31,58] являются исходные предпосылки теории использованной в этих оценках.

3. Наличием порога деления при энергии нейтронов ~400 кэВ объясняются очень малые по сравнению с $\sigma(p,\gamma)$ величины $\sigma(p,f)$ [71,80,81].

4. Отсутствуют публикации величины RI_f для ^{231}Pa .

Протактиний-233

1. При захвате нейтронов в ^{233}Pa образуются два изомера ^{234g}Pa (6,75 hr) и ^{234m}Pa (1,18 min), для которых сечения получены только интегральными методами [65,69]. Данные работ [61,64] исключаются (см. обзор).

Для каждого из изомеров $\sigma_\gamma(th)$ [65] и RI_γ [65,69] совпадают с аналогичными величинами оценки [31].

2. Наблюдается согласие полных сечений захвата на максвелловском спектре нейтронов и расхождение примерно в 3,5 раза для $\sigma_\gamma(\text{эф})$, полученных на реакторных спектрах [60,66]. Тот факт, что $\sigma_\gamma(\text{эф})$ [60] согласуется с усредненной величиной $\sigma_\gamma(th)$, позволяет исключить $\sigma_\gamma(\text{эф})$ [66] из анализа. По-видимому, спектр нейтронов реактора MTR [66] отличается заметно от максвелловского.

3. Суммарное сечение захвата для изомерных состояний так же, как и суммарный интеграл захвата практически совпадают с полными $\sigma(p,\gamma)$ и RI_γ , измеренными независимо.

4. Для $^{233}\text{Pa}(p,f)$ реакции экспериментальные данные отсутствуют.

Изотопы америция

Америций-241

1. Захват нейтронов в ^{241}Am идет с образованием двух изомеров - ^{242}Am (16 hr) и ^{242m}Am (152 уг). Имеются только интегральные эксперименты, дающие $\sigma(th)$ и $\sigma(\text{эф})$. Для каждого изомера наблюдается согласие между $\sigma(th)$ и $\sigma(\text{эф})$ в пределах 7%-15%, но они отличаются на 23%-43% от аналогичных сечений из BNL-325 [31].

Суммарное сечение захвата изомерных состояний хорошо согласуется с полным сечением захвата, измеренным независимо.

Все это позволяет утверждать, что рекомендованные в [31] $\sigma(p,\gamma)$ для ^{241}Am сильно занижены.

2. Процесс деления ^{241}Am исследован как дифференциальными, так и интегральными методами. Полученные $\sigma(p,f)$ очень хорошо согласуются между собой, а также с оцененными из [31].

3. Дифференциальные измерения RI_γ отсутствуют. Исключены из рассмотрения работы [1,2,5] из-за путаницы в величине $E_{сд}$. В качестве рекомендованных предлагаются $RI_\gamma(th)$ и $RI_\gamma(\text{эф})$ публикаций [3,8], которые согласуются с точностью $\pm 10\%$ и находятся в хорошем согласии (в пределах 3%-12%) с данными [31].

4. Исключены RI_f работ [1,2,11,14] (см. обзор). Рассчитанный по данным из дифференциальных измерений для интервала энергий 0,55 эВ-18 МэВ $RI_f=14,1$ б [10] находится в хорошем согласии с аналогичными величинами из большинства оценок [31,32,58]. Однако, имеется 33% расхождение с $RI_f(\text{эф})$ [8].

Америций-242g

1. В единственной экспериментальной работе [13], выполненной на реакторе в Chalk-River еще в 1951г., методом накопления получено $\sigma(p,\gamma)=5500$ б, после перенормировки - 5100 б, которое и рекомендуется с 30% точностью. Имеется и единственная оценка - JENDL-3 [58], в которой дается, в качестве рекомендованного, неперенормированное сечение из работы [13].

2. $\sigma(p,f)$ измерены только интегральными методами [1,4,13,21] и удовлетворительно согласуются как между собой, так и с данными оценок [31] и [58].

3. Нет экспериментальных данных для RI_γ и RI_f , а оценка этих величин выполнена лишь в JENDL-3 [58].

Америций-242m

1. Только в эксперименте по накоплению изотопов [4] получено $\sigma(\text{эф})=1650$ б. Можно согласиться с оценкой этой величины в BNL-325 [31].
2. Процесс деления исследовался как дифференциальными, так и интегральными методами. Из табл.2 видно, что все типы сечений очень хорошо согласуются как между собой, так и с оцененными величинами из [31].
3. Экспериментальные данные для RI_{γ} отсутствуют, оцененные приведены в 4-х библиотеках с максимальным разбросом в 45% [32].
4. Для RI_{γ} интегральные данные [11,14] исключаются. В результате анализа дифференциальных данных [16,17,19] нами рекомендуется величина $RI_{\gamma}=1677 \pm 85$ б, которая согласуется (в пределах 7%-12%) с такими же данными других библиотек [31,32,58].

Америций-243

1. $\sigma(n,\gamma)$ измерены только интегральными методами, имеют 10% согласие. Предлагаемые в качестве рекомендованных величины $\sigma(\text{th})$ и $\sigma(\text{эф})$ очень хорошо согласуются с данными большинства оценок [31,32,58].
2. у ^{243}Am $\sigma(n,f)$ разделились на 2 группы. Величины σ_f работ [2,34] превышают σ_f работ [11,12,33] почти в 3 раза. В работе [2] велика погрешность ($\pm 55\%$), она позволяет использовать сечение деления в очень большом диапазоне разброса величины σ_f (от 90 до 310 мб). Более того, близкое к нулю сечение деления из [11] позволяет рекомендовать сечение $\sigma_f(\text{th})=74 \pm 4$ мб [33] (работа 1989 года), что согласуется с оценками UKNDL-81 [32] и JENDL-3 [58].
3. Для RI_{γ} данные работ [1,2] исключаются. Расхождение между $RI_{\gamma}^0=1825$ б [25], рассчитанному по параметрам для диапазона энергий нейтрона 0,532 эВ-350 эВ и $RI_{\gamma}(\text{эф})=2263$ б [22-24] составляет 24%.
4. Исключаются величины RI_{γ} публикаций [2,14]. Рассчитанный по дифференциальным данным в диапазоне энергии нейтронов 0,5 эВ-20 МэВ $RI_{\gamma}^0=8,45$ б [27] и непосредственно измеренный $RI_{\gamma}(\text{th})=9,0$ б [11] согласуются между собой и с соответствующими данными оценок [31,32,58].

Изотопы кюрия

Кюрий-242

1. Имеется единственная экспериментальная величина $\sigma_{\gamma}(\text{эф})=25$ б [4], перерасчет которой к данным $\sigma_f=5$ б и $RI_{\gamma}=190$ б в работах [57,59] даст $\sigma_{\gamma}(\text{эф})=20 \pm 5$ б (с учетом точности метода), что согласуется с $\sigma(n,\gamma)$ других оценок [31,32,58].
2. Измерены только эффективные сечения деления [4,13], которые приводятся во всех оценках [31,32,58].
3. В единственной работе по накоплению изотопов измерено $RI_{\gamma}(\text{эф})$ [5]. В этой ситуации в качестве RI_{γ}^0 можно использовать RI_{abs} [38], полученный в результате расчета по резонансным параметрам, так как у ^{242}Cm $\sigma_f < \sigma_g$ в 4-5 раз.
4. В 1988 г. в результате расчета по резонансным параметрам была получена величина $RI_{\gamma}=12,9 \pm 0,7$ б [37]. Только две библиотеки оценили эту величину: JENDL-3 [58] и ENDL-82 [32], и она превосходит RI_{γ}^0 [37] в 1,5-3 раза соответственно.

Кюрий-243

1. $\sigma(n,\gamma)$ и RI_{γ} опубликованы в работе [54] и хорошо согласуются с аналогичными данными BNL-325 [31].
2. В интегральных измерениях получены $\sigma_f(\text{th})$ и $\sigma_f(\text{эф})$, для которых рекомендуемые нами величины очень хорошо согласуются между собой и с данными [31].
3. Измерения RI_{γ} выполнены только интегральными методами, разброс усредненных величин составляет всего 8%.

Кюрий-244

Сечения захвата получены интегральными методами и согласуются между собой в пределах указанных ошибок экспериментов. Отсутствие данных дифференциальных измерений для RI_{γ} компенсируется рассчитанным по параметрам $RI_{abs} = RI_{\gamma}^0$ [28], так как у кюрия-244 $\sigma_f < \sigma_g$ в 10-15 раз.

Кюрий-245

Этот изотоп представлен большим числом работ с удовлетворительно согласующимися данными (см. табл. 2).

Кюрий-246

1. Не рассматривается $\sigma_{\gamma}(\text{эф})$ [35], носящее предварительный характер и превышающее на порядок величины остальные сечения, которые согласуются между собой в пределах указанных погрешностей экспериментов.

2. Процесс деления исследован слабо, однако имеющиеся σ_f и RI_f находятся в хорошем согласии.

Кюрий-247

1. В немногочисленных данных по захвату нейтронов наблюдается большая неопределенность (порядка 50%). Измеренная в работах [42, 46] величина $\sigma_{\gamma}(\text{эф}) = \sigma_{\gamma}(\text{th}) = 60$ б [42, 46] косвенно подтверждается $\sigma_{\gamma}(\text{эф}) = 48$ б. [22], полученного как разность сечений $\sigma_{abs} - \sigma_f$, и рекомендуется нами для оценки.

2. Имеющиеся $RI_{\gamma}(\text{th}) = 490 \pm 100$ [46] и $RI_{\gamma}(\text{эф}) = 800 \pm 400$ [42] отличаются на 40% по абсолютной величине, но согласуются в пределах указанных погрешностей и не противоречат аналогичным данным из оценок [31, 32, 58].

3. Измеренные на максвелловском спектре $\sigma(n, f)$ распадаются на две группы, сечения в которых отличаются на 26% - 33%. Исходя из анализа интегральных экспериментов работ [11, 39, 40, 43], следует ухудшить точность $\sigma_f(\text{th})$ с 5-10% до 20% и предложить обычное среднее сечение деления в качестве рекомендованной величины.

4. Изымаются из рассмотрения представленные в качестве предварительных, RI_f работы [39]. Рекомендуемые $RI_f(\text{th})$ и $RI_f(\text{эф})$ не противоречат друг другу, хотя и отличаются по абсолютной величине на 17%.

Кюрий-248

Работа [46] не учитывается из-за неопределенности в $E_{сд}$.

Кюрий-249, 250

Эти два изотопа исследуются попутно, главным образом в экспериментах по накоплению, поэтому имеется информация только об эффективных тепловых сечениях захвата (см. табл. 2).

Пока одна библиотека [58] предложила свой вариант оцененных данных для этих изотопов кюрия, используя при этом величины $\sigma(n, \gamma)$ и $\sigma(n, f)$ из работ [55, 56].

Следует отметить, что в работе [59] тоже раздельно оцениваются средние сечения $\sigma(\text{th})$ и $\sigma(\text{эф})$ для изотопов кюрия.

Изотопы берклия**Берклий-249**

1. Процесс деления совсем не исследовался. Единственный эксперимент дает $\sigma_f(\text{эф}) < 6$ барн [86]. А оцененные величины $\sigma(n, f)$ и RI_f имеются лишь в библиотеках ENDL-82 [32] и JENDL-3 [58] и отличаются между собой в 2,5-3 раза.

2. Отсутствуют непосредственные измерения $\sigma^0(n, \gamma)$. Известны интегральные данные с большим разбросом $\sigma_{\gamma}(\text{эф})$ и измерения полных сечений в тепловой точке, которые позволяют оценить порядок величины $\sigma^0(n, \gamma)$. В самом деле, имея σ_{tot} , измеренные TOF-методом с хорошей точностью, и учитывая соотношение $\sigma_f < \sigma_{\gamma}$ для ^{249}Bk , можем считать в первом приближении $\sigma_{tot}^0 \approx \sigma^0(n, \gamma)$. Усредненное по данным работ [82, 84] $\langle \sigma^0(n, \gamma) \rangle = 658 \pm 90$ барн согласуется с рассчитанной по резонансным параметрам величиной $\sigma^0(n, \gamma) = 746$ барн [84] и позволяет утверждать, что $\sigma^0(n, \gamma)$ находится в интервале сечений 650-750 барн.

Ориентировочную величину $\sigma_{\gamma}(\text{эф})$ можно извлечь из измерений на реакторных спектрах. Согласно точности метода накопления, $\sigma_{\gamma}(\text{эф})$ [26,83] берутся с 30% ошибкой и величина обычного среднего $\langle\sigma_{\gamma}(\text{эф})\rangle = 700 \pm 200$ б работ [26,83,85] также вписывается в вышеуказанный интервал сечений захвата.

3. Кроме измерений в двух разных экспериментальных условиях [2], давших согласующиеся величины $RI_{\gamma}(\text{th})$, других публикаций о резонансных интегралах захвата нет. Для подтверждения данных $RI_{\gamma}(\text{th})$ [2] привалскаются RI_{tot}^0 , рассчитанные по резонансным параметрам, полученным из измерений полных сечений для энергии нейтронов ниже 46 эВ [82] и ниже 100 эВ [84]. Учитывая соотношение $\sigma_{\gamma} \ll \sigma_{\text{tot}}$ для ^{249}Bk , можем в первом приближении использовать RI_{tot}^0 в качестве RI_{γ}^0 , которые согласуются с $RI_{\gamma}(\text{th})$ [2].

Для ^{249}Bk отмечается совпадение величин $\sigma(p,\gamma)$ и RI_{γ} из библиотек [31,58], которые подтверждаются соответствующими сечениями, рекомендованными в настоящей работе.

Список литературы

1. Бак М.А., Кривоухватский А.С., Петержак К.А. и др. // Атомная энергия. 1967. Т.23. С.316.
2. Гаврилов В.Д., Гончаров В.А., Иваненко В.А. и др. // Атомная энергия. 1976. Т.41. С.85.
3. Harbour R.M., MacMurdo K.W., McOrososon E.J. // Nucl./sci.Eng. 1973. V.50. P.364.
4. Ihle H. Michael H. Neubert A. et al. // J.In. Nucl. Chem. 1972. V.34. P.2427.
5. Schuman R.P. // Prog. WASH-1136. 1969. P.53.
6. Deal R.A., Schuman R.P. // Prog. WASH-1053. 1964. P.76.
7. Hoff R.W., Hulet E.K., Michel M.C. // Nucl. Eng. 1959. V.8. P.224.
8. Eberle S.H. // Rep. KFK-1453. 1971. P.1.
9. Eberle S.H. // Rep. KFK-1456. 1971. P.51.
10. Dabbs J.W., Jhonson C.H., Bemis C.E., et al. // Nucl.Sci.Eng. 1983. V.83. P.22.
11. Журавлев К.Д., Крошкин Н.И., Четвериков А.Г. // Атомная энергия. 1975. Т.39. Вып.4. С.285.
12. Hulet E.K., Hoff R.W., Bowman H.R. et al. // Phys. Rev. 1957. V.107. P.1294.
13. Hanna G.C., Harvey B.G., Moss N. // Phys.Rev.1951. V.81. P.893.
14. Draper E.L., Ir. // Nucl. Sci. Eng. 1971. V.46. P.31.
15. Hyakutane W. // Technology Report of The Kyushu Univ. 1965. V.39. P.170. EXFOR-20274.004.
16. Browne J.C., White R.M., Howe R.E. et.al. // Phys.Rev. 1984. C-29. P.2188.
17. Bowman C.D., Auchampauch G.F., Fultz S.C. et al. // Phys. Rev. 1968. V.166. P.1219.
18. Perkin S.T., Auchampauch G.F. Hoff R.W. et.al. // Nucl.Sci.Eng. 1968. V.32. P.131.
19. Dabbs J.W., Jhonson C.H., Emis C.E. et.al. // Nucl.Sci.Eng. 1983. V.84. P.1.
20. Wolfsberg K., Ford G.P., Smith H.L. // Nucl.Eng. 1966. V.A/B-20. P.588.
21. Higgins G.H., Orande W.T. // Phys. Rev. 1951. V.94. P.735.
22. Smith J.A., Banick C.J., Folgar R.L. // Proceed of 2-nd Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, March, 1968. V. 2. P.1285.
23. Folgar R.L., Smith J.A., Browne C.D. et.al. // Ibid, V.2. P.1279.
24. Butler J., Lounsbury M., Merritt J. // Can. J. Phys. 1957. V.35. P.147.
25. Simpson O.D., Simpson F.B., Harvey J.A. et.al. // Nucl.Sci.Eng. 1974. V.55. P.273.
26. Ice C.H. // Rep. DP-MS-66-69, [EXFOR-12550.001-.015].
27. Knitter H., Budts-Jorgensen C. // Nucl.Sci. Eng. 1988. V.99. P.1.
28. Беланова Т.С., Замятин Ю.С., Колесов А.Г. // Материалы 3-й Всесоюзной научн. конф. по нейтронной физике/Киев, июнь, 1975. Нейтронная физика. М., 1976. Т.3. С.224.
29. Schuman R.P. // Prog. WASH-1136. 1969. p.54.
30. Schuman R.P. // Prog. WASH-1124. 1968. P.72.
31. Mughabghab S.F., Divadeenam M and Holden N.E. // BNL-325 4-th edition, Neutron Cross Sections. 1984. V.1. P. B.
32. Compilation of Actinide Neutron Nuclear Data, Swedish nuclear data committee, Stockholm 1986.

33. Wagemans C., Schillebeeckx P., Bocquet J.P.//Nucl. Sci.Eng. 1989. V.101. P.293.
34. Asghar M., Caitucoli F., Perkin P. et. al.//Ann.Nucl.Eng. 1979. V.6. P.661.
35. Stevens C.M., Studier M.N., Fields P.R. et.al//Phys. Rev. 1954.V.94. P.974.
36. Fields P.R., Studier M.N., Stevens C.M. et.al//Phys.Rev. 1956. V.120. P.180.
37. Alam B., Block R.C., Slovacek R.E. et. al.//Nucl. Sci. ng. 1988. V.99. P.268.
38. Артамонов В.С., Иванов Р.Н., Калсбин С.М. и др.//Материалы 4-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике./Киев, апрель 1977. Нейтронная физика, 1977. Т.1. С.257.
39. Halperin J., Oliver J.N., Stoughton R.W.//Rep. ORNL-4581. 1970. P.37.
40. Benjamin R.W., Macmurdo K.W., Spenser J.D.//Nucl.Sci.Eng. 1972. V.47. P.203.
41. Brown J.C., Benjamin R.W., Karraner D.G.//Nucl.Sci.Eng. 1978. V.65. P.166.
42. Thompson M.C., Hyder M.L., Reuland R.J.//J.In.Nucl.Chem.- 1971.-V.33.P.1553.
43. Diamond H., Hines J.J., Sjoblom et al.//J.In Nucl. Chem. 1968.V.30.P2553.
44. Jattey S.C.//Nucl.Sci.Eng. 1956. V.1. P.204.
45. Halperin J., Drushel R.E., Eby R.E.//Prog. ORNL-4437. 1969. P.20.
46. Гаврилов В.Д., Гончаров В.А.//Атомная энергия. 1968. Т.44. С.246.
47. Benjamin R.W., Ahlfeld C.E., Harvey J.A et.al.//Nucl. Sci.Eng. 1974. V.55. P.440.
48. Seaborg G.T., Private communication to Huizenga J.R. 1955 [EXFOR-12557. 1948].
49. Eastwood H.I.//Nucl.Chem. 1958. V.6. P.261.
50. Druschel R.E., Baybarz R.D.,Halperin J.//Prog.ORNL-4891. 1973. P.23.
51. Berreth J.R., Simpson F.B., Rische B.C.//Nucl.Sci.Eng. 1972. V.49. P.145.
52. Darouzet M., Giacometti A., Girieud R., et al.//Proceed. of Conf. on Nuclear data for Science and Technology, Antwerp, September 1982. P.181.
53. Журавлев К.Д., Крошкин Н.И.//Атомная энергия. 1979. Т.47. С.55.
54. Bemis C.E., Jr. Oliver J.H., Eby R.//Nucl.Sci. Eng. 1977. V.63. P.413.
55. Loughheed R.W., Wild J., Hulet E.K., et al.//J.In. Nucl.Chem. 1978.
56. Diamond H., Hines J.J.//Rep. ANL-7330. 1967.
57. Benjamin R.W.//Rep. IAEA-186. 1976. V.2. P.46.
58. Shibata Kk. et al. R., JAERI-1319. (1990).
59. Беланова Т.С.//Атомная энергия. 1982. Т. 53. Вып.6. С.386.
60. Katzin L.I., Hasemann F. Rep. OP. 3630. 1946.
61. Katzin L.I. Rep. ANL-WMM-1080. 1953.
62. Connor J.C., Bayard R.T., MacDonald D. et al. NSE. 1967, v. 29.
63. Connor J.C. rep. WAPD-TM-837, 1970.
64. Smith R.R., Passel T.O., Reeber S.D. et al. Rep. IDO-16226. 1955.
65. Eastwood T.A., Warner R.D., J.Can. Phys., 1960, v.38.p.751.
66. Halperin J., Stoughton R.W., Ellison C. Nucl.Sci. Eng., 1956, v.1, p.1.
67. Halperin J., Stoughton R.W, Druscel R.E. Rep. ORNL-3320, 1962, p.1.
68. Simpson F.B., Coddling J.W. NSE, 1966, v.28, p.133.
69. Юрова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. 1984. Т.1. С.55.
70. Smith R.R., Alley N.P., Lewis R.H. PR, 1956, v.101, p.1053.
71. Seaborg G.T., Manning N.M. Rep. OS-3471, 1846, p.2.
72. Gryntakis T.J. Jn Nucl. 1974, v.36, p.1447.
73. Александров Б.И., Бак М.А., Кривоухватский А.С.//Атомная энергия. 1972. Т.32. С.178.
74. Elson R., Seller P.A., John E.R. PR (1953), v. 90, p.102.
75. Kobayashi K. Prog. INDC(AP)-23L, 1974, p.40.
76. Simpson F.B., Burgus W.N., Evans J.E. NSE, 1962, v.12, p.234.

77. Hashimoto S.I. Jour. Radioanalytical and Nucl. Chemistry, 1988, v.120, p.185.
78. Drane M.K., Nichols P.F. Rep. GA-7462, 1967.
79. Hilperin J., Bemis C.E. et al. R., ORNL-4706(1971).
80. Leonard H.H. Rep. Hw-67219, (1960).
81. Wagman C., D'Hondt P., Deruytter A.J. et al. Nucl. Phys. 1977. v. A-285, p.32.
82. Ануфриев В.А., Бабич С.И., Коцерыгин Н.Г. и др.//Атомная энергия, 1983. Т.55. Вып.5. С.320.
83. Magnusson L.B., Studier M.H., Fields P.R. et al. Phys. Rev., 1954, v.96, p.1576.
84. Benjamin R.W., Harvey J.A., Hill N.W. et al. Nucl. Sci. Eng. 1983, v.95, p.581.
86. Loughheed R.W. Rep. WASH-1136, 1969, P.95.
87. Danon Y., R.E.Slovacek, R.C.Block et al. NSE-109, 34(1991).

Таблица 1

Характеристики изотопов Pa, Am, Bk

Изотоп	E_n (эВ)	$2g\Gamma_n$ (МэВ)	E_f (МэВ)
^{213}Pa	0,400	0,0740	~0,4
	0,497	0,0134	
^{241}Am	0,307	0,0560	
	0,547	0,923	
^{243}Am	0,416	0,00084	0,7±0,8
^{249}Bk	0,195	0,102	1,07

Примечание. E_n - положение уровня, Γ_n - нейтронная ширина уровня, E_f - энергия порога деления ядра.

Таблица 2

Сечения захвата в изотопах протактиния

Реакция	σ_γ^0 , барн	σ_γ (th), барн	σ_γ (эф%), барн
$^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$	200±5 [76] 260±13 [73]	200±5 [70]	175±30 [71]
		218±14 [72]	219±6 [69]
		201±22 [72]	299±60 [74] ^{a)}
		201±6 [75]	
		186±13 [77]	
средн. взвешенное	208 19	201±13	218±13
$^{232}\text{Pa}(n, \gamma) \rightarrow ^{234}\text{Pa}$	средн. взвешенное	25±6 [64] ^{b)}	32±8 [64] ^{b)}
		19±3 [65]	
		19±3 [65]	
$^{233}\text{Pa}(n, \gamma) \rightarrow ^{234m}\text{Pa}$	средн. взвешенное	43±11 [64] ^{b)}	75±19 [64] ^{b)}
		20±4 [65]	
		20±4 [65]	
$^{233}\text{Pa}(n, \gamma) \rightarrow ^{234(m+g)}\text{Pa}$	средн. взвешенное	39±4 [65]	37±14 [60]
		68±14 [64] ^{b)}	55±14 [61] ^{b)}
		42±5 [67]	107±27 [64] ^{b)}
		31,4±7,9 [63]	128±20 [66] ^{b)}
		39,0±3,5	37±14 [60]

Примечание.

- Данные перенормированы к единой системе стандартов [31].
- Данные исключены из рассмотрения по причинам, указанным в обзоре работ или в процессе анализа.
- Из-за неопределенности в величине E_{cd} , данные используются только как вспомогательные величины, особенно при недостатке информации.
- В скобках под расчетными величинами RI_γ и RI_f указаны энергетические пределы интегрирования, приведенные в публикациях.
- Данные о RI_f для $^{231, 233}\text{Pa}$ отсутствуют.
- Средне-взвешенные величины рекомендуются в качестве оцененных для своего типа сечения (резонансного интеграла).
- Отсутствуют данные о RI_f для ^{249}Bk .

Продолжение таблицы 2

Сечение деления в изотопах Pa

Реакция	σ_f^0 , мбарн	σ_f (th), мбарн	σ_f (эф), мбарн
$^{231}\text{Pa}(n, f)$	14±25% [80]	19±4 [81]	10±5 [71]
средн. взвешенное	14±4 [80]	19±4 [81]	10±5 [71]

Резонансные интегралы захвата для изотопов Pa

Реакция	RI_γ^0 , барн	RI_γ (th), барн	RI_γ (эф), барн
$^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$	760±80 [78]	775±70 [70] ^{a)}	
	(0.414 + ∞ эВ)	800±80 [73] ^{a)}	
средн. взвешенное	760±80 [78]	786±15	
$^{233}\text{Pa}(n, \gamma) ^{234g}\text{Pa}$		454±100 [65] ^{a)}	436±67 [69]
			487±122 [64] ^{ab)}
средн. взвешенное		454±100 [65]	436±67 [69]
$^{233}\text{Pa}(n, \gamma) ^{234m}\text{Pa}$		464±90 [65] ^{a)}	722±180 [64] ^{ab)}
средн. взвешенное		464±90 [65]	
$^{233}\text{Pa}(n, \gamma) ^{234(m+g)}\text{Pa}$	901±45 [68]	918±100 [65] ^{a)}	1209±302 [64] ^{ab)}
	(0,4+10 ⁴ эВ)	908±90 [67] ^{a)}	
		865±90 [63] ^{a)}	
средн. взвешенное	901±45 [68]	897±23	

Продолжение таблицы 2

Сечения захвата в изотопах америция

Реакция	σ_{γ}^0 , барн	$\sigma_{\gamma}(\text{th})$, барн	$\sigma_{\gamma}(\text{эф})$, барн
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242g}\text{Am}$		670±60 [1]	775±80 [4]
		780±78 [2]	635±67 [7] ^{a)}
		748±20 [3]	
	средн. взвешенное	745±24	693±69
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$		70±5 [1]	95±26 [4]
		73±14 [2]	
		83,8±2,6 [3]	
	средн. взвешенное	80±3	95±26 [4]
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242(m+g)}\text{Am}$		853±64 [2]	820±82 [6]
		740±65 [1]	
		831±23 [3]	
	средн. взвешенное	824±20	820±32 [6]
$^{242g}\text{Am}(n, \gamma)$			5100±1550 [60] ^{a)}
$^{242m}\text{Am}(n, \gamma)$			1650±330 [4]
$^{243}\text{Am}(n, \gamma)$		73±6 [1]	78±6 [23]
		83±6 [2]	77±2 [9]
		72±2 [24] ^{a)}	70±15 [35] ^{b)}
		83±10 [26]	
	средн. взвешенное	73±2	77±3

Продолжение таблицы 2

Сечения деления в изотопах америция

Реакция	σ_f^o , барн	σ_f (th), барн	σ_f (эф), барн
$^{241}\text{Am}(n, f)$	3,13±0,19[10]	a) 2,80±0,25[2]	2,8±0,3[13] ^{a)}
		3,20±0,15[11]	4,0±0,8[4]
		3,15±0,10[1]	
		2,91±0,14[12] ^{a)}	
		a) 3,8±0,2 [15]	
средн. взвешенное	3,13±0,19[10]	3,15±0,13	3,0±0,3
$^{242g}\text{Am}(n, f)$		2950±800[21]	2100±420[4]
		2100±200[1]	2500±750[13]
		средн. взвешенное	2150±200
$^{242m}\text{Am}(n, f)$	6328±320[16]	6080±500[11]	6800±1360[4]
		6950±250[19]	7372±310[20] ^{a)}
		5910±460[12] ^{a)}	
средн. взвешенное	6713±302	6748±488	6800±1360[4]
$^{243}\text{Am}(n, f)$		0,20±0,11[2]	
		≤0,067 [12] ^{a)}	
		0,074±,004[33]	
		~0,0 [11]	
		.1983±,0042[34]	
средн. взвешенное		0,074±0,010	

Продолжение таблицы 2

Резонансные интегралы захвата в изотопах америция

Реакция	RI_{γ}^0 , барн	$RI_{\gamma}(th)$, барн	$RI_{\gamma}(эф)$, барн
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242g}\text{Am}$		$2100 \pm 200 [1]^c)$ $1570 \pm 10 [2]^c)$	$1406 \pm 124 [3]^a)$
средн. взвешенное		$1576 \pm 30^c)$	$1406 \pm 124 [3]$
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$		$300 \pm 30 [1]^c)$ $230 \pm 80 [2]^c)$	$220 \pm 19 [3]^a)$
средн. взвешенное		$291 \pm 23^c)$	$220 \pm 19 [3]$
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242(m-g)}\text{Am}$		$2400 \pm 200 [1]^c)$ $1800 \pm 100 [2]^c)$ $1626 \pm 143 [3]^a)$	$1100 \pm 100 [5]^c)$ $1469 \pm 147 [8]^a)$
средн. взвешенное		$1626 \pm 143 [3]$	$1469 \pm 147 [8]$
$^{242g}\text{Am}(n, \gamma)$	нет экспериментальных данных		
$^{242m}\text{Am}(n, \gamma)$	нет экспериментальных данных		
$^{243}\text{Am}(n, \gamma)$	$1825 \pm 80 [25]$ ($E_{\text{к}}=250$ эВ)	$2300 \pm 200 [1]^c)$ $2210 \pm 150 [2]^c)$	$2290 \pm 50 [22]$ $2250 \pm 50 [23]$ $2249 \pm 50 [24]^a)$ $1930 \pm 190 [9]$
средн. взвешенное	$1825 \pm 80 [25]$	$2257 \pm 46^c)$	2250 ± 20

Продолжение таблицы 2

Резонансные интегралы деления в изотопах америция

Реакция	RI_f^o , барн	$RI_f(th)$, барн	$RI_f(эф)$, барн
$^{241}\text{Am}(n, f)$	$14,1 \pm 0,9 [10]$ ($E_k=1$ МэВ)	$22,5 \pm 1,7 [2]^c)$ $21 \pm 2 [1]^c)$ $27,7 \pm 1,6 [11]^c)$	$22,2 \pm 2,1 [8]^a)$
средн. взвешенное	$14,1 \pm 0,9 [10]$	$21,9 \pm 1,7$	$22,2 \pm 2,1 [8]$
$^{242g}\text{Am}(n, f)$	нет экспериментальных данных		
$^{242m}\text{Am}(n, f)$	$1553 \pm 78 [16]$ ($E_k=20$ МэВ)	$2260 \pm 200 [11]^c)$	
	$1570 \pm 110 [17]$ ($E_k=3,7$ МэВ)	$2027 \pm 100 [14]^c)$	
	$1800 \pm 65 [19]$ ($E_k=20$ МэВ)		
средн. взвешенное	1677 ± 85	2070 ± 100	
$^{243}\text{Am}(n, f)$	$8,45 \pm 0,45 [27]$ $E_k=2$ МэВ)	$17,1 \pm 1,3 [2]^c)$ $9,0 \pm 1,0 [11]$	
средн. взвешенное	$8,45 \pm 0,45 [27]$	$9,0 \pm 1,0 [11]$	

Продолжение таблицы 2

Сечения захвата в изотопах кюрия

Реакция	σ_{γ}^0 , барн	σ_{γ} (th), барн	σ_{γ} (эф), барн
$^{242}\text{Cm}(n, \gamma)$			$20 \pm 5 [4, 57]^a)$
$^{243}\text{Cm}(n, \gamma)$		$130,7 \pm 9,6 [54]$	$137,4 \pm 9,6 [54]$ $200 \pm 100 [4]$
сред. взвешенное		$130,7 \pm 9,6 [54]$	$137,4 \pm 9,6 [54]$
$^{244}\text{Cm}(n, \gamma)$		$15,2 \pm 1,2 [46]$	$25 \pm 10 [35]$ $14 \pm 4 [42]$ $8,4 \pm 4,2 [23]$ $14,5 \pm 4 [22]$
средн. взвешенное		$15,2 \pm 1,2 [46]$	$13,1 \pm 2,2$
$^{245}\text{Cm}(n, \gamma)$	$341 \pm 34 [41]$		$340 \pm 20 [45]$ $200 \pm 100 [35]$ $360 \pm 50 [42]$ $260 \pm 130 [26]$
средн. взвешенное	$341 \pm 34 [41]$		336 ± 16
$^{246}\text{Cm}(n, \gamma)$		$1,14 \pm 0,30 [46]$ $1,2 \pm 0,4 [45]$	$1,5 \pm 0,5 [42]$ $15 \pm 10 [35]^b)$
сред. взвешенное		$1,16 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,5 [42]$
$^{247}\text{Cm}(n, \gamma)$		$60 \pm 20 [46]$	$60 \pm 30 [42]$ $48 [22]^b)$
средн. взвешенное		$60 \pm 20 [46]$	$60 \pm 30 [42]$
$^{248}\text{Cm}(n, \gamma)$	$2,59 \pm 0,26 [47]$	$10,7 \pm 1,5 [46]^b)$ $2,63 \pm 0,26 [50]$	$3 \pm 1 [42]$ $6,0 \pm 2,5 [49]$
средн. взвешенное	$2,59 \pm 0,26 [47]$	$2,63 \pm 0,26 [50]$	$3,4 \pm 1,0$
$^{249}\text{Cm}(n, \gamma)$			$1,6 \pm 0,8 [56]$
$^{250}\text{Cm}(n, \gamma)$			$80 \pm 30 [55]$

Продолжение таблицы 2

Сечения деления в изотопах кюрия.

Реакция	σ_f^o , барн	$\sigma_f(\text{th})$, барн	$\sigma_f(\text{эф})$, барн
$^{242}\text{Cm}(n, f)$			4,6 [4, 13] ^{a)}
$^{243}\text{Cm}(n, f)$		579±31 [54] 640±46 [12] ^{a)} 672±60 [53]	633±27 [54] 750±75 [4]
сред. взвешенное		609±26	646±37
$^{244}\text{Cm}(n, f)$		1,0±0,2[11] 1,14±0,5[40] ^{a)}	1,5±10[42]
средн. взвешенное		1,02±0,05	1,5±1,0[42]
$^{245}\text{Cm}(n, f)$	2143 58 [41]	1900±100[2] 2070±150[11] 1740±140[12] ^{a)} 1920±180[39] 2088±37[40] ^{a)} 2040±80[43]	1880±300 [23] 2000±150 [35] 1800±300 [36] 2030±200 [42] 2000±150 [26]
средн. взвешенное	2143 58 [41]	2043±38	1980±32
$^{246}\text{Cm}(n, f)$		0,14±0,05[11] 0,176±0,005[40] ^{a)}	
сред. взвешенное		0,158±0,080	
$^{247}\text{Cm}(n, f)$	106±53 [87]	80±7 [11] 85±5 [40] ^{a)} 108±5 [43] 120±12 [39]	100±50 [42]
средн. взвешенное	106±53 [87]	98,3±19,7	100±50 [42]
$^{248}\text{Cm}(n, f)$		0,35±0,07[40] ^{a)} 0,39±0,08[11]	
средн. взвешенное		0,37±0,04	

Продолжение таблицы 2

Резонансные интегралы захвата для изотопов кюрия

Реакция	RI_{γ}^0 , барн	$RI_{\gamma}(th)$, барн	$RI_{\gamma}(эф)$, барн
$^{242}\text{Cm}(n, \gamma)$	115±53 [38]		150±40 [5]
$^{243}\text{Cm}(n, \gamma)$			214,4±20,3 [54]
$^{244}\text{Cm}(n, \gamma)$	643±53 [28]	626±53 [46]	650±50 [42] 650±50 [23]
средн. взвешенное	643±53 [28]	626±53 [46]	650±25
$^{245}\text{Cm}(n, \gamma)$	100 [41]		110±20 [42] 101±8 [45]
средн. взвешенное	100 [41]		102±3
$^{246}\text{Cm}(n, \gamma)$	101±11 [47] ($E_{\kappa}=5$ кэВ)	118±15 [46] 121±7 [45]	135±25 [42] 110±40 [29]
средн. взвешенное	101±11 [47]	120±1	128±11
$^{247}\text{Cm}(n, \gamma)$		490±100 [46]	800±400 [42]
$^{248}\text{Cm}(n, \gamma)$	259±12 [47] ($E_{\kappa}=3$ кэВ)	250±24 [46] 267±27 [50]	275±75 [42]
средн. взвешенное	259±12 [47]	275,5±8,5	275±75 [42]

Продолжение таблицы 2

Резонансные интегралы деления для изотопов кадмия

Реакция	RI_f^0 , барн	RI_f (th), барн	RI_f (эф), барн
$^{242}\text{Cd}(n, f)$	$12,9 \pm 0,7$ [37] ($E_k=50,9$ кэВ)		
$^{243}\text{Cd}(n, f)$		1480 ± 150 [53]	1575 ± 136 [54] 1860 ± 400 [42]
средн. взвешенное		1480 ± 150 [53]	606 ± 87
$^{244}\text{Cd}(n, f)$		$13,4 \pm 1,5$ [11] $18,0 \pm 3,6$ [40] ^{a)}	$12,5 \pm 2,5$ [42]
средн. взвешенное		$14,1 \pm 1,4$	$12,5 \pm 2,5$ [42]
$^{245}\text{Cd}(n, f)$	$721 \pm 20\%$ [41]	850 ± 60 [2] 805 ± 80 [11] 1124 ± 100 [39] ^{a)} 789 ± 40 [40] ^{a)}	750 ± 50 [23]
средн. взвешенное	721 ± 20 : [41]	835 ± 53	750 ± 50
$^{246}\text{Cd}(n, f)$		$13,3 \pm 1,5$ [11] $10,2 \pm 0,4$ [40] ^{a)}	
средн. взвешенное		$10,4 \pm 0,8$	
$^{247}\text{Cd}(n, f)$	890 ± 53 [87] (0,1эВ 80кэВ)	730 ± 70 [11] 798 ± 50 [40] ^{a)} 1045 ± 110 [39] ^{ab)}	935 ± 190 [42]
средн. взвешенное	890 ± 53 [87]	775 ± 32	935 ± 190 [42]
$^{248}\text{Cd}(n, f)$		$13,8 \pm 0,9$ [40] ^{a)} $13,1 \pm 1,5$ [11]	
средн. взвешенное		$13,6 \pm 0,1$	

Продолжение таблицы 2

Сечения захвата в изотопах берклия

Реакция	σ_{γ}^0 , барн	$\sigma_{\gamma}(th)$, барн	$\sigma_{\gamma}(эф)$, барн
$^{249}\text{Bk}(n, \gamma)$	710±40 [84]	1800±10[2] ^{b)}	1100±300[85]
	500±70 [82]		660±200[26]
			350±150[83]
сред. взвешенное	658±90		700±200

Сечения деления в изотопах берклия.

Реакция	σ_f^0 барн	$\sigma_f(th)$ барн	$\sigma_f(эф)$ барн
$^{249}\text{Bk}(n, f)$		<6 [86]	

Резонансный интеграл захвата в изотопах берклия

Реакция	RI_{γ}^0 , барн	$RI_{\gamma}(th)$, барн	$RI_{\gamma}(эф)$, барн
$^{249}\text{Bk}(n, \gamma)$	870±120[82] (0,4+46 эВ)	1100±100[2]	
	1087±110[84] (0,625±100 эВ)	1300±300[2]	
сред. взвешенное	988±108	1120±80[2]	

УДК 539.125.5

ОБЗОР ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ СБОРОК С ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ T(d,n) И ^{252}Cf *С.П.Симаков**Физико-энергетический институт, Обнинск*

COMPILATION OF NEUTRON LEAKAGE SPECTRA MEASUREMENTS FROM SPHERICAL ASSEMBLIES WITH T(d,n) AND ^{252}Cf CENTRAL NEUTRON SOURCES. The main goal of present work is a review of spherical benchmark experiments and, if it was possible, compilation of numerical data on experiments specifications and neutron leakage spectra. Data were obtained either from literature or private communication with authors. Tables of main experiments parameters performed in USA, Japan and Europe are presented. These data could be used for intercomparison of experimental data measured in different laboratories and for evaluated data libraries testing.

Интегральные эксперименты, моделирующие элементы ядерных установок, позволяют в более простых условиях проверять методы расчетов и тестировать файлы оцененных ядерно-физических данных. Среди большого разнообразия интегральных экспериментов можно выделить класс простейших по геометрии экспериментов с исследуемыми материалами в виде сфер и точечными источниками в центре - эксперименты "benchmark". Благодаря сферической симметрии (другими словами, одномерности геометрии), такие эксперименты призваны решать, главным образом, задачу проверки и корректировки файлов оцененных данных.

В настоящей работе рассмотрено два типа источников: спонтанно делящийся изотоп ^{252}Cf с непрерывным спектром мгновенных нейтронов деления и реакция T(d,n), дающая нейтроны с энергией 14 МэВ. Важность исследований с этими источниками диктуется тем, что они моделируют спектр установок, использующих энергию деления тяжелых ядер или T-D синтеза [1,2]. В работе приводятся результаты компиляции экспериментальных данных по спектрам нейтронов утечки, измеряемых на достаточно большом расстоянии от поверхности и соответствующих потоку нейтронов, нормированному на один нейтрон источника.

Обзор подобных исследований, выполненных до 1982 года, можно найти в справочнике [2]. Однако с тех пор появились новые работы, к тому же насколько нам известно, до сих пор не предпринимались попытки собрать оригинальный численный материал (т.е. создать банк экспериментальных данных), который можно было бы использовать для тестировки современных библиотек оцененных ядерных данных, а также для выявления систематических ошибок экспериментов путем их сравнительного анализа.

Такая задача предполагает получение численных величин, характеризующих источник нейтронов, размеры и состав сферических образцов, самих спектров нейтронов утечки с погрешностями, а также другие условия проведения измерений, оказывающих влияние на сравнение результатов расчетов и экспериментов.

Сводка экспериментов

Исследования спектров нейтронов утечки проводились в различных лабораториях США, Японии и Европы в рамках национальных или международных программ. Чтобы дать общее представление об объеме имеющихся данных, в табл. 1 указаны научные центры (английская аббревиатура их названий соответствует рекомендациям МАГАТЭ), в которых проводились соответствующие исследования с разными источниками, а также ориентировочно число исследованных сфер. Видно, что накоплен большой объем экспериментальных данных, представляющих интерес для тестировки методов расчета и файлов оцененных данных.

Более подробно информация по этим экспериментам представлена в табл. 2-4 (измерения с $T(d,n)$ источником) и табл. 5 (^{252}Cf), а также обсуждается в следующих разделах.

Таблица 1

Сводка измерений спектров нейтронов утечки

Страна	Институт	Источники	Число сфер
Германия	Технический Университет Дрездена (TUD)	$T(d,n)$	2
	Центральный институт ядерных исследований (ROS)	Cf	2
	Ядерно-исследовательский центр, Карлсруэ (KFK)	Cf, $T(d,n)$	3
СССР	Физико-энергетический институт, Обнинск (FEI)	$T(d,n)$	28
	Институт технической физики, Челябинск (ITF)	$T(d,n)$	16
	Киевский государственный Университет (KGU)	$T(d,n)$	4
США	Ливерморская национальная лаборатория (LRL)	$T(d,n)$	33
	Университет штата Иллинойс (UI)	Cf, $T(d,n)$	4
	Лос Аломоская научная лаборатория (LAS)	$T(d,n)$	1
ЧСФР	Институт радиационных технологий, Прага (IRT)	$T(d,n)$	4
Япония	Университет города Осака (OSA)	$T(d,n)$	22
	Университет города Токио (TOH)	$T(d,n)$	1
	Всего		120

Источники нейтронов

$T(d,n)$. Нейтроны из этой реакции получают на электростатических ускорителях (нейтронных генераторах), как правило при облучении твердых тритиевых мишеней дейтонами с энергиями 200-400 кэВ. Энергия и выход нейтронов являются функциями угла вылета по отношению к падающему пучку дейтонов, энергии дейтонов, числа атомов трития, поглощенного в материале мишени и ряда других факторов. Для того, чтобы дать количественную оценку анизотропии такого типа источника приведем зависимость энергии E и относительного выхода нейтронов Y от угла вылета θ для толстой TiT мишени и энергии дейтонов 250 кэВ [29]:

$$E(\theta) = 14.1 + 0.77\cos(\theta) + 0.022\cos^2(\theta)$$

$$Y(\theta) = 1 + 0.054\cos(\theta) + 0.0011\cos^2(\theta) \quad (1)$$

Видно, что анизотропия источника $Y(0^\circ)/Y(150^\circ) = 11\%$, а изменение энергии $E(0^\circ) - E(150^\circ) = 1,5$ МэВ. Однако, помимо факторов, связанных с сечением реакции, на энергоугловое распределение нейтронов оказывают влияние и конструкция мишенного узла - взаимодействие 14 МэВ-нейтронов с материалами которых может вносить искажения в угловую зависимость выхода и спектр нейтронов источника. Поэтому для корректного сравнения с транспортными расчетами необходимо знать спектр нейтронов источника. Во многих случаях в экспериментах исследовалось энерго-угловое распределение нейтронов, в остальных - наиболее точным приближением является выражение типа (1) из-за отсутствия другой информации.

^{252}Cf . Преимущество использования этого источника связано с тем, что спектр нейтронов деления калифорния достаточно хорошо исследован и принят в качестве стандарта [30]. Точность данных стандартного спектра составляет 1,2-10% в диапазоне энергий 0,01-20 МэВ. В интегральных экспериментах источник на основе ^{252}Cf представляет собой обычно металлическую ампулу с радиоактивным изотопом или, как это предложено для подобных исследований в [33], быстрая ионизационная камера с источником, нанесенным на один из электродов. Понятно, что эти конструкционные элементы также могут оказывать влияние на спектр нейтронов источника. Соответствующие исследования, проведенные в оригинальных работах, показывают, что такие искажения, как правило, малы по сравнению с точностью измерений самих спектров нейтронов утечки.

Таблица 2

Измерения спектров нейтронов утечки с T(d,d) источником, проведенные в США

Материал	Радиус		Стенка	Отверстие	Химический состав	Концентрация	Контейнер		Детектор		E ₁ -E ₂ , МэВ	Метод	Лаборатория	Ссылка	Число данных	
	R, см	r, см	см(mfp)	r, см		10 ²³ см ⁻³	внешн.	внутр.	θ, град	L, м						
H ₂ O	10.48	≈0.8	≈9.7(1.0)	≈1.8	H	0.669*	SS-0.05	SS-0.05	27	7.5		TOF	LRL	[3]		
	19.05	≈0.8	≈18.3(1.8)	≈2.4	O	0.334*	SS-0.20	SS-0.20								
N	10.5	≈0.8	≈9.7(0.6)	≈1.8	N		SS-0.03	SS-0.03	27	7.6	10 ⁻⁴ -15	TOF	LRL	[4]		
	55.9	≈0.8	≈55.1(3.0)	≈5.0			SS-0.25	SS-0.25								
C	163.95	129.8	34.12(1.8)		C	0.939	SS-0.47	Cu-0.53	26, 125	9.6	2-15	TOF	LRL	[5]		
	4.19	≈0.8	≈3.4(0.5)	≈1.3			0.892			30, 120	7-10		TOF	LRL	[6, 7]	
	10.16	≈0.8	≈9.4(1.3)	≈1.4			0.926									
O	20.96	≈0.8	≈20.2(2.9)	≈1.8					30, 120	7-10	2-15	TOF	LRL	[4, 6]		
Al	10.5	≈0.8	≈9.7(0.7)	≈1.8	O				30, 120	7-10	2-15	TOF	LRL	[4, 6]		
Al	6.94	≈0.8	≈8.1(0.9)	≈1.4	Al	0.603*			30, 120	7-10	2-15	TOF	LRL	[6, 8]		
			(1.6)	"												
Si	10.16	≈0.8	≈9.3(0.9)	≈1.4	Si	0.519*			30, 120	7-10	2-15	TOF	LRL	[8]		
Ti		≈0.8	(1.2)	"	Ti	0.566*			30, 120	7-10	2-15	TOF	LRL	[6]		
			(2.2)	"												
Fe	4.46	≈0.8	(3.5)	"												
			≈3.7(0.9)	≈1.3	Fe(98.5%)	0.834*			30, 120	7-10	0.1-15	TOF	LRL	[9, 6]		
Fe	13.41	≈0.8	≈12.6(2.9)	≈1.6	Mn(0.5%)	0.004*										
			22.30	≈0.8	≈21.5(4.8)	≈1.9										
Fe	36.0	7.5	28.5(6.4)	4.25	Fe	0.847*			90	2	1-15	PRS	IU	[10]		
Cu	4.0	≈0.8	≈3.9(1.0)	≈1.3	Cu	0.842*			30, 120	7-10		TOF	LRL	[8]		
Ho	4.60	≈0.8	≈3.8(0.8)	≈1.3	Ho	0.320*			26	10	1-15	TOF	LRL	[11]		
Ta	3.40	≈0.8	≈2.6(1.0)	≈1.2	Ta	0.553*			26	10	1-15	TOF	LRL	[11]		
			10.20	≈0.8	≈9.4(3.0)	≈1.4										
W	10.36	≈0.8	≈9.6(2.2)	≈1.4	W	0.632*			30, 120	7-10	1-15	TOF	LRL	[8]		
Au	6.21	≈0.8	≈5.4(1.9)	≈1.3	Au	0.589*			26	10	1-15	TOF	LRL	[11]		
Pb	5.60	≈0.8	≈4.8(1.0)	≈1.3	Pb	0.330*			26	10	1-15	TOF	LRL	[11]		
Th	5.76	≈0.8	≈5.0(1.0)	≈1.3	Th(100%)	0.298*			30, 120	7-10		TOF	LRL	[12]		
⁵ U	3.145	≈0.8	≈2.3(0.7)	≈1.2	⁵ U(93.2%)	0.432			26, 120	10	1-15	TOF	LRL	[12]		
			5.925	≈0.8	5.1(1.5)		⁸ U(6.8%)	0.030								
⁶ U	7.996	2.233	5.773(1.5)		⁵ U(93.5%)	0.432	Cd(0.076)		0	39	0.2-15	TOF	LAS	[13]		
							⁸ U(6.5%)	0.030								
⁸ U	3.64	≈0.8	≈2.8(0.8)	≈1.2	⁸ U(99.0%) C(1%)	0.470			30, 120	7-10	1-15	TOF	LRL	[12]		
⁹ Pu	3.50	≈0.8	≈2.7(0.7)	≈1.2	³⁰ Pu(93.7%)				26, 120	7-10	1-15	TOF	LRL	[12]		
			5.36	≈0.8	≈4.6(1.3)	≈1.3	⁴⁰ Pu(5.90%) ⁴¹ Pu(0.41)									

Таблица 3

Измерения спектров нейтронов утечки с T(d,n) источников, проведенные в Японии															
Материал	Радиус		Стенка	Отверстие	Химический состав	Концентрация 10^{23} см^{-3}	Контейнер		Детектор		E_1-E_2 , МэВ	Метод	Лаборатория	Ссылка	Числ. данные
	R, см	r, см	см(mfp)	г, см			внешн.	внутр.	θ , град	L, м					
Li	60.0	10.0	50.0(3.1)	≈ 2.5	Li	0.463*	SS-0.5	SS-0.2		9.5		TOF	OSA	[14]	
Li	19.75	10.2	9.55(0.6)	5.75	Li	0.463*	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15,16]	+
LiF	30.0	2.5	27.50(3.5)	2.8	Li(98.1%) F(98.1%)	0.4178 0.1564	SS-0.5	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
CF ₂	19.75	10.2	9.55(0.7)	5.75	C(99.9%) F(99.9%) Cl(0.09%)	0.3128 0.0019 0.2715	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15				
Al	19.75	10.2	9.55(0.5)	5.75	Al(99.7%) Si(0.15%) Fe(0.20%)	0.0039 0.0026 0.2764	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Si	30.00	10.5	19.50(1.1)	5.75	Si(99.9%)	0.2764	SS-0.5	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Ti	19.75	10.2	9.55(0.5)	5.75	Ti(99.4%) O(0.06%) Cl(0.08%) Fe(0.02%) Mg(0.03%)	0.1925 0.0035 0.0022 0.0014 0.0011	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Cr	19.75	10.2	9.55(0.7)	5.75	Cr(99.3%) Fe(0.16%) C(0.02%)	0.4301 0.0064 0.0039	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Mn	30.00	2.5	27.50(3.4)	2.80	Mn(99.95%)	0.4786	SS-0.5	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Co	19.75	10.2	9.55(0.5)	5.75	Co(99.5%) Ni(0.15%) Fe(0.12%)	0.5439 0.0003 0.0007	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Ni	16.00	≈ 2.5	$\approx 14.50(3.3)$	≈ 2.5	Ni(99.6%) Si(0.16%) Mn(0.15%)	0.9046 0.0304 0.0146			0	9.5	0.04-15	TOF	OSA	[17]	+
Cu	30.00	2.5	27.50(4.7)	2.80	Cu(99.99%)	0.1628	SS-0.5	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
As	19.75	10.2	9.55(0.8)	5.75	As(99.99%)	0.2464	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Se	19.75	10.2	9.55(0.6)	5.75	Se(99.9%)	0.1747	SS-0.2	SS-0.2	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Zr	36.00	2.5	27.50(2.0)	2.80	Zr(99.9%)	0.1875	SS-0.5	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Nb	14.00	2.95	11.05(1.1)	2.45	Nb(99.8%) Ta(0.10%)	0.2840 0.0901	SS-0.3	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
Mo	30.00	2.5	27.50(1.5)	2.80	Mo(99.9%)	0.1350	SS-0.5	SS-0.3	55	11	0.1-15	TOF	OSA	[15]	+
W	19.75	10.2	9.55(0.8)	5.75	W(99.98%) O(0.023%)	0.2765 0.0038	SS-0.2	SS-0.2	55						
Pb	8.0	5.0	3.0(0.7)	4.5	Pb	0.33*			0, 50	6-9	0.02-15	TOF	OSA	[14]	
	11.0	5.0	6.0(1.4)	4.5											
	14.0	5.0	9.0(2.0)	4.5											
	17.0	5.0	12.0(2.7)	4.5											
Pb	8.0	3.0	5.0(1.1)	2.25	Pb	0.33*					0.2-15	TOF	TOH	[18]	

Таблица 4

Измерения спектров нейтронов утечки с T(d,n) источником, проведенные в Европе

Материал	Радиус		Стенка см(mfp)	Отвер- стие г, см	Химичес- кий состав	Концентрация 10^{23} см^{-3}	Контейнер		Детектор		E_1-E_2 , МэВ	Метод	Лабо- рато- рия	Ссыл- ка	Числ дан- ные
	R, см	r, см					внешн.	внутр.	θ , град	L, м					
Be			5.0(0.9) 10.0(1.8) 17.0(3.1)		Be	1.229*					$10^{-8}-15$	TOF	KFK	[19]	
Be	11.0	6.0	5.0(0.9)	2.5	Be	1.236			0, 30, 60	3.8	0.4-15	TOF	FEI	[20]	+
Be	11.0	6.0	5.0(0.9)	2.5	Be	1.236			0	10	6-15	TOF	KGU	[21]	
Al	12.0	4.5	7.5(0.6)	3.1	Al(99%) Si(0.3%) Fe(0.3%) Ti(0.3%)	0.5966			0, 40, 75,	3.8	0.2-15	TOF	FEI	[20]	+
Al	12.0	4.5	7.5(0.6)	3.1	Al(99%)	0.5966			0	10	6-15	TOF	KGU	[21]	+
Al	20.0	10.0	10.0(0.8)	-1.5	Al	0.803			0, 90	0.6	3-15	PRS	KGU	[21]	+
Al	12.0	4.5	7.5(0.6)	3.1	Al	0.5966				3.0	1-15	PRS	IRD	[22]	+
Fe	12.0	4.5	7.5(1.7)	3.1	Fe	0.8374				3.0	1-15	PRS	IRD	[22]	+
Fe	12.0	4.5	7.5(1.7)	3.1	Fe(99%) Mn(0.45%) Cr(0.3%) C(0.15%)	0.8374			0, 40, 75	3.8	0.2-15	TOF	FEI	[20]	+
Ni	12.0	4.5	7.5(1.7)	3.1	Ni	0.9018			0, 40, 75	3.8	0.2-15	TOF	FEI	[20]	+
Ni	12.0	4.5	7.5(1.7)	3.1	Ni	0.9018				3.0	1-15	PRS	IRD	[22]	+
PbLi	20.0	6.0	14.0(2.2)	2.5	Pb(83%) Li(17%)	0.276 0.0565	SS-0.1		40	3.8	0.2-15	TOF	FEI	[20]	+
Pb	12.0	4.5	7.5(1.7)	2.5	Pb	0.330			0, 30, 60	3.8	0.2-15	TOF	FEI	[20]	+
Pb	12.0	4.5	7.5(1.7)	2.5	Pb	0.330				3.0	1-15	PRS	IRD	[22]	+
Pb	25.0	2.5	22.5(4.1)		Pb	0.330*			90	4.3	0.1-15	TOF	TUD	[23]	
Bi	12.0	3.0	9.0(1.4)	2.5	Bi	0.282			0, 60, 95	3.8	0.4-15	TOF	FEI	[20]	+
U	16.0	10.0	6.0(1.7)		⁸ U(99.6%) ⁵ U(0.4%)	0.471* 0.002*			90	4.5	0.1-15	TOF	TUD	[24]	
U	12.0	4.0	8.0(2.2)	2.5	⁸ U(99.6%) ⁵ U(0.4%)	0.4760 0.0019			0, 60, 95	3.8	0.4-15	TOF	FEI	[20]	+
U	14.0	5.0	9.0(2.5)	-1.5	⁸ U(99.6%) ⁵ U(0.4%)	0.471 0.0019			0, 90	1.0	0.6-15	PRS	KGU	[21]	+
Th	13.0	3.0	10.0(1.7)	2.5	Th	0.293	Al-0.15		0, 60, 95	3.8	0.4-15	TOF	FEI	[20]	+

Таблица 5

Измерения спектров нейтронов утечки из сферических сборок с ^{252}Cf источником

Материал	Радиус		Стенка см(мкр)	Отвер- стие г, см	Химичес- кий состав	Концентрация		Контейнер		Детектор L, м	E_1-E_2 , МэВ	Метод	Лабо- рато- рия	Ссыл- ка	Числен- ные данные
	R, см	r, см				10^{23} см $^{-3}$	внешн.	внутр.							
H_2O	25.0				H	0.660*				0.8	0.6-15	PRS	FEI	[26]	+
	35.0				O	0.334*									
Be	11.0				Be	1.229*				2.0	1-14	PRS	UI	[10]	
CH_2	23.0				H					2.0	1-14	PRS	UI	[10]	
CH_2	30.0				C										
					H				1.5	0.01-14	PRS	FEI	[2,24]	+	
Na	25.0				Na	0.254*		Al-0.4		1.5	0.01-14	PRS	FEI	[2,25]	+
	50.0														
Cr	35.0				Cr	0.801*					0.01-14	PRS	FEI	[26]	+
Cr	7.89	1.6	6.29(1.5)		Cr(99.8%)	0.5119		Cu-0.11	Cu-0.15	0.23	0.04-10	PRS	UJF	[27]	
Fe	10.0	1.0	9.0(2.6)		Fe			Fe		0.6-1.0	0.01-14	PRS	FEI	[2,26]	+
	15.0	1.0	14.0(4.0)												
	25.0	1.0	24.0(6.9)												
	20.0	1.0	19.0(5.5)												
	30.0	1.0	29.0(8.4)												
	35.0	1.0	34.0(9.8)												
Fe	12.0	4.5	7.5(1.7)	3.1	Fe	0.8374				3.8	0.2-14	TOF	FEI	[20]	
Ni	8.5	1.5	7.0(2.2)		Ni(99.5%)					0.23	0.04-10	PRS	ROS	[27]	
Nb	12.7	3.09	9.61(2.5)		Nb(99.05%)					2.0	1-14	PRS	UI	[10]	
					Zr(0.95%)										
PbLi	20.0	6.0	14.0(2.2)	2.5	Pb	0.276		SS-		3.8	0.2-14	TOF	FEI	[20]	+
					Li	0.0565									
Pb	20.0	1.0	19.0(3.0)		Pb			SS-0.15		0.9	0.02-14	PRS	FEI	[2]	+
	30.0	1.1	28.9(4.5)												
Bi	12.0	3.0	9.0(1.4)	2.5	Bi	0.282				3.8	0.4-14	TOF	FEI	[20]	+
U	12.0	4.0	8.0(2.8)	2.5	^{238}U (99.6%)	0.4760				3.8	0.4-14	TOF	FEI	[20]	+
					^{235}U (0.4%)	0.0019									
U	11.0	1.0	10.0(3.5)		^{238}U (99.6%)	0.4760					0.01-14	PRS	FEI	[26]	+
Th	13.0	3.0	10.0(2.1)	2.5	Th	0.293		Al-0.15		3.8	0.4-14	TOF	FEI	[20]	+

Сферические сборки

Измерения проводились с разнообразными материалами, перечисленными в таблицах 2-5 в порядке возрастания массового числа. Приведены внешний (R) и внутренний (r) радиусы, толщина стенки сферы ($R-r$), выраженная в сантиметрах и в числе средних длин свободного пробега (λ_{fp}) в данной среде нейтронов с энергиями соответственно 14 МэВ или 2,13 МэВ (средняя энергия нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf). Последняя величина характеризует среднее число столкновений, испытываемых нейтроном. Сферы имеют, как правило, отверстие для ввода источника внутрь, пятая колонка содержит его радиус. В экспериментах, проведенных в Ливерморской лаборатории, внутренняя полость имеет вид усеченного конуса (угол между образующими равен 8°), поэтому радиусы сферы (внутренний) и отверстия под инопроектором можно дать только приблизительно.

Химический состав материала сфер и концентраций основных ядер приведены на основании данных, взятых из оригинальных работ, или в тех случаях, когда они не были указаны, из справочника [31] и помечены звездочкой. Некоторые материалы упакованы в сферическую оболочку (контейнер) - тогда для них указаны материал, из которого они изготовлены, и его толщина. Так например, SS-0,47 Cu-0,2 - означает, что сфера была снаружи покрыта нержавеющей сталью толщиной 0,47 см, а внутри медью - 0,2 см.

Из таблиц видно, что для ряда экспериментов не указаны некоторые важные параметры. Это означает, что эти параметры не приведены в публикациях, доступных в настоящее время автору обзора.

Методика измерения и спектры нейтронов утечки

Большинство измерений спектров нейтронов утечки выполнено методом времени пролета (TOF), остальные - методом протонов отдачи (PRS). Считается общепризнанным, что методика спектрометрии по времени пролета является сравнительно более точной, так как функция отклика такого спектрометра близка к Гауссовому распределению. В методе протонов отдачи необходимо дополнительно восстанавливать нейтронный спектр из аппаратурного спектра протонов отдачи, что вносит дополнительную погрешность 10-15%.

В измерениях использовались сцинтилляционные детекторы на основе водородосодержащих сцинтилляторов (типа NE-213 или стильбен) или литийсодержащих стекол, а также пропорциональные счетчики. Совокупность таких детекторов позволяет перекрыть диапазон энергий нейтронов от 10 кэВ до 15 МэВ. Энергетическая область измеренных данных для каждого эксперимента указан в таблицах.

Для сравнения с расчетами определенное значение имеет величина расстояния (L) между источником и детектором. При условии $L \geq 3R$ сферу можно считать точечным источником излучения, вектора скоростей нейтронов параллельными оси детектора, а измеряемую спектральную характеристику соответствующей току нейтронов в точке расположения детектора. Для измерений с $T(d,n)$ источником важен также угол расположения детектора относительно оси дейтронного пучка, так как энергия и выход нейтронов для этого источника являются функциями угла (1).

Численные данные по энергетическим спектрам нейтронов утечки автор настоящего обзора получал из публикаций или путем непосредственного обращения к авторам оригинальных работ. Данные, оказавшиеся доступными к настоящему времени, помечены знаком плюс в последнем столбце табл. 2-5. Данные работы [32] в таблицах не приведены, так как они представлены в виде аппаратурных временных распределений и для их анализа требуются транспортные программы, рассчитывающие временное распределение уходящих нейтронов, а в качестве входных данных дополнительно - эффективность детектора, ширину канала и другие параметры.

Заключение

Предпринята попытка компиляции численных данных по спектрам нейтронов утечки из сферических сборок с $T(d,n)$ и ^{252}Cf источниками в центре. Следует отметить, что материал публикуемый в статьях, докладах и других источниках редко содержит исчерпывающие численные данные о проведенных экспериментах, поэтому приходилось обращаться непосредственно к авторам оригинальных работ. В результате

по состоянию на начало 1993 г. численные данные по спектрам нейтронов утечки оказались доступными примерно для 50% всех известных измерений. В связи с этим, хотелось бы выразить благодарность авторам исследований, предоставивших свои экспериментальные данные. Хотелось бы надеяться, что результаты настоящей компиляции, будут способствовать проведению более широкого сравнения экспериментальных данных между собой, а также с транспортными расчетами с целью верификации методов расчета и точности оцененных ядерных данных.

Список литературы

1. Schmidt J.J. // *Acta Physica Hungrica*. 1991, v.69, p.269. FENDL-2 and associated benchmark calculations. Report NDC(NDS)-260, Vienna, 1992. E.T.Cheng, D.L.Smith. Proc.of Int.Conf on "Nuclear Data for Science and Technology, (13-17 May 1991, Julich, FRG), p.273.
2. Горячев И.Г., Колеватов Ю.И. и др. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Stels M.L., Anderson J.D. e.a. // *Nucl.Sci. and Eng.*, 1971, v.46, p.53.
4. Hansen L.F., Anderson J.D. e.a. // *Nucl.Sc. and Eng.*, 1970, v.40, p.262.
5. Sidhu G.S., Farley W.E. e.a. // *Nucl.Sci. and Eng.*, 1977, v.63, p.48.
6. Hansen L.F., Wong C. e.a. // *Nucl.Sci. and Eng.*, 1976, v. 60, p.27.
7. Hansen L.F., Anderson J.D. e.a. // *Nucl.Sci. and Eng.*, 1969, v.35, p.227.
8. Hansen L.F. Preprint UCRL-97188, Livermore, 1987
9. Hansen L.F., Anderson J.D. e.a. // *Nucl.Sci. and Eng.*, 1973, v.51, p.278.
10. Johnson R.H., Dornig J.J. e.a. // *Proc of Conf.on Nucl Cross Sections and Technology*. NBS Special publication 425, v.1, p.169 N.E.Hertel, R.H.Johnson e.a. *Fusion Technology*, 1986, v.9, p.345.
11. Hansen L.F., Blann H.M. e.a. // *Nucl.Sci. and Engin.*, 1986, v.92, p.382.
12. Hansen L.F., Wong C. e.a. // *Nucl.Sci. and Engin.*, 1979, v.72, p.35.
13. Ragan C.E., G.F.Auchampaugh e.a. // *Nucl.Sci.and Eng.*, 1976, v.6, p.33.
14. Takahashi A.// *Proc.Intern.Conf. Santa Fe, 1985, p.59. Y.Yanagi, A.Takahashi. OKTAVIAN Report A-84-02, Osaka, 1984.*
15. Ichihara C. e.a. // *Proc. Intern. Conference on Nuclear Data for Science and Tech. (Mito, 1988)*, p.C.Ichihara e.a. Report JAERI-M91-062, 1991, p.255 C.Ichihara, S.Hayashi e.a. Report JAERI-M88-065, 1988, p.263. C.Ichihara e.a. Proc.of Int.Conf on "Nuclear Data for Science and Technology, (13-17 May 1991 Julich, FRG), p.223.
16. Sugiyama K. e.a. // *Oktavian Report C-86-02, Osaka, 1986.*
17. Kasahara T., Hashikura H. e.a. // *OKTAVIAN Report A-84-04, Osaka, 1984.*
18. Iwasaki S., Odano N. e.a. // *Proc.Intern.Conf.on Nuclear Data for Science and Techn.(Mito, 1988)*, p.229.
19. Von Mollendorff U., Fischer U. e.a. // *17 Symp. on Fusion Technology, 14-18 Sept. 1992, Rome.*
20. Simakov S.P., Androsenko A.A. et.al.// *17 Symp. on Fusion Technology, 14-18 Sept. 1992, Rome. С.П.Симаков, А.А.Андросенко и др.// Вопросы атомной. науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1992. Вып.3-4- Там же. 1992. Вып.1. С.48- Там же. 1990. Вып.2. С.5. А.А.Androsenko e.a. Kernenergie, 1988, v.10, p.422. А.А.Андросенко и др. Нейтронная физика. М.: 1988. Т.3. С.194.*
21. Бродер Д.Л., Готлиб Д.И. и др. // *Нейтронная физика. М.:1984. Ч.4. С.223. В.Е.Leshchenko, Yu.N.Onishchuk e.a. Proc.of Int.Conf on "Nuclear Data for Science and Technology, (13-17 May 1991, Julich, FRG), p.445.*
22. Борисов А.А., Загрядский В.А. и др.: *Препринт ИАЭ-4990 8. Москва, 1989.*
23. Albert D., Hansen W. e.a. // *Report ZFK-562, Dresden, 1985. T.Elfruth, D.Seeliger e.a. Kerntechnik, 1987, v.49, p.121*
24. Elfruth T., Hehl T. e.a. // *Kerntechnik, 1990, v.55, p.156.*
25. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И. и др. // *Вопросы дозиметрии и защиты от излучения. М.: Атомиздат, 1979. Вып.18. С.93.*

25. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И. и др: Препринт ФЭИ-1096. Обнинск, 1980.
26. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып.1. С.166.
27. Баранов О.А., Коробейников В.В. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып.1. С.28.
28. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И. и др.: Препринт ФЭИ-943. Обнинск, 1979. Л.А.Трыков, Ю.И.Колеватов и др: Препринт ФЭИ-1730. Обнинск, 1985.
29. Szikai J. e.a. Report IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.296.
30. Mannhart W. Report IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.138.
31. Немец О.Ф., Гофман Ю.В./Справочник по ядерной физике. "Наукова думка". Киев, 1975
32. Сауков А.И., Суханов Б.И. и др.//Вопросы атомной науки и техники Сер. Ядерные константы. 1991. Вып.4. С.3. А.Р.Vasilyev, Ya.Z.Kandiev e.a. Proc.of Int.Conf on "Nuclear Data for Science and Technology, (13-17 May 1991 Julich, FRG), p.217-33. С.П.Симаков и др: Препринт ZFK-646. Дреиден, с.111, 1988.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.3

**ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА РЕДУКЦИИ В УСЛОВИЯХ
ЗНАЧИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ***В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко**Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва*

THE EVALUATION OF THE PHOTONUCLEAR REACTION CROSS SECTIONS USING THE METHOD OF REDUCTION AT SIGNIFICANT SYSTEMATIC UNCERTAINTIES. The method based on the Method of Reduction is proposed for the evaluation of the photonuclear reaction cross sections have been obtained at significant systematic uncertainties (different apparatus functions, calibration and normalization uncertainties). The evaluation method consists of using the real apparatus function (photon spectrum) of each individual experiment to reduce the data to a representation generated by an apparatus function of better quality. The task is to find the most reasonably achievable monoenergetic representation (MRAMR) of the information about cross section contained in different experiment observables and to take into account the experimental uncertainties of calibration and normalization procedures. The method was used to obtain the evaluated total photon neutron (γ, xn) reaction cross sections for large number of nuclei. The data obtained for ^{16}O and ^{208}Pb are presented.

Введение

Одна из основных трудностей при проведении экспериментальных исследований взаимодействий γ -квантов с атомными ядрами с самого их начала в 50-х годах и до настоящего времени - отсутствие достаточно интенсивных пучков моноэнергетических фотонов. Это заставляет экспериментаторов использовать различные ухищрения для получения условий, в которых эффективный энергетический спектр фотонов с теми или иными допущениями может рассматриваться как близкий к моноэнергетическому. Как прямое следствие этого возникает положение, когда однотипные результаты в разных экспериментах оказываются полученными при сильно различающихся условиях самих экспериментов.

Эти различия вполне естественным образом приводят к определенным, и иногда весьма существенным, систематическим расхождениям результатов [1].

Настоящая работа посвящена анализу причин таких расхождений и разработке метода совместного анализа и оценки сечений фотоядерных реакций в условиях значительных систематических расхождений.

Источником числовых данных о сечениях реакций служил фонд фотоядерных данных Центра данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ. Фонд включает в себя данные, полученные с помощью пучков как тормозных, так и квазимоноэнергетических и меченых фотонов (эти данные подготовлены в ЦДФЭ), библиотеку данных по сечениям реакций, полученным с помощью квазимоноэнергетических фотонов (библиотека подготовлена в ЛЛНЛ США профессором Б.Берманом [2]), а также массив числовых данных о сечениях реакций, подготовленный фотоядерной группой профессора Е.Фуллера (Национальный институт стандартов и технологий США) на основе работы [3] и переданный в ЦДФЭ.

Поскольку вследствие низкой интенсивности пучков квазимоноэнергетических фотонов в экспериментах с ними были получены в основном фотонейтронные сечения, именно они и будут далее рассматриваться.

Систематические расхождения результатов фотоядерных экспериментов

Расхождения, обусловленные различием аппаратных функций экспериментов

Для получения в эксперименте эффективного фотонного спектра, который с теми или иными допущениями мог бы рассматриваться как близкий к моноэнергетическому, экспериментаторам до настоящего времени необходимо использовать специальные как аппаратные, так и математические ухищрения.

На сегодняшний день можно назвать значительное количество методов создания таких условий, например:

- использование разностных методов для пучков тормозного γ -излучения (далее используется аббревиатура ТИ): разность двух или линейная комбинация нескольких тормозных спектров с достаточно близкими верхними границами;
- проведение экспериментов с тормозными и другими фотонами со сплошной формой спектра и решение соответствующей задачи развертки, для чего, в свою очередь, применяется большое количество методов:
 - метод обратной матрицы;
 - метод Пенфолда-Лейсса;
 - метод регуляризации и др;
- использование пучков квазимоноэнергетического излучения (аббревиатура КМИ), спектр которого по форме близок к гауссиану или лоренциану с шириной 250-450 кэВ:
 - аннигиляция на лету релятивистских позитронов;
 - комптоновское рассеяние тормозного излучения;
 - реакции радиационного захвата;
 - использование меченых фотонов (аббревиатура МФ) тормозного γ -излучения.

Аппаратные функции нескольких методов создания эффективного фотонного спектра близкого к моноэнергетическому, представлены на рис.1.

Сравнение аппаратных функций свидетельствует о тех сложностях, которые возникают при совместном анализе данных из разных экспериментов, поскольку получены они оказываются при сильно различающихся условиях этих экспериментов.

Наиболее широко известны [1] систематические различия сечений фотоядерных реакций, полученных на пучках ТИ и КМИ, возникающего при аннигиляции релятивистских позитронов. Именно этими двумя методами получено абсолютное большинство фотоядерных данных, причем приблизительно поровну. Главное из этих различий заключается в том, что ТИ-сечения содержат существенно более выраженную структуру и имеют, как правило, большую абсолютную величину по сравнению с КМИ-сечениями.

Наиболее серьезным, поскольку оно прямо связано с такой фундаментальной физической проблемой как существование промежуточной и тонкой структуры гигантского резонанса, является различие в форме сечений, получаемых в экспериментах не только различного, но зачастую и одного и того же типа.

Рис.2 иллюстрирует один из наиболее ярких и очевидных примеров таких расхождений, обсуждавшихся при детальном сравнении результатов ТИ [4] и КМИ [5] - экспериментов.

По существу, в совместной работе [4] мельбурнской и ливерморской групп по измерению сечения реакции $^{180}\text{O}(\gamma, n)+2(\gamma, 2n)$ исследовалось, можно ли в ТИ-экспериментах получить результат, согласующийся с результатами КМИ-измерений. Для обработки тормозной кривой выхода использовался один из методов анализа, позволяющий задавать соотношение между шагом анализа и статистической погрешностью с помощью свободного параметра, выбранного таким образом, что можно было говорить об "очень хорошем согласии" результатов разных методов.

Несмотря на то, что авторы работы [4] говорят об очень хорошем согласии результатов КМИ- и ТИ-экспериментов, из анализа данных работы [4] следует основной очевидный вывод: КМИ-сечение является существенно более гладким по сравнению с ТИ-сечением [1]:

- при всей условности процедуры определения ширин резонансов в сечении, имеющем сложную структуру, резонансы в КМИ-сечении имеют большие ширины, чем резонансы в тормозном сечении:

$\langle \Gamma_{\text{КМИ}} \rangle / \langle \Gamma_{\text{ТИ}} \rangle = 1,25$ (при этом количество резонансов, надежно проявляющихся в КМИ-сечении, меньше, чем в ТИ-сечении);

- практически все резонансы в КМИ-сечении имеют в среднем меньшие амплитуды, чем резонансы в ТИ-сечении: $\langle A_{\text{ТИ}} \rangle / \langle A_{\text{КМИ}} \rangle = 1,17$ (при этом интегральные сечения в интервале 8-28 МэВ также несколько расходятся: ТИ - 187 МэВ·мб и КМИ - 177 МэВ·мб).

На основании большого числа данных для ядер от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{238}\text{U}$, полученных в разных экспериментах, были проанализированы систематически различные характеристики сечений реакций (γ, xp), наглядно иллюстрирующие отмеченные выше расхождения результатов и уточняющие и дополняющие данные, ранее опубликованные в [1].

Из систематики значений специального параметра структурности S , который описывает степень отклонения конкретного сечения от сильно сглаженного, было установлено, что по этому параметру все данные могут быть достаточно отчетливо разделены на две группы: КМИ-сечения (среднее значение при условно выбранной нормировке - 1,22) и ТИ-сечения (4,35). При этом оказывается, что по такому параметру S данные, полученные в Иллинойсе с помощью меченых фотонов, оказываются (4,22) существенно ближе к ТИ-, чем к КМИ-данным.

Было показано [1], что корректный и последовательный учет аппаратных функций конкретных экспериментов позволяет существенно сблизить их результаты по форме: соответствующие резонансы сечений, полученных в различных экспериментах сближались как по ширине, так и по амплитуде.

Расхождения, обусловленные погрешностями нормировки и калибровки

Несмотря на уменьшение различий данных после учета аппаратных функций экспериментов, то есть эффективных спектров фотонов, расхождения по абсолютной величине результатов оказываются существенно больше тех, которые обусловлены различиями этих функций.

Систематические различия сечений фотоядерных реакций, исследованных в различных экспериментах, не только по форме, но и по абсолютной величине также широко известны [1]: большое число КМИ-сечений, полученных прежде всего в Ливерморе, имеют меньшую абсолютную величину по сравнению не только с ТИ-сечениями, но и с КМИ-сечениями, полученными в других лабораториях [1].

Так, для того же большого количества ядер были проанализированы отношения значений интегральных сечений реакций (γ, xp), полученных в различных лабораториях, к значениям, полученным в одной из них (конкретно в Ливерморе). Из систематики таких отношений $\langle R \rangle$ было установлено, что по абсолютной величине сечений все данные очень четко разделяются на две группы, одну из которых составляют данные, полученные в Ливерморе (среднее значение $\langle R \rangle$ близко к 1), а вторую - все остальные ($\langle R \rangle = 1,122 \pm 0,243$), хотя и внутри самих групп также наблюдается значительный разброс. Этот разброс свидетельствует о наличии заметных погрешностей в нормировке сечений в разных экспериментах.

Возможные источники таких погрешностей могут быть названы вполне естественным образом. Так, причинами рассогласований сечений по абсолютной величине определенно являются:

- использование нейтронных детекторов с различными эффективностями (как правило, известными с точностью, не превышающей 10%);
- определение различными способами дозы γ -квантов (точность измерения которой, например, с помощью тонкостенной ионизационной камеры составляет около 10%);
- учет самопоглощения фотонов в веществе мишени (точность около нескольких %);
- определение числа ядер в мишени (точность не выше 1%);
- использование различных нормировок (сечения реакций, применяемых как монитор, известны с точностями 5-15%);
- оценка вкладов различных фонов;
- внесение разнообразных поправок и т.д.

Следует подчеркнуть то обстоятельство, что соответствующие результаты разных экспериментов различаются [1] (иногда достаточно существенно) между собой не только по форме и абсолютной величине, но и по энергетическому положению наблюдаемых структурных особенностей (а также и сечений в целом).

Более того, различия в энергетических положениях резонансов и структурных особенностей в сечениях зависят от энергии налетающих фотонов - иногда некоторое сечение целиком сдвинуто в ту или иную сторону относительно других, часто по-разному в области меньших и больших энергий, иногда оно сжато или, наоборот, растянуто (причем, опять-таки по-разному на различных участках). Это хорошо видно из данных, приведенных на рис.1.

Из систематики значений разности центров тяжести конкретных сечений реакций (γ, xn) ядер и соответствующих средних значений $\langle E^{ЦТ} \rangle$ было установлено, что энергетические центры тяжести сечений, полученных в разных экспериментах (в том числе и в экспериментах одного типа), как правило, не совпадают друг с другом, а оказываются сдвинутыми друг относительно друга на величину, достигающую значения $\Delta E^{ЦТ} \sim 200$ кэВ (стандартное отклонение ± 83.6 кэВ).

Расхождения обсуждаемого типа наблюдаются между результатами экспериментов не только различного, но и одного и того же типа. Так анализ данных по фотонейтронным КМИ-сечениям для ядер ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O , наиболее полно учитывающий экспериментальные детали и возможные систематические погрешности, проведенный Е.Фуллером [6], также показал, в частности, что отношения интегральных сечений, как и значения полных интегралов таких сечений сильно отличаются для разных работ. Данные для высокоэнергетических (ВЭ, $E_g=21-28$ МэВ) и низкоэнергетических (НЭ, $E_g=18-21$ МэВ) участков фотонейтронных сечений для ядра ^{16}O , полученные [6] после нормировки всех сечений на одно и то же значение интегрального сечения до энергии фотонов 30 МэВ (57,6 МэВ·мб) представлены в табл.1.

Так как порог реакции $^{16}\text{O}(\gamma, 2n)$ составляет 28,9 МэВ, практически во всей обсуждаемой здесь и далее области энергий налетающих γ -квантов речь идет о реакции $(\gamma, xn) = (\gamma, sn) = (\gamma, ln) = (\gamma, n) + (\gamma, np)$.

Эти данные иллюстрируют существование не только систематических погрешностей в нормировке сечений типа постоянного множителя, но и погрешностей нормировки, зависящих от энергии. Так, зависящие от энергии погрешности в нормировке были интерпретированы [6], в частности, как следствия неполного учета потери части нейтронов низких энергий в водяных мишенях с большой эффективной толщиной.

Кроме того, в упомянутой выше работе [6] был сделан вывод о том, что для достижения согласия в расположении резонансов между всеми КМИ-данными по полному фотонейтронному сечению данные различных работ должны быть сдвинуты по энергии в разные стороны на различные величины. Так, например, для ядра ^{16}O сечения, полученные в различных лабораториях [7,8,10,11], следует как целое сместить на 120 кэВ в сторону больших энергий относительно сечения [9], которое было выбрано в качестве лучшего, то есть наиболее свободного от систематических погрешностей.

Приведенные данные свидетельствуют о наличии заметных погрешностей в калибровке энергетической шкалы сечений в разных экспериментах.

В качестве возможных причин возникновения погрешностей калибровки энергетической шкалы сечений в разных экспериментах могут быть названы следующие:

- различные методы калибровки по энергии ТИ-пучков (использование процедуры калибровки по известным порогам или изломам в кривых выхода реакций приводит к точностям порядка 100-200 кэВ);
- систематические различия в определении энергетической шкалы при решении различными методами и с различным шагом обработки обратной задачи определения сечения реакции по экспериментальному выходу в ТИ-экспериментах (точность при этом составляет половину шага обработки);
- систематические различия в определении энергетической шкалы в различных КМИ-экспериментах (например, по энергии позитронов [12] или центру тяжести [13] эффективного спектра фотонов); согласно данным работ [14,15], в области тяжелых ядер (Sn-Au) подобные расхождения для сечений, полученных в Ливерморе и Саклэ, достигают 190-410 кэВ и т.д.

Очевидно, что совместная оценка нескольких сечений, полученных в разных экспериментах, должна учитывать то обстоятельство, что вследствие перечисленных выше и подобных им причин, характерные особенности сечений могут быть смещены по энергии друг относительно друга на величину, достигающую 200-400 кэВ. При этом такие смещения могут зависеть от энергии налетающих фотонов. Без учета этого

обстоятельства совместная оценка, приведет к существенному заглаживанию структурных особенностей сечения с характерной шириной, меньшей этого смещения.

Это будет означать не что иное, как утерю в оцененном сечении информации о структурных особенностях исходных экспериментальных сечений.

Очевидно также, что совместный анализ и оценка сечений фотоядерных реакций в описанных выше условиях имеют смысл лишь тогда, когда данные будут соответствовать единому представлению, то есть будут преобразованы к виду, который они имели бы при использовании некоторой единой аппаратной функции эксперимента и в котором абсолютные значения шкал и сечений и энергий совпадали бы (были бы близки).

Для проведения такого анализа и совместной оценки сечений фотоядерных реакций в условиях значительных систематических расхождений результатов различных экспериментов предлагается использование Метода редукции [1,16-19] и его модификаций.

Для оптимизации условий оценки, которая проводилась с помощью методики, разработанной на основе Метода редукции, использовались данные трех систематик характеристик фотонейтронных сечений из полного банка данных ЦДФЭ НИИЯФ МГУ - по величине интегрального сечения, параметру структурности и положению центра тяжести - кратко описанных выше.

Методика оценки сечений фотоядерных реакций с помощью метода редукции

Краткое описание метода редукции

Из сказанного выше ясно, что в любом эксперименте с налетающими фотонами невозможно получить в качестве непосредственно измеряемой величины сечение исследуемой реакции, поскольку ни в одном эксперименте аппаратная функция не совпадает с δ -функцией. Результат каждого эксперимента является лишь выходом реакции $Y(E_j)$, то есть сверткой (1) искомого сечения $\sigma(k)$ с эффективным спектром фотонов $W(E_j, k)$:

$$Y(E_j) = \alpha \int_{E_{порог}}^{E_j} W(E_j, k) \sigma(k) dk + v_j, \quad (1)$$

где k - энергия фотона, а v_j - статистическая неопределенность (аддитивный шум), описываемая с помощью ковариационной матрицы Σ .

Выражение (1) может быть применено к результатам любого эксперимента, если в качестве ядра уравнения $W(E_j, k)$ будет выбран не только проинтегрированный по углам спектр Шиффа [20], который широко используется для описания ТИ-спектра, а соответствующая аппаратная функция конкретного эксперимента.

Очевидно, что для восстановления сечения $\sigma(k)$ из выхода $Y(E_j)$ необходимо либо при определенных допущениях о форме спектра тормозных фотонов $W(E_j, k)$ решить обратную задачу (1), либо преобразовать выход $Y(E_j)$ к виду, который он имел бы при использовании в эксперименте иного более моноэнергетического спектра фотонов.

Для решения проблемы интерпретации сечения был использован Метод редукции (МР) [1,16-19], существо которого заключается в следующем.

Выражение (1) может быть записано также в операторном виде

$$\xi = Af + v, \quad (2)$$

где f - искомого сечение реакции, ξ - экспериментальный выход реакции, v - статистический разброс (шум) выхода, A - линейный интегральный оператор.

В МР экспериментальный выход реакции ξ преобразуется в вектор

$$\hat{f} = Uf + \hat{v}, \quad (3)$$

который интерпретируется как результат эксперимента, в котором аппаратная функция (спектр фотонов) W описывается оператором U , а ее свойства задаются специальным образом (например, по возможности

наиболее монохроматическая аппаратная функция или линия, более узкая, чем была получена на конкретной экспериментальной установке и т.п.).

Таким образом, задача редукции заключается в том, чтобы из исходных данных

ξ - экспериментальный выход,

Σ - ковариационная матрица, характеризующая погрешность ν выхода ξ ,

A - интегральный оператор, описывающий аппаратную функцию W ,

получить искомый результат

\hat{f} - вектор, описывающий сечение реакции,

G - ковариационная матрица, описывающая погрешность $\hat{\nu}$ вектора \hat{f} .

Для решения этой задачи нужно найти линейный оператор R такой, чтобы вектор $f=R\xi$ можно было интерпретировать как наилучшую в среднеквадратичном смысле оценку для Uf .

Необходимо ввести условие разрешимости поставленной задачи

$$RA = U, \quad (4)$$

так как только при выполнении этого условия вектор редукции

$$\hat{f} = R\xi = Uf + (RA - U)f + R\nu \quad (5)$$

не зависит от неизвестного решения f , а погрешность этого решения может быть оценена через ковариационную матрицу Σ шума экспериментального выхода ξ и операторы A и U .

При этом предположении величина математического ожидания $M \| R\nu \|^2$ (где $\| \cdot \|$ - норма оператора) погрешности шума в последнем выражении (5) минимальна [16,17], если

$$R = U (\Sigma^{-1/2} A)^{-1} (\Sigma^{-1/2}), \quad (6)$$

где символ " $^{-1}$ " означает псевдообращение оператора.

Оператор R и определяет искомое сечение - вектор $f=R\xi$.

При этом ковариационная матрица G , характеризующая погрешность $\hat{\nu}=R\nu$ вектора $\hat{f} = R\xi$, оказывается [16,17] равной

$$G = R S R^*. \quad (7)$$

Очевидно, что далеко не любой оператор U удовлетворяет условию разрешимости задачи редукции (4) с одной стороны, а с другой - не любой оператор U , позволяющий решить задачу, соответствует представлениям экспериментатора об аппаратной функции монохроматического прибора.

В этой связи необходим синтез такого оператора U , который удовлетворял бы обоим условиям.

Если описать с помощью оператора U_0 желаемую аппаратную функцию, например, гауссианообразной формы (с разрешением, например, 50 кэВ как на рис.1), то оператор U , ближайший к U_0 , можно искать [18] в виде произведения произвольного оператора K на оператор A (для выполнения условия разрешимости задачи (4)) путем минимизирования по K отличия U от U_0 в смысле

$$\| U - U_0 \|_2^2 = \text{tr} ((U - U_0)(U - U_0)^*) \quad (8)$$

При достижении такого минимума оператор U будет определяться выражением

$$U = U_0 A^* A \quad (9)$$

Следовательно, при таком подходе оператор U оказывается зависящим лишь от экспериментального оператора A и желаемой аппаратной функции U_0 .

Операторная невязка $\| U - U_0 \|_2$ характеризует отличие U от U_0 .

При этом очень важно отметить, что МР вовсе не есть метод развертки, извлечения или восстановления искомого сечения $\sigma(k)$ из экспериментального выхода $Y(E_j)$. МР есть метод, преобразующий данные, полученные с некоторой аппаратной функцией A к виду, который бы они имели бы, если бы аппаратная функция имела вид U .

Таким образом, в МР не решается неустойчивая обратная задача (1). МР позволяет получить наиболее разумно достижимое моноэнергетическое представление (НРДМП) информации о сечении реакции, содержащейся в ее выходе. При таком подходе НРДМП означает, что:

- невозможно извлечь данные о сечении реакции со сколь угодно высоким энергетическим разрешением из конкретного экспериментального выхода реакции, измеренного с вполне определенной погрешностью на также вполне определенной энергетической сетке;
- слишком большие погрешности результата могут сделать неразумным достигнутое наилучшее разрешение.

Возможности метода редукции применительно к обсуждаемым проблемам могут быть продемонстрированы с помощью обработки модельного сечения, образованного двумя отчетливо разделенными резонансами шириной 10 кэВ, расположенными при энергиях 11,0 и 11,2 МэВ (рис.3а).

Результат КМИ-эксперимента моделировался (рис.3а (точки)) с шагом 100 кэВ для типичного энергетического разрешения 330 кэВ с помощью аппаратной функции, представленной на рис. 3б (точки). Результат редукции (рис.3а (пунктир)) для аппаратной функции с разрешением 150 кэВ (рис.3б (пунктир)) на рис.3а сравнивается также и с модельным точным сечением $\sigma_{0\sigma}$.

Таким образом, МР позволяет получить аппарат устранения самого трудно устранимого различия в данных, вызванного разными аппаратными функциями. Приведение сечений, полученных в разных экспериментах, к единому представлению (единой аппаратной функции) создаст принципиальную возможность для их совместного анализа и объединенной оценки.

Учет погрешностей в калибровке и нормировке

Выше отмечалось наличие расхождений еще двух типов, вызванных систематическими погрешностями калибровки и нормировки. Известно, во-первых, что они являются гладкими функциями от энергии, а во-вторых, известны пределы, в которых они находятся.

Отмечалось также, что при наблюдаемом смещении характерных особенностей сравниваемых сечений друг относительно друга (при этом по-разному для разных участков сечений) на величину, достигающую 200-400 кэВ, для совместной оценки, не приводящей к существенному заглаживанию структурных особенностей сечения, а следовательно к потере в оцененном сечении информации о структурных особенностях исходных сечений, требуется дополнительная специальная корректировка энергетической шкалы, дополняющая необходимую также корректировку нормировки. Очевидно, что требуемая корректировка в силу отмеченных выше зависимостей от энергии как положений особенностей сечений, так и погрешности нормировки должна предусматривать возможность внесения небольших поправок в различные небольшие участки сечений. Эти поправки должны сближать однозначно идентифицированные особенности сечений, однако лишь таким образом, чтобы не происходило заметного (на основании данных о систематике значений центров тяжести анализируемых сечений не большего величины ~200 кэВ) смещения центров тяжести корректируемых сечений.

На первом этапе желательно максимально снизить влияние статистических погрешностей на процедуру определения величин и направлений соответствующих корректировок на различных участках сечений. Для этого вполне естественным представляется приведение данных к очень низкому энергетическому разрешению, то есть в рамках нашего подхода - к аппаратным функциям, близким друг к другу, таким, чтобы статистические погрешности стали достаточно малы.

После приведения данных к одинаковому разрешению, настолько низкому, что статистические погрешности становятся пренебрежимо малыми, и с их помощью никак не удастся объяснить расхождения между векторами, возникает возможность совмещать разные графики. Это является задачей распознавания (идентификации) изображений. Для ее решения были созданы специализированные программы с использованием МР и его реализации [16-18], а также информации о возможных систематических погрешностях.

При этом следует исходить из того, что существуют два типа векторов, описывающих энергетическую зависимость сечения.

1. Первый - это случай, когда исследователю легко идентифицировать форму кривой и "догадаться", какие именно участки разных кривых соответствуют друг другу. Типичный пример этой ситуации - сечения на кислороде [9,21], содержащие несколько резонансов, которые легко "узнать".

В этом случае можно задать ("ручная" процедура) границы соответствующих участков и подогнать параметры a_i (константа), b_i (поправка к величине сечения) и c_i (поправка к величине энергии) преобразования вида

$$a_i = (1 + b_i) \sigma(E + c_i), \quad (10)$$

где i изменяется от 2 до M (M - количество сечений), причем $a_1 = b_1 = c_1 = 0$ так, чтобы минимизировалась сумма квадратов отклонений каждой из кривых от одной из них, выбранной произвольно и обозначенной индексом 1. Затем определяются средневзвешенные значения каждого из параметров по выборке, и эти средние вычитаются из соответствующих найденных параметров ($\hat{a}_i = a_i - \langle a \rangle$, $\hat{b}_i = b_i - \langle b \rangle$ и $\hat{c}_i = c_i - \langle c \rangle$).

Таким образом определяются поправки (соответствующие энергиям c_i), которые следует применить к кривым, чтобы они совпали (сблизились).

2. Во втором случае графики имеют всего один или два широких максимума, как например [22,23], для сечений на празеодиме. Принимать решения по идентификации, в этом случае как в первом, становится делом затруднительным. Для совмещения графиков во втором случае была разработана следующая "автоматизированная" процедура.

Считалось, что преобразования (поправки) могут быть вида

$$(1 + b_i) \sigma(E + c_i). \quad (11)$$

При энергии $E_i - 200 \text{ кэВ} < E < E_i + 200 \text{ кэВ}$ каждый график аппроксимировался прямой

$$\sigma(E) = (1 + b) \sigma(E_i) + (E_i) c. \quad (12)$$

Из условия минимальности суммы квадратов отклонений между каждыми двумя сечениями при энергии E_i строилась линейная схема из $M \cdot p$ уравнений для $2 \cdot M \cdot p$ неизвестных, где M - число сечений, p - число точек в каждом из них.

Следует обратить особое внимание на то, процедура при обоих подходах одинаково легко справляется с одной из сложнейших проблем, возникающих при оценке ядерных данных - различными диапазонами задания разных кривых (в нашем примере одна из кривых [21] заканчивается раньше другой [9]). Обычно в такой ситуации используются разного рода "сшивания" кривых [6], что, как правило, привносит в процесс оценки субъективный и скорее умозрительный, чем основанный на физических соображениях, фактор. При нашем подходе эта проблема решается автоматически.

Следует отметить также и то, что разработанная процедура позволяет наиболее полно привлекать для оценки не только КМИ-, но также и ТИ- данные.

На рис.4 представлены приведенные к энергетическому разрешению 600 кэВ 5 КМИ- и 2 ТИ-сечения реакции (γ, xn) для ядра кислорода ^{16}O до (а) и после (б) обработки по описанной выше методике оценки (статистические ошибки, максимальная из которых не превосходит 0,1 мб, целиком уместаются в значках рисунка).

Легко видеть, что применение процедуры учета погрешностей калибровки и нормировки привело к существенно лучшему согласию КМИ- и ТИ-данных. Полностью совпали положения хорошо известного пика при 17,42 МэВ для всех КМИ- и ТИ-данных, хотя для пика при энергии 22,2 МэВ остались некоторые расхождения: в ТИ-данных он остался несколько сдвинутым в сторону больших энергий.

Результаты обработки

Описанный выше подход использован для оценки сечений фотонейтронных реакций на ряде ядер. Подробно он иллюстрируется на примере оценки данных по сечению реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$.

Поправки, полученные в процедуре учета погрешностей калибровки и нормировки всех данных по этому сечению, применялись к КМИ-данным, после чего все 5 скорректированных КМИ-выходов включались одновременно в процедуру редукции без априорной информации. Результат приведения к разрешению 240 кэВ - окончательная оценка сечения фотонейтронной реакции на кислороде для данного разрешения - представлен на рис.5б, на рис.5а собраны для сравнения все опубликованные экспериментальные сечения.

Следует отметить, что результаты нашей оценки сечения фотонейтронной реакции на ядре ^{16}O (табл.2), использующей конкретные данные о систематических погрешностях трех вполне определенных типов (погрешностей в аппаратной функции, нормировке и калибровке) вместе с математическим аппаратом типа распознавания образов, в целом согласуясь с результатами анализа, выполненного [6] Е.Фуллером на основе самых общих представлений о причинах расхождений данных, извлекаемых из различных КМИ-экспериментов, приводят к более правильному учету особенностей каждого экспериментального сечения.

Табл.2 (наши результаты) следует сравнить с табл.1 (данные Е.Фуллера [6]). Видно, что использование Е.Фуллером для каждого исходного сечения лишь единственного нормировочного коэффициента и учет различий в калибровке лишь путем смещения в сторону больших энергий на 120 кэВ данных четырех обсуждаемых работ относительно данных работы [9] не позволили в смысле наилучшего согласия данных достаточно сблизить отдельные сечения, поскольку диапазоны параметров сечений остались достаточно большими: $\text{НЭ}=2,44-4,19 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$; $\text{ВЭ}=44,8-46,7 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, $\text{ВЭ}/\text{НЭ}=10,9-19,1$. Этот разброс представляется вполне очевидным, поскольку, как отмечалось выше, различия в нормировке и калибровке зависят от энергии, и с помощью процедуры, в которой эта нелинейность учитывается столь грубо, устранены быть не могут.

Именно это обстоятельство не позволило автору [6] провести собственно оценку всех данных о сечении, а заставило ограничиться лишь выбором на основании некоторых физических соображений в качестве лучшего сечения одного из исходных, а именно сечения из работы [9].

Использование описанной выше методики, учитывающей плавную энергетическую зависимость поправок к величине сечения и значению самой энергии, приводит к существенно лучшему согласию параметров: $\text{НЭ}=3,24-3,67 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$; $\text{ВЭ}=39,64-41,77 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$; $\text{ВЭ}/\text{НЭ}=11,35-12,81$, что позволяет с достаточно высокой точностью получить оцененное сечение.

Вместе с тем следует отметить, что по обсуждаемым параметрам результат нашей оценки оказывается более всего приближенным именно к ливерморскому сечению [9], которое было выбрано Е.Фуллером по результатам его анализа [6] в качестве наилучшего.

Следует особо подчеркнуть то обстоятельство, что оцененное сечение получено не простым усреднением или взвешиванием исходных сечений, а в результате применения описанного выше метода, учитывающего зависимости не только погрешностей калибровки и нормировки, но и аппаратной функции каждого конкретного эксперимента от энергии налетающих фотонов. Параметры оцененного сечения соответствуют форме оцененного сечения, полученного в виде НРДМП всей совокупности исходных данных.

Относительно небольшие погрешности, достигнутые для энергетического разрешения 240 кэВ, позволяют надежно идентифицировать достаточно отчетливо проявляющиеся в оцененном сечении структурные особенности. Их параметры приведены в левой части табл.3.

Исходные данные для полного фотонейтронного сечения реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, \text{xn})$ представлены на рис.6а, оценка этого сечения, выполненная по описанному выше методу для энергетического разрешения 120 кэВ, - на рис.6б. На этом же рисунке приведен для сравнения результат эксперимента на пучке меченых фотонов [24], который к процедуре оценки не привлекался. Следует подчеркнуть хорошее согласие как по форме, так и по абсолютной величине полученного оцененного сечения с результатом МФ-эксперимента, выполненного с таким же разрешением, что свидетельствует об эффективности предложенного метода анализа и оценки результатов ТИ- и КМИ-экспериментов.

Погрешности, достигнутые для энергетического разрешения 120 кэВ, позволяют и в этом оцененном сечении надежно идентифицировать достаточно отчетливо проявляющиеся структурные особенности. Их параметры приведены в правой части табл.3.

Так как порог реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, 2n)$ составляет 14,1 МэВ, то как и в случае с кислородом практически во всей обсуждаемой области энергий налетающих γ -квантов речь идет о реакции $(\gamma, xn) = (\gamma, sn) = (\gamma, ln) = (\gamma, n) + (\gamma, np)$.

В табл.4 приводятся интегральные характеристики полных фотонейтронных сечений для ядер кислорода и свинца, оцененных в настоящей работе.

Оцененные полные фотонейтронные сечения были получены также для ядер ^{12}C , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{40}Ca , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{90}Zr и ^{141}Pr .

Заключение

Предложен метод оценки сечений фотоядерных реакций в условиях значительных систематических расхождений, основанный на использовании математического Метода редукции - частного случая теории распознавания образов.

Метод позволяет последовательно и корректно учесть погрешности трех типов - в аппаратных функциях, энергетических калибровках экспериментов, а также абсолютных величинах сечений - которые зависят от энергии, что существенно затрудняет использование для оценки сечений, полученных в таких условиях, традиционных методов.

Метод дает возможность получить оцененное сечение с энергетическим разрешением, ограничение на которое накладывает лишь шаг по энергии измерений, выполненных в эксперименте и рассчитать полную ковариационную матрицу оцененного сечения.

Метод проверен на модельных задачах и применен для оценки полных фотонейтронных сечений большого числа ядер.

Список литературы

1. Варламов В.В., Ефимкин Н.Г., Ленская Н.А., Черняев А.П. Исследование причин расхождений результатов фотоядерных экспериментов на пучках тормозного излучения и квазиодноэнергетических гамма-квантов. Проблема интерпретации: Препринт НИИЯФ МГУ 89-66/143, 1989.
2. Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V.38. P.199.
3. Fuller E.G., Gerstenberg H. // Photonuclear Data - Abstract Sheets. 1955 - 1982. NBSIR 83-2742, 1983.
4. Pywell R.E., Thompson M.N., Berman B.L. // Nucl. Instr. & Meth. 1980. V.178. P.149.
5. Woodworth J.G., McNeil K.G., Jury J.W., Alvarez R.A., Berman B.L., Fauli O.D., Meyer I O.P. // Phys. Rev. 1979. V.C19. P.1667.
6. Fuller E.G. // Physics Reports. 1985. V.127. P.187.
7. Veyssiere A., Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A., De Miniac A. // Nucl. Phys. 1974. V.A227. P.513.
8. Berman B.L., Jury J.W., Woodworth J.G., Pywell R.E., McNeill K.G., Thompson M.N. // Phys. Rev. 1983. V.C27. P.2823.
9. Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R., Fultz S.C. // Phys. Rev. 1964. V.133. P.B869.
Caldwell J.T. Ph.D. Thesis, LRL, University of California, 1967.
10. Jury J.W., Berman B.L., Faul D.D., Meyer P., Woodworth J.G. // Phys. Rev. 1980. V.C21. P.503.
11. Kneissl U., Koop E.A., Kuhl G., Leister K.H., Weller A. // Nucl. Instr. & Meth. 1975. V.127. P.1.
12. Berman B.L., Fultz S.C. // Rev. Mod. Phys. 1975. V.47. P.713.
13. Owens R.O., Cardman L.S. // Nucl. Instr. & Meth. 1969. V.67. P.67.
14. Wolyneć E., Martinez A.R.V., Gouffon P., Miyao Y., Serrao V.A., Martins M.N. Photoneutron cross sections measured by Saclay and Livermore: Preprint IFUSP/P-433 Instituto de Física, Universidade de Sao Paulo. 1983.
15. Wolyneć E., Martins M.N. // Rev. Bras. Fiz. 1987. V.17. P.56.

16. Пытьев Ю.П.//Математический сборник. 1982. Т.118. С.19.
17. Пытьев Ю.П.//Вестник Московского университета. Физика, астрономия. 1984. Т.25. С.53.
18. Ефимкин Н.Г., Ишханов Б.С., Пытьев Ю.П., Варламов В.В. Метод редукции в задаче повышения разрешения фотоядерных экспериментов: Препринт НИИЯФ МГУ 91-35/239, 1991.
19. Ефимкин Н.Г., Ишханов Б.С., Пытьев Ю.П.//Вестник московского университета. Физика, астрономия. 1991. Т.32. С.48.
20. Shiff L.I.//Phys.Rev. 1951. V.83. P.252.
21. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Пискарев И.М., Сопов В.С., Шевченко В.Г.//Ядерная физика. 1970. Т.12. С.892.
22. Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A., Veysiere A., Parlag A.//Nucl.Phys. 1971. V.A172. P.426.
23. Deague T.K., Stewart R.J.J.//Nucl.Phys. 1972. V.A191. P.305.
24. Young L.M.. Ph.D. Thesis, University of Illinois, 1972.
25. Geller K.N., Muirhead E.G.//Phys.Rev.Lett. 1963. V.11. P.371.
26. Bolen L.N., Whitehead W.D.//Phys.Rev.Lett. 1962. V.9. P.458.
27. Vaciu G.//Rev.Rom.Phys. 1964. V.9. P.783.
28. Hayward E., Stovall T.//Nucl.Phys. 1965. V.69. P.241.
29. Miller J., Schuhl C., Tamas G., Tzara C.//J. de Phys. 1966. V.27. P.8.
30. Berman V.L., Faul D.D., Meyer P., Olson D.L. //Phys.Rev. 1980. V.C22. P.2273.
31. Беляев С.Н., Васильев О.В., Козин А.Б., Нечкин А.А., Семенов В.А.// Известия АН СССР. Сер.физическая. 1984. Т.48. С.1940.
32. Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., Fultz S.C.//Phys.Rev. 1964. V.136. P.B126-31.
33. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шевченко В.Г.2//Письма ЖЭТФ. 1968. Т.072. С.0161.
34. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Пискарев И.М., Шевченко О.П.//Ядерная физика. Т.12. С.682.
35. Veysiere A., Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A. //Nucl. Phys. 1970. V.A159. P.561.
36. Bell Z.W., Cardman L.S., Axel P.//Phys.Rev. 1982. V.C25. P.791.

Таблица 1

Сравнение [6] параметров фотонейтронных сечений для ядра ^{16}O , полученных в различных КМИ-экспериментах

Работа	Нормировочный множитель	Интегр. сеч. НЭ (МэВ · мб)	Интегр. сеч. ВЭ (МэВ · мб)	Отношение ВЭ/НЭ
[7]	0,98±00,04	2,70	46,1	17,1±2,8
[8]	1,06±00,02	3,58	45,8	12,8±3,6
[9]	1,21±00,03	3,88	44,8	11,5±0,9
[10]	1,27±00,05	4,19	45,5	10,9±1,2
[11]	1,22±00,06	2,44	46,7	19,1±5,1

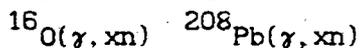
Таблица 2

Данные об интегральных сечениях фотонейтронной реакции на ядре ^{16}O для каждого из 5 КМИ-сечений после проведенной по описанной методике обработки и сечения, оцененного с учетом всех пяти исходных сечений

Работа	Интегр. сеч. НЭ (МэВ · мб)	Интегр. сеч. ВЭ (МэВ · мб)	Отношение ВЭ/НЭ
[7]	3,24±0,12	41,56±0,13	12,81±0,46
[8]	3,67±0,23	40,53±0,58	12,05±0,85
[9]	3,38±0,06	41,77±0,04	12,38±0,22
[10]	3,49±0,28	39,64±0,44	11,35±0,92
[11]	3,30±0,17	40,32±0,19	12,21±0,63
ОЦЕНКА	3,83±0,93	41,73±0,08	10,88±0,27

Таблица 3

Энергии, значения сечения в максимуме и их погрешности для резонансов, наблюдаемых в оцененных сечениях реакций



$^{16}\text{O}(\gamma, \text{xn})$			$^{208}\text{Pb}(\gamma, \text{xn})$		
Энергия (МэВ)	Сечение (мб)	Погрешность (мб)	Энергия (МэВ)	Сечение (мб)	Погрешность (мб)
16,14	0,347	0,138	7,70	41,0	10,0
16,50	0,163	0,132	8,03	41,5	11,6
17,22	2,925	0,161	8,42	51,1	12,7
19,14	2,003	0,217	8,79	43,0	13,1
19,44	2,078	0,178	9,06	76,3	15,4
20,04	0,863	0,285	9,39	90,8	7,5
20,52	1,632	0,225	9,99	158,2	13,4
20,88	3,240	0,130	10,53	211,5	15,6
22,20	10,81	0,084	10,83	226,9	15,0
22,98	7,512	0,069	11,31	354,8	8,3
23,52	6,719	0,089	11,64	323,9	7,4
23,94	8,781	0,110	12,21	454,9	19,9
24,12	9,658	0,108	12,48	480,3	17,1
24,72	6,639	0,115	13,32	641,0	19,0
25,02	7,487	0,120	13,71	666,6	12,8
25,50	6,882	0,127			
25,86	5,614	0,132			
26,40	5,460	0,138			
27,24	4,540	0,159			
27,66	4,420	0,165			

Таблица 4

Интегральное сечение (МэВ, мб)

Область энергии (МэВ)	$^{16}\text{O}(\gamma, \text{xn})$	$^{208}\text{Pb}(\gamma, \text{xn})$	Область энергии (МэВ)
15,91-18,00	1,45±0,30	45,98±15,44	7,50-9,00
18,00-19,86	2,10±0,38	239,40±23,60	9,00-11,00
19,86-22,68	11,68±0,38	783,53±23,22	11,00-13,00
22,68-27,82	30,34±0,61	1027,62±22,76	13,00-14,82
15,91-27,82	45,56±1,67	2096,53±85,02	7,50-14,82

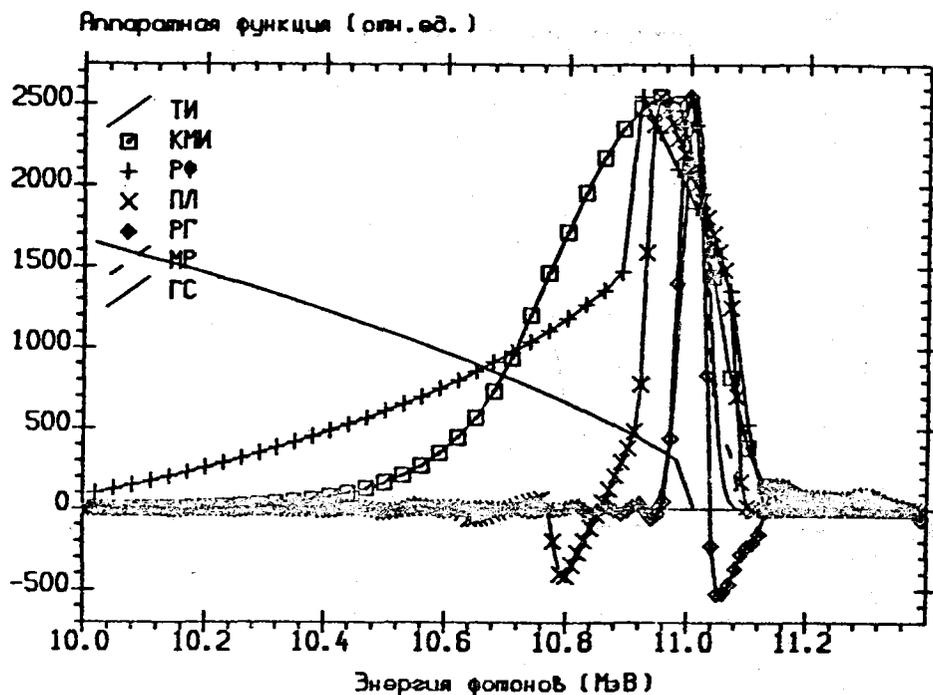


Рис.1. Аппаратные функции различных экспериментов (ТИ-тормозное излучение; КМИ-квазиодноэнергетическое излучение) и различных методов интерпретации результатов экспериментов на ТИ-пучках (РФ-метод разности фотонов; ПЛ-метод Пенфолда-Лейсса с шагом анализа 150 кэВ; РГ-метод регуляризации; МР-метод редукции (разрешение по энергии 50 кэВ)). Для сравнения представлен также гауссиан (ГС) с шириной 50 кэВ

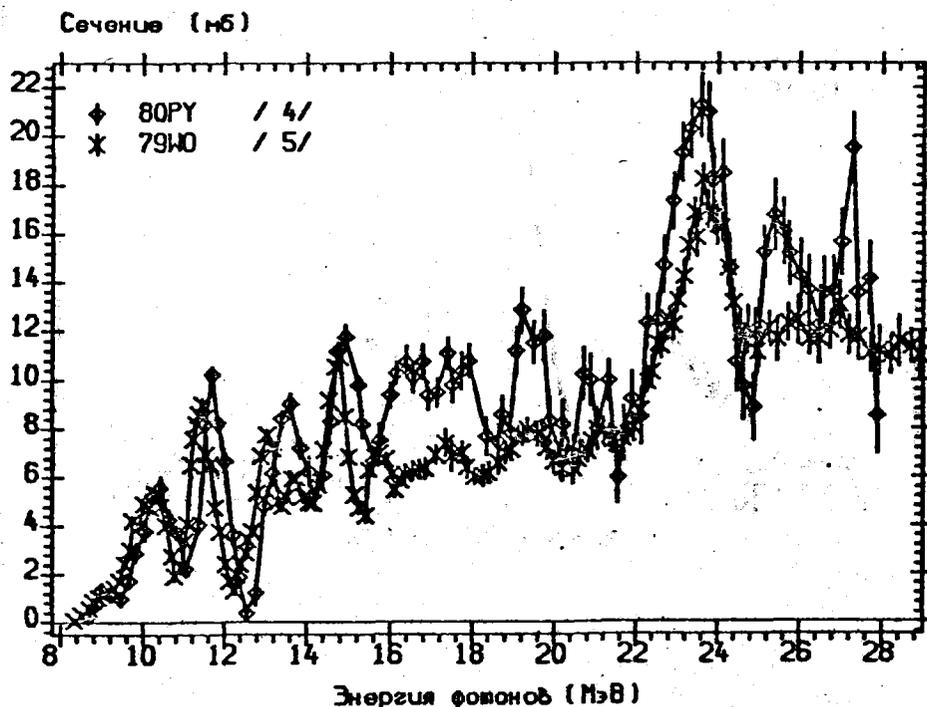


Рис.2. Сравнение результатов экспериментов для реакции $^{18}\text{O}(\gamma, n) + 2(\gamma, 2n)$, выполненных с помощью тормозного излучения [4] и квазиодноэнергетических фотонов [5]

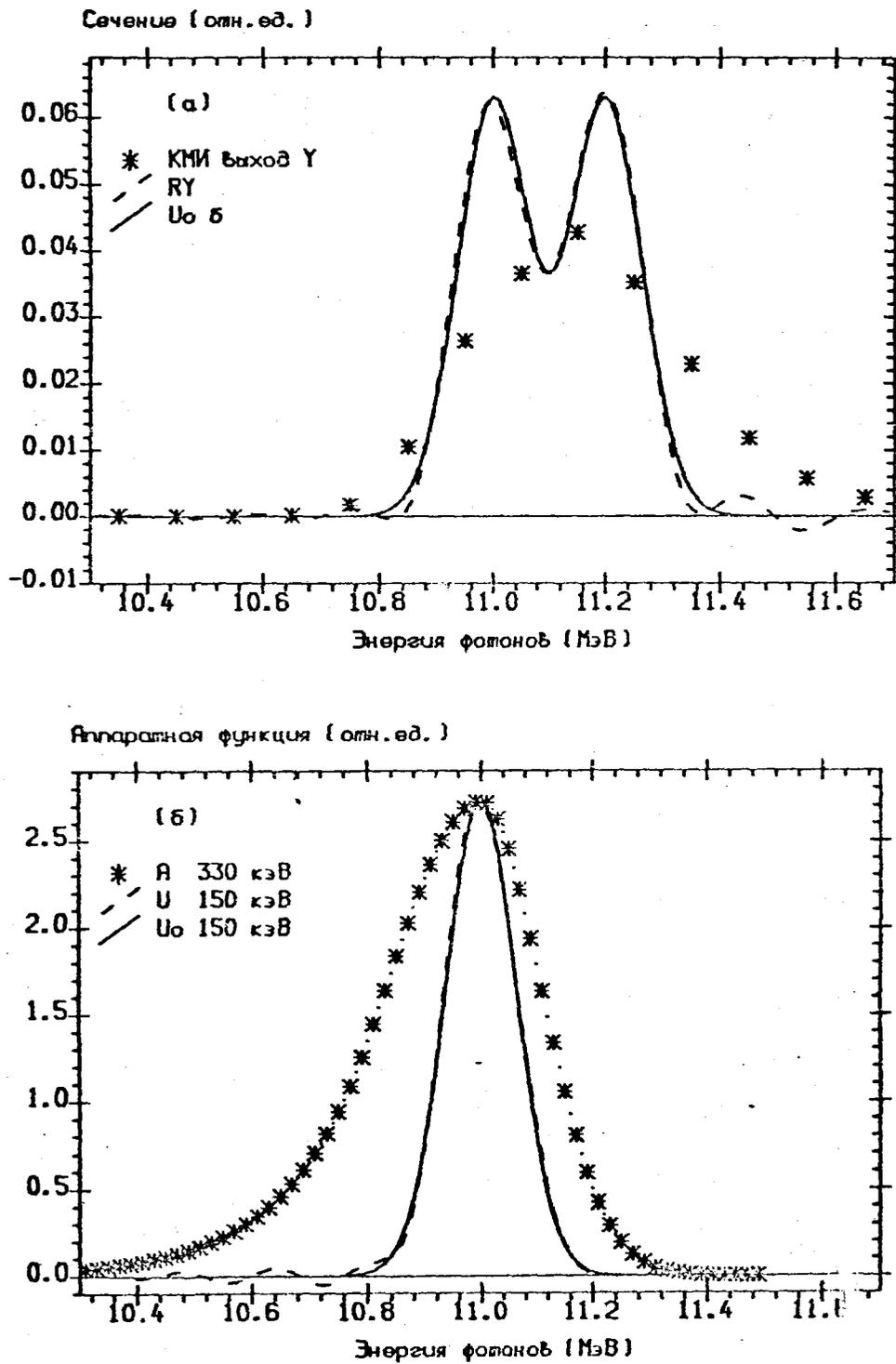


Рис.3. Возможности метода редукции:

а - сечения ($U_{0\sigma}$ - точное сечение с разрешением 150 кэВ (сплошная линия); модель результата КМИ-эксперимента с разрешением 330 кэВ и соответствующей аппаратной функцией рис. 3б (точки); результат редукции с разрешением 150 кэВ и соответствующей аппаратной функцией (пунктир));

б - аппаратные функции (КМИ-эксперимент (точки); желаемая аппаратная функция - функция $U_{0\sigma}$ (сплошная линия); синтезированная аппаратная функция U (пунктир))

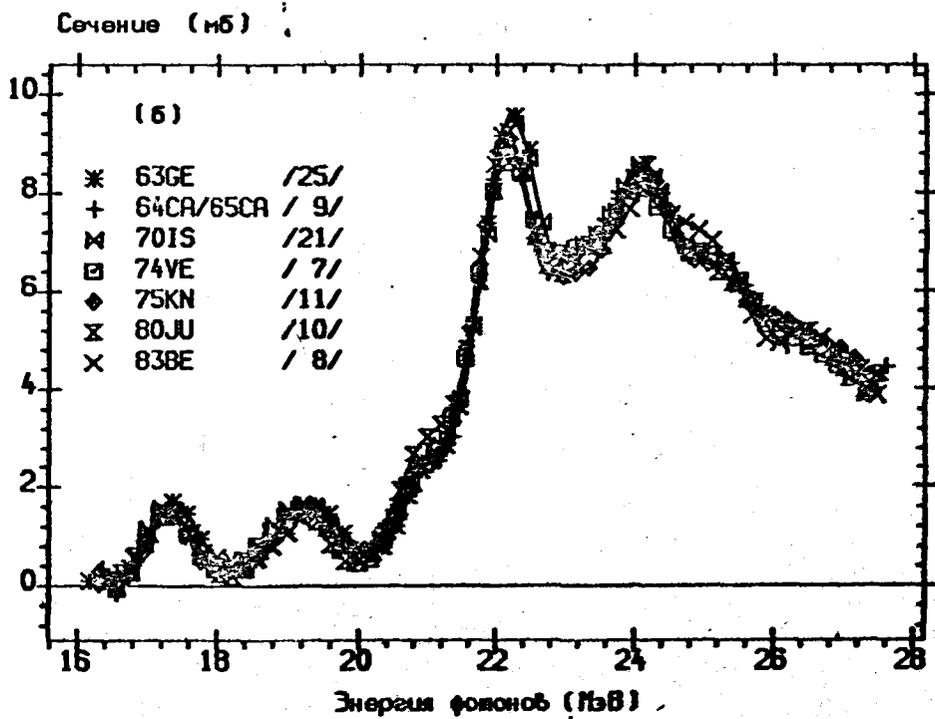
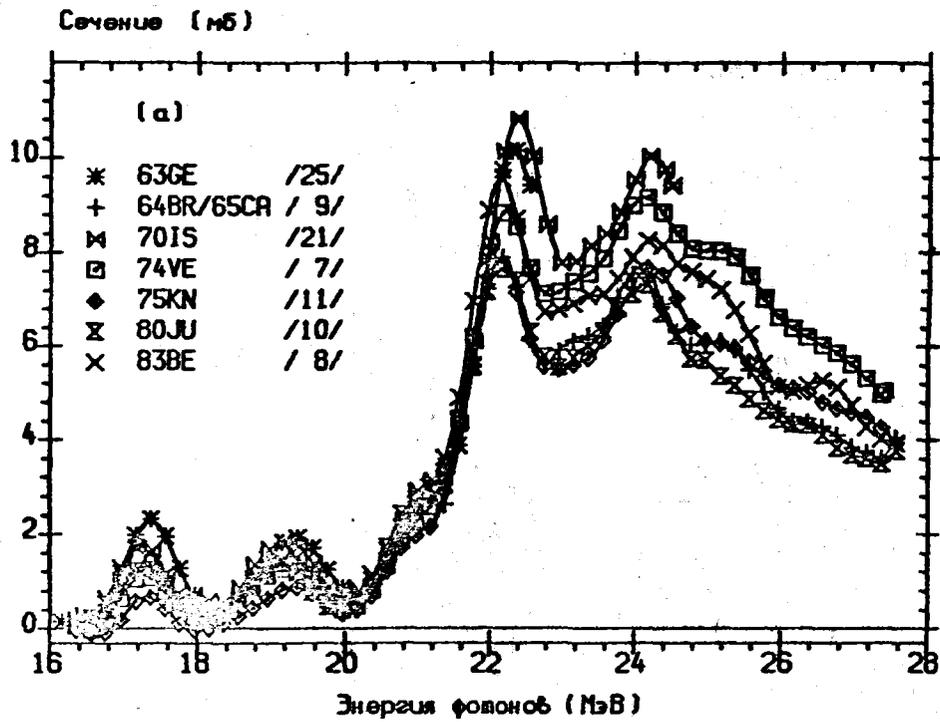


Рис. 4. Результаты обработки данных по сечениям фотоэлектронной реакции на ядре ^{16}O : а - 5 КМИ- и 2 ТИ-сечения после приведения к одинаковому разрешению; б - результаты тех же 7 работ после процедуры учета погрешностей калибровки и нормировки

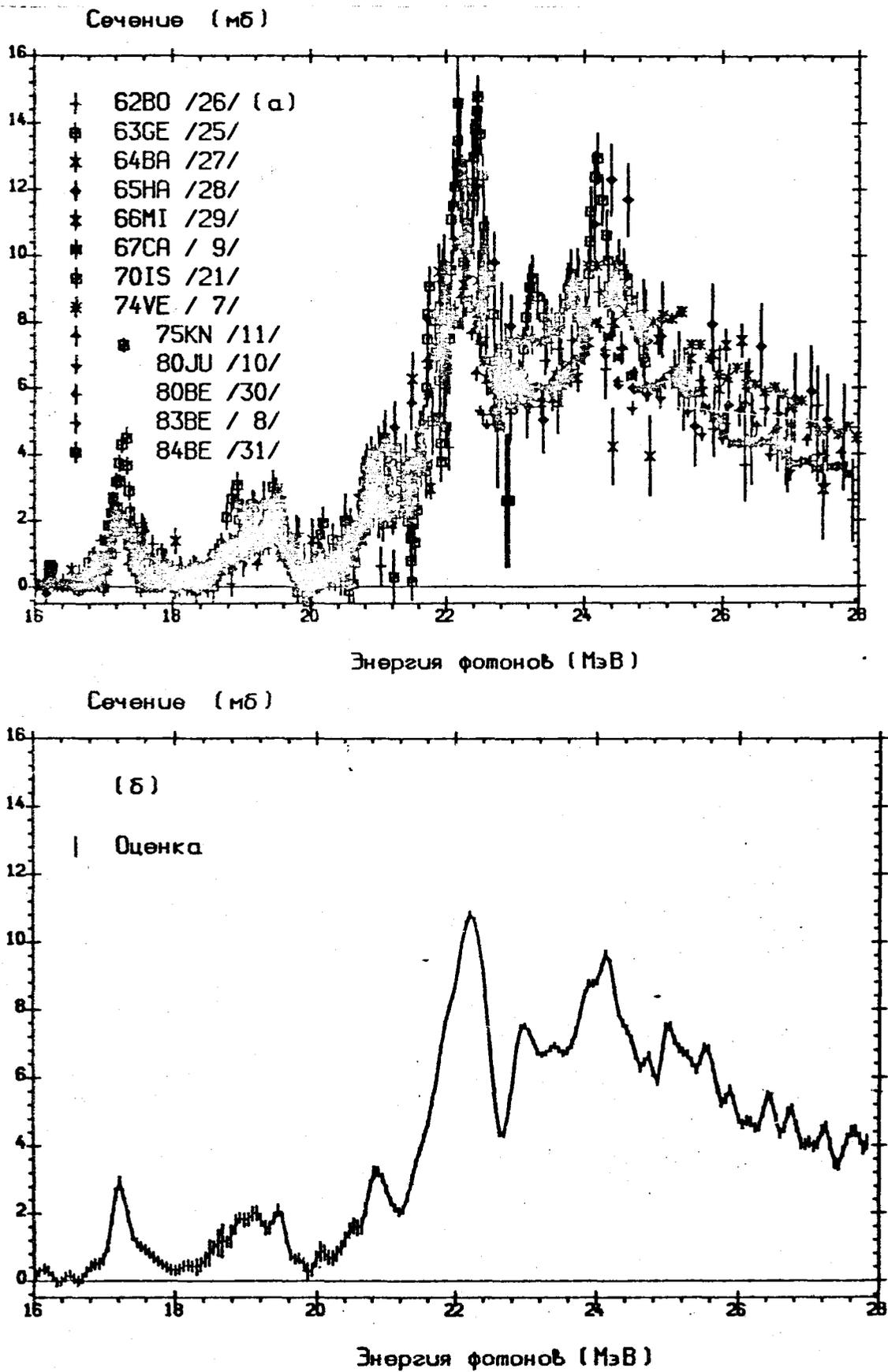


Рис. 5. Сравнение совокупности исходных экспериментальных сечений фотонейтрошной реакции на ядре ^{16}O (а) с результатом оценки (б) по описанной методике для энергетического разрешения 240 кэВ

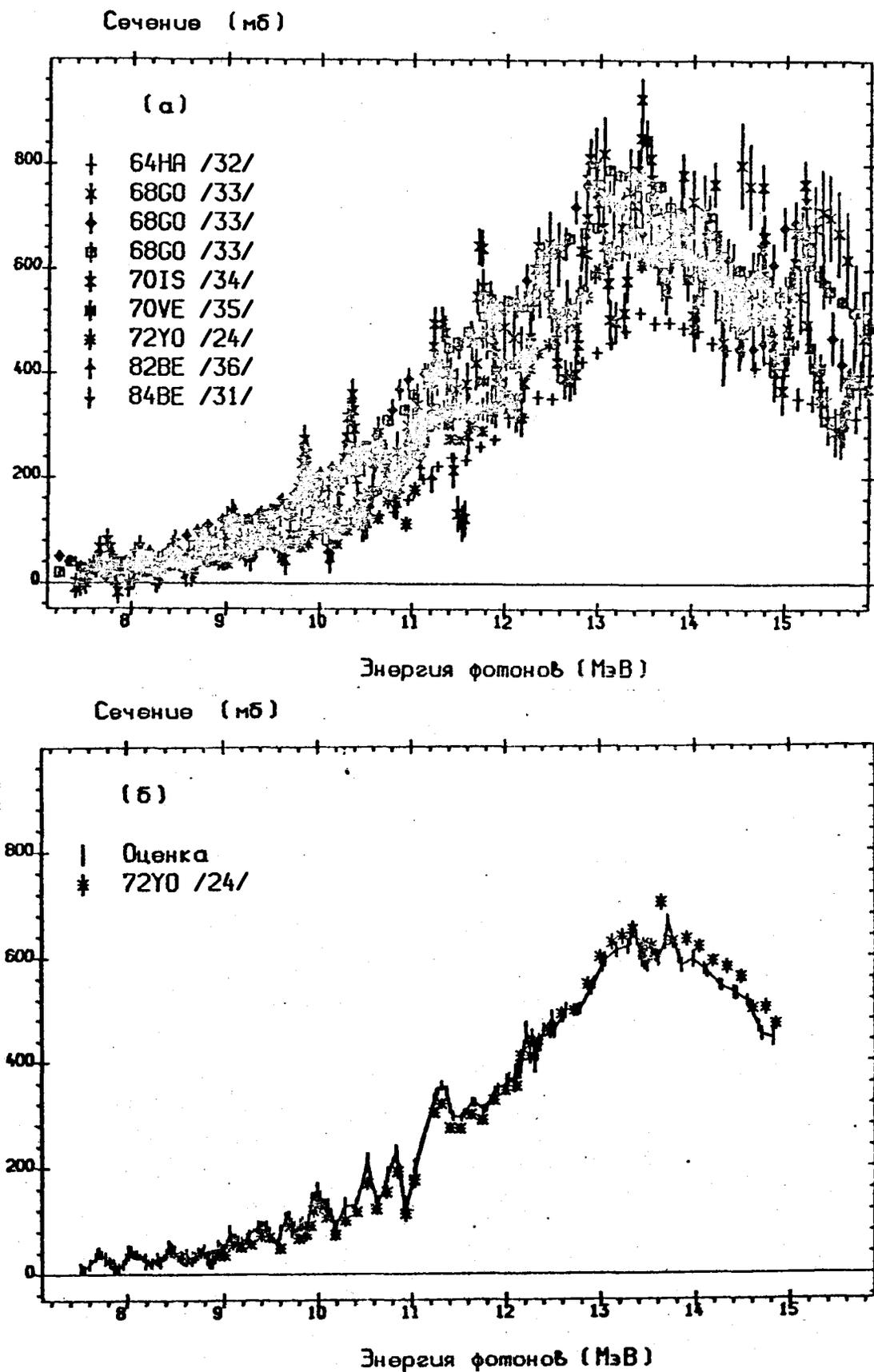


Рис.6. Сравнение совокупности исходных экспериментальных сечений фотонейтронной реакции на ядре ^{208}Pb (а) с результатом оценки (б) по описанной методике для энергетического разрешения 120 кэВ. Для сравнения представлены также данные [24], полученные с помощью меченых фотонов

Технический редактор Н.А.Борзова
Сборник подготовили к печати Л.А.Голубенкова, Н.А.Борзова, В.М.Замаренова

Бумага писчая Формат 60x84/1/8
Усл.п.л. 9 Уч.-изд.л. 9
Тираж 215 экз. Заказ N 437 Цена 23 р.

Отпечатано на ротапринте
249020, г.Обнинск, Калужская область, ФЭИ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС
работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
ND	146	NB	RI	EXPT	5.0+5	2.0+6	17	TROFIMOV. ACTIV, GELI, REL AU-197, TBL
ND	147	NG	RI	EXPT	5.0+5	2.2+6	17	TROFIMOV. ACTIV, GELI, REL AU-197, TBL
ND	148	NG	RI	EXPT	5.0+5	2.0+6	17	TROFIMOV. ACTIV, GELI, REL AU-197, TBL
BK	249	NG	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. TOF, TBL
BK	249	NG	FEI	COMP	2.5-2	PILE	22	BELANOVA. REACTOR SPEC AV, TBL
BK	249	NF	FEI	COMP	2.5-2	PILE	22	BELANOVA. REAC SPEC AV, CS LOWER 6 B
BK	249	RIG	FEI	COMP	4.0-1	1.0+2	22	BELANOVA. TOF, TBL
BK	249	RIG	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. REACTOR SPEC AV, TBL
MA	NY	NG	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. TOF, CS, TBL
MA	NY	NG	FEI	COMP	2.5-2	PILE	22	BELANOVA. REAC SPEC AV, TBL
MA	NY	NF	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. TOF, CS, TBL
MA	NY	NF	FEI	COMP	2.5-2	PILE	22	BELANOVA. REAC SPEC AV, TBL
MA	NY	RIG	FEI	COMP	4.1-1		22	BELANOVA. TOF, TBL
MA	NY	RIG	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. REAC SPEC AV, TBL
MA	NY	RIF	FEI	COMP	2.5-2		22	BELANOVA. REAC SPEC AV, TBL
MA	NY	RIF	FEI	COMP	2.5-2	PILE	22	BELANOVA. TOF, TBL

УДК 539.172

О РАБОТЕ КОМИССИИ ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ/А.И.Абрамов - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1993, вып.1, с.3.

В статье дана информация о совещании Комиссии по ядерным данным (КЯД), состоявшаяся 22 декабря 1992 г. в Обнинске ФЭИ.

УДК 539.163

ЦЕНТР РАДИОНУКЛИДНЫХ ДАННЫХ (задачи и проблемы получения наиболее достоверных ядерно-физических характеристик радионуклидов и радиационно-физических параметров радионуклидных источников)/В.П.Чечев - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1993, вып.1, с.5.

В статье дана информация о создании в Радиовом институте им.В.Г.Хлопина отраслевого Центра радионуклидных данных. Рассмотрены задачи и направления работы Центра. Основное внимание в статье уделяется технологии получения оцененных значений характеристик распада и излучений широко применяемых радионуклидов, которая требует дальнейшего совершенствования (рис.1., табл.1., список лит. - 7 назв.).

УДК.539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{232}Th И ^{197}Au В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,37-1 МэВ/А.Н.Давлетшин, Е.В.Теплов, А.О.Типунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстикова - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1993, вып.1, с.13.

Методом активации были измерены сечения радиационного захвата нейтронов тория-232 в интервале энергий 0,37-1 МэВ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{157}\text{Au}$ и $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$. Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)^3\text{He}$. Наведенная активность измерялась с помощью Ge(Li) детектора по гамма-линии ^{233}U с $E_\gamma = 312$ кэВ.

Одновременно было измерено сечение радиационного захвата ^{197}Au относительно $\sigma_{n,f}^{235}\text{U}$ (рис.1., табл.2., список лит. - 7 назв.)

УДК. 539.172.4

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5-2,2 МэВ ДЛЯ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОДИМА/Ю.Н.Трофимов - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы 1993, вып.1., с.17.

Методом активации с погрешностью 11-15% измерены сечения радиационного захвата нейтронов энергией 0,5-2,2 МэВ для изотопов $^{146,148,150}\text{Nd}$. Нейтроны получали из реакции $3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ на электрическом ускорителе Радиового института им В.Г.Хлопина. Измерения проводили относительно опорных сечений реакций $^{115}\text{In}(n,p')^{115m}\text{In}$ и $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$. Полученные экспериментальные данные при $E_n = 0,5$ МэВ были использованы для построения линейной изотопической зависимости сечений реакции (n,γ) изотопов неодима от параметра избытка нейтронов, на основе которой была проведена оценка неисследованного сечения радиационного захвата изотопа ^{144}Nd (рис.4, табл.3, список лит.- 8 назв.).

УДК 539.172

ОЦЕНКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И РЕЗОНАНСНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ИЗОТОПОВ ПРОТАКТИНИЯ, АМЕРИЦИЯ, КЮРИЯ, И БЕРКЛИЯ/Т.С.Беланова - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1993, с.22.

Выполнен обзор и анализ данных по тепловым сечениям деления и захвата; а также соответствующим резонансным интегралам; эти величины классифицированы по формам спектра исследуемых нейтронов. В качестве оцененных величин приняты средневзвешенные значения для каждого типа (т.е. спектра нейтронов) сечений и резонансных интегралов, (табл.2, список лит. - 87 назв.).

УДК 539.125.5

ОБЗОР ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ СБОРОК ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ С T(d,n) И ^{252}Cf /С.П.Симаков - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1993, вып., с. 43.

Проведен обзор публикаций, посвященных измерению спектров нейтронов утечки из сферическихборок с T(d,n) и ^{252}Cf источниками нейтронов в центре. Предпринята попытка собрать оригинальный численный материал по этим экспериментам. Данные могут быть использованы для выявления расхождений между экспериментами, проведенными в разных лабораториях и разными методами, а также для тестировки транспортных расчетов и файлов оцененных нейтронных данных (табл.5, список лит. - 33 назв.).

УДК. 539.172.3

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА РЕДУКЦИИ В УСЛОВИЯХ ЗНАЧИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ/ В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1993, с.52.

Предлагается метод оценки сечений фотоядерных реакций, полученных в условиях значительных систематических погрешностей (различные аппаратные функции, погрешности калибровки и нормировки), основанный на Методе редукции. Метод оценки заключается в использовании реальной аппаратной функции (фотонного спектра) каждого конкретного эксперимента для преобразования данных к представлению, соответствующему иной аппаратной функции лучшего качества. Задача состоит в том, чтобы найти наиболее разумно достижимое моноэнергетическое представление информации о сечении реакции, содержащейся в результатах различных экспериментов и учесть погрешности калибровок и нормировок этих экспериментов. Метод использован для получения оцененных сечений полной фотонейтронной реакции (γ, np) для большого числа ядер. Конкретные данные приведены для ядер ^{16}O и ^{208}Pb . (рис.-6, табл.-4, список лит. - 36 назв.).

Цена 23 р.

Индекс 3645