



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ
ЭНЕРГИИ СССР

ИНОС(СССР)-099

PART I

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ЧАСТЬ 1

МОСКВА — 1976

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы III Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть I

Москва - 1976

НЕЙТРОННАЯ физика. (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Часть I. М., 1976. 284 с. (ЦНИИАтоминформ).

В конференции приняло участие более 350 представителей из БНР, ВНР, ГДР, СССР, а также из Австралии, Великобритании, Нидерландов, Франции, ФРГ и из Объединенного института ядерных исследований.

В 92 репортерских доклада включено около 250 научных сообщений, из которых 52 зарубежных.

Все эти доклады публикуются в шести книгах. Остальные доклады, представленные на конференцию с опозданием, предполагается опубликовать в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам. ответственного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Манохин, Л.Н.Усачев (ответственный редактор)

Ⓢ Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1976

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ
ОРГКОМИТЕТА АКАДЕМИКА АН УССР
М.В.ПАСЕЧНИКА

Дорогие товарищи!

Многоуважаемые зарубежные коллеги!

По поручению Академии наук СССР и Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР разрешите открыть 3-ю конференцию по нейтронной физике. Основной замысел киевских конференций по нейтронной физике состоит в организации встреч и дискуссий между потребителями ядерных данных и теми, кто в эксперименте или теоретически изучает свойства нейтрона и его взаимодействия с ядрами и веществом. Мы твердо убеждены, что только высокий уровень научных исследований в области ядерной физики может обеспечить получение научных данных для практических потребностей. Но нейтронная физика имеет и свои собственные проблемы.

Наиболее существенным результатом последних лет, полученным при изучении взаимодействия нейтронов с ядрами, является открытие несохранения четности московской группой Ю.А.Абова и ленинградской группой В.М.Лобашева.

В последние годы возможности нейтронной физики значительно возросли, диапазон энергий нейтронов в экспериментах расширился до 17-20 порядков. Это обстоятельство вместе с особыми свойствами нейтронов определило широкий диапазон научно-технических проблем, решаемых с помощью нейтронов:

- от изучения ядерных сил, строения нуклонов ядер и нейтронных звезд до изучения строения клеточных мембран и гигантских молекул;

- от определения возраста Земли, генезиса пород и истории материальной культуры до происхождения элементов;

- от генетики и селекции растений и микроорганизмов до изучения материальных носителей наследственности и геной инженерии.

Наша конференция посвящена ядерно-физическим аспектам нейтронной физики, связанным с физикой реакторов, с проблемами бурно развивающейся атомной энергетики. За прошедшие два года сделан значительный шаг в расширении применения атомной энергии. В Советском Союзе реализуется 10-летняя программа сооружения АЭС общей мощностью 30 млн.квт. На пути широкого применения атомной энергии находится и Украина, в столице которой мы проводим конференцию. В частности, завершается сооружение I-го блока Чернобыльской АЭС, мощность которой составит 4 млн.квт, начато сооружение еще двух АЭС.

Вчера мы с Вами читали сообщение о завершении строительства самого мощного в мире ледокола "Арктика". По данным МАГАТЭ, в десятках стран сооружаются АЭС. Помимо СССР быстрыми темпами развивается атомная энергетика в США, Франции, Великобритании, ФРГ и других странах. Приятно отметить, что за последние годы сделан существенный шаг в направлении ограничения военного использования атомной энергии, что открывает еще более широкий путь мирному атому.

Практика ставит перед нейтронной физикой все новые и новые вопросы. Ответы на них призваны давать подобные конференции. В нашей конференции принимают участие ученые из Австралии, Австрии, Египта, Болгарской Народной Республики, Венгерской Народной Республики, Германской Демократической Республики, Индии, Польской Народной Республики, Социалистической Республики Румынии, Франции, Чехословацкой Социалистической Республики и Федеративной Республики Германии, а также двух международных организаций - ОИЯИ и МАГАТЭ. Оргкомитет конференции благодарит всех их за то, что они откликнулись на наше приглашение и желает им самого активного участия в конференции.

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

Председатель М.В.Пасечник

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РЕАКТОРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ

М.Н.Николаев

Аннотация

Дан обзор потребностей в ядерных данных для расчета физических характеристик реакторов и защиты и некоторых других реакторно-технических приложений. Обсуждена относительная роль микро- и макроскопических экспериментов в деле обеспечения требуемой точности ядерных данных.

Abstract

Review of the nuclear data requirements for reactor and shielding physical characteristics calculation and some other applications to the reactor technology is given. Relative role of micro- and macroscopic experiments in the fulfilling of the requested nuclear data accuracy is discussed.

Цели выработки потребностей

Работы по технико-экономическому обоснованию потребностей в ядерных данных для реакторной технологии преследуют следующие цели :

а) осознать достигнутую точность расчета физических характеристик проектируемых реакторов и защиты, что необходимо для оценки надежности проектных проработок, введения разумных запасов на возможные просчеты и оценки экономических проигрышей, обусловленных введением этих запасов;

б) в связи со сложностью и дороговизной дальнейшего уточнения ядерных данных обосновать необходимость этого уточнения, когда таковая существует, и выявить те данные, для которых требования к точности уже удовлетворены ; одним словом дать основания для финансового и материального усиления работ в области ядерных данных и мобилизации имеющихся сил на решение наиболее важных задач;

в) определить стратегию достижения требуемых точностей расчетного предсказания физических реакторов и защиты, в частности определить роли макро- и микроэкспериментов;

г) определить главные ближайшие направления и цели работ в области ядерных данных для удовлетворения первоочередных потребностей (тактическая задача).

Ядерные данные, необходимые для реакторной технологии

Перечислим основные ядерные данные, в которых нуждаются проектировщики реакторов и защиты:

а) основные нейтронные данные (сечения рассеяния, поглощения и деления, \bar{v} , спектры рассеянных нейтронов, их угловые распределения) – для нейтронно-физических расчетов реакторов и защиты, расчетов по ядерной безопасности;

б) данные о запаздывающих нейтронах (выходы, периоды полураспада и спектры групп запаздывающих нейтронов) – для расчета реакторной кинетики;

в) сечения активации под действием нейтронов и характеристики распада образующихся изотопов – для расчета остаточного тепловыделения в активных зонах; для оценки радиационной обстановки при работе с облученным топливом, теплоносителем, оборудованием; для разработки средств гарантийного контроля за накоплением ядерного топлива; для оценки выходов ценных радиоизотопов; для оценки опасности загрязнения окружающей среды; для расчета эффективности нейтронных детекторов;

г) выходы и схемы распада продуктов деления – для тех же целей;

д) характеристики мгновенного локального энергосвечения при нейтронных реакциях и распаде образующихся в них радиоактивных ядер – для расчета энергосвечения;

е) сечения образования гамма-квантов в нейтронных реакциях, множественность и спектры гамма-излучения – для расчета энергосвечения за счет взаимодействия гамма-квантов с веществом и расчетов защиты;

ж) основные данные для гамма-квантов (сечения рассеяния, поглощения, энергоугловые распределения рассеянных гамма-квантов) – для тех же целей;

з) сечения фотоядерных реакций с вылетом нейтронов – для точных расчетов критичности и для расчета кинетики реактора.

Для практического использования ядерные данные должны быть записаны на машинных носителях информации в форме, требующейся для расчетных программ. Подавляющее большинство программ требует на входе многогрупповые макроконстанты, корректно усредненные по энергии (с учетом резонансной структуры), по изотопному составу среды и по её гетерогенной структуре.

Таким образом, получение точных экспериментальных данных о нейтронных сечениях, $\bar{\nu}$ или спектрах гамма-квантов не обеспечивает удовлетворения потребностей реакторщиков в ядерных данных, а лишь является необходимой предпосылкой для такого обеспечения. Экспериментальные данные требуется сначала оценить, перевести их во многогрупповую форму и лишь затем – с помощью весьма сложных алгоритмов – из них можно будет получить нужные реакторщикам макроконстанты.

Таким образом, формулируемые реакторщиками потребности сле-

дует понимать не как потребности в измерениях, а как потребности в оцененных данных. Что касается потребностей в новых измерениях, то они выявляются лишь в процессе оценки ядерных данных и должны формулироваться оценщиками.

Несколько слов о требуемом энергетическом разрешении. В современных точных расчетах реакторов и защиты используются столь узкие энергетические группы ($\Delta u \approx 0,05$), что поведение сечений и потока нейтронов в окрестности важнейших резонансов ^{238}U , ^{23}Na , ^{56}Fe , ^{16}O и др. описывается весьма детально. Для описания же структуры сечений в группах, содержащих много узких резонансов, используется статистический подход, требующий знания усредненных по группам моментов полного $\langle \sigma^n \rangle$ и парциальных $\langle \sigma_n \sigma^n \rangle$ сечений для $-5 \leq n \leq 2$. Допустимые погрешности n -го момента в n раз больше допустимой погрешности среднего сечения.

Требования к разрешению, необходимому для обеспечения требуемой точности измерения моментов, существенно зависят от методики эксперимента. Разрешение должно быть очень высоко, если измеряется непосредственно детальный ход сечений с использованием тонких образцов, но оно может быть и вполне умеренным, если требуемые моменты определяются через функции пропускания, измеренные для широкого набора толщин образцов (см. [1,2] и др.). По моему мнению, в деле обеспечения требуемых точностей знания структуры сечения в настоящее время наиболее эффективен второй путь.

Что касается спектров гамма-квантов, то для практических расчетов высокого энергетического разрешения не требуется. Оно необходимо, однако, для экспериментального определения множественности, обеспечения надежности результатов и т.п.

Алгоритмы выработки требований к точности
ядерных данных и относительная роль макро-
и микроэкспериментов.

Выработка требований к точности ядерных данных происходит в три этапа:

I-й этап — обоснование необходимости снижения константной компоненты погрешностей основных нейтронно-физических характеристик реактора или защиты. Эта необходимость возникает лишь тогда и

постольку, когда и поскольку: а) константная компонента погрешности превалирует (или будет превалировать в будущем) над компонентами, обусловленными неточностью расчетных методик и технологическими допущениями; б) суммарная погрешность расчетной величины приводит к недопустимо большим технико-экономическим проигрышам; в) эти проигрыши не могут быть устранены путем изменения режима эксплуатации установки.

В качестве исходных данных для проведения такого анализа необходимо располагать информацией о существующем уровне погрешностей, в частности погрешностей оцененных ядерных данных. 2-й этап - выработка требований к точности оцененных данных, обеспечивающей заданную точность расчета характеристик реакторов и защиты. Поскольку число параметров, к точности которых выставляются требования, гораздо больше числа характеристик, точность которых требуется обеспечить, задача, вообще говоря, не является однозначной: ее решение определяется гипотезой о той стратегии, которая будет принята для обеспечения требуемой точности ядерных данных.

Простейшая гипотеза, которая принимается на рассматриваемом этапе оценки погрешностей, заключается в следующем:

а) предполагается, что наиболее целесообразно снижать дисперсии ядерных данных пропорционально тем вкладам, которые они дают в дисперсии интересующих нас характеристик реакторов или защиты;

б) принимается определенная модель относительно того, как будут скоррелированы в будущем погрешности тех ядерных данных, потребности к которым формулируются.

Важность учета корреляций между сечениями при оценке требуемой точности была подчеркнута уже в самых ранних работах, в частности в [32].

В последующих работах [21, 23] подход к учету корреляций получил дальнейшее развитие, причем в [23] был развит формализм выработки потребностей, обеспечивающих заданную точность расчета нескольких реакторных характеристик с учетом как микро-, так и макроэкспериментов.

Погрешности сечений различных изотопов оказываются скоррелированными за счет общности стандартов, используемых при относительных измерениях. Поскольку можно думать, что в будущем набор стандартов едва ли изменится, оценить этот источник корреляций не так уж трудно.

Сложнее обстоит дело с учетом корреляций между погрешностями оцененного сечения при разных энергиях. Обычно принимается, что погрешности полностью скоррелированы в пределах выбранных корреляционных интервалов, тогда как погрешности для разных интервалов совершенно независимы. Если учесть, что энергетическая скоррелированность оцененных данных обусловлена как общностью погрешностей экспериментальных данных, полученных одинаковыми методиками, так и степенью жесткости использованной при оценке параметрической модели, а также то, что все эти трудно поддающиеся учету факторы следует принять во внимание не для существующих сейчас, а для результатов будущих измерений и будущих оценок, то станет ясно сколь велик произвол в выборе ширины корреляционных интервалов.

Таким образом, вырабатываемые на втором этапе требования к точности оцененных данных сильно зависят от принятой корреляционной модели для будущих оцененных данных. Чем уже корреляционные интервалы, тем больше число независимых констант и тем выше их допустимая дисперсия.

3-й этап оценки потребностей — это переход от сформулированных требований к точности оцененных данных; выработке требований к результатам измерений. Если предположить, что все требования будут обеспечиваться лишь в микроэкспериментах, то из вышесказанного следует, что цель может быть достигнута двумя путями: обеспечением очень высокой точности измерений путем совершенствования одной, наиболее перспективной, методики или путем увеличения разнообразия методик, обладающих умеренной точностью — с тем, чтобы снизить скоррелированность погрешностей результатов и обеспечить взаимное погашение методических погрешностей. Мне второй путь представляется более перспективным.

Учет при оценке результатов макроэкспериментов позволяет резко снизить требования к точности дифференциальной информации, т.к. в этих экспериментах непосредственно измеряются величины, точность расчета которых требуется повысить, или близкие к ним. В связи с этим в последние годы появилось множество работ, посвященных методам использования данных макроэкспериментов при оценке ядерных данных ([3 — 8] и многие другие). Получены весьма обнадеживающие результаты [9 — II]. Так, например, авторы работ [9, 10] утверждают, что корректировка констант на основе

данных экспериментов на быстрых критсборках и реакторах позволила довести точность расчета коэффициента воспроизводства быстрых бридеров до 3-4%, что близко к требуемому уровню точности.

Накопленный в нашей лаборатории опыт учета данных макроопытов при оценке нейтронных констант также говорит о том, что с их помощью можно обеспечить требуемую точность предсказания $K_{эфф}$ и КВ быстрых реакторов, однако для этого необходимо выполнение ряда условий:

1. Требуется повысить надежность результатов макроэкспериментов. В настоящее время точность этих результатов, как правило, завышается. Этому способствует то обстоятельство, что результаты даже близких, но разных макроэкспериментов, например отношения сечений деления для критсборок, нельзя непосредственно сравнить между собой, как это делается для отношений тех же сечений, измеренных разными авторами в различных, но близких энергетических точках. Кроме того, разнообразие методик, применяемых в макроэкспериментах, гораздо меньше, чем при измерении дифференциальных данных. Наконец, эксперименты на критсборках до сих пор не описывались столь подробно, как это стало принято при описании данных нейтронно-физических экспериментов. Например, даже в описании, безусловно, лучшего на сегодня эксперимента по исследованию урановой среды с $K_{\infty} = 1$, выполненном на пяти критсборках в трех странах [12, 13], не указаны источники погрешности измеренного отношения средних сечений $\bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f^5$. Между тем приводимая точность результата - 1% - на порядок (!) выше достигнутой в настоящее время точности измерения этого отношения в экспериментах на монохроматических нейтронах.

2. Необходимо столь же тщательно вводить поправки в данные макроопытов на гетерогенность, конечные размеры образца и т.п. эффекты, как это делается сейчас в лучших работах по измерению дифференциальных данных при введении поправок на многократное рассеяние, фон рассеяния от элементов конструкций и т.п. В макроэкспериментах число таких поправок, как правило, больше и учитывать их сложнее, и лишь в последнее время стали появляться методы достаточно корректной оценки поправок и их точности [14-16]. Эти методы должны развиваться и внедряться в практику оценки макроэкспериментов.

Заметим, что до настоящего времени ещё не устоялось понимание относительно методики точных расчетов возмущений реактивности и других дробноближнейных реакторных функционалов [17, 18]. По-видимому, учет этих данных при корректировке констант преждевременен.

3. Результаты корректировки констант на основе данных макроопытов по существу определяются принятыми матрицами погрешностей микро- и макроданных [19]. Несмотря на то, что методика оценки ковариационных матриц в принципе разрабoтана [16, 20], работа по корректной оценке погрешностей оцененных данных ещё далеко не завершена. Ковариационные матрицы погрешностей оценены также лишь для единичных макроэкспериментов [20]. Практически во всех работах по корректировке констант погрешности результатов макроэкспериментов принимаются независимыми, тогда как степень скоррелированности микроданных обычно превышает (берутся широкие корреляционные интервалы). Все это не может не приводить к завышению оцениваемой точности предсказания реакторных характеристик на откорректированных константах. Думается, в частности, что декларированная в [9, 10] достигнутая точность расчета КВ 3-4% заметно завышена.

Для надежного обеспечения требуемых точностей оцененных данных необходимо разбивать работы как в области макроэкспериментов, так и в области повышения точности микроданных.

При этом главными задачами являются, на мой взгляд :

а) проведение макроэкспериментов в условиях, когда число поправок, которые надо вводить, невелико и эти поправки могут быть введены корректно (нульмерные эксперименты, в частности исследования сред с $K_{\infty} = 1$, одномерные сборки с простой гетерогенной структурой и т.п.); повышение уровня оценки макроэкспериментов;

б) сосредоточение усилий физиков - экспериментаторов на измерении тех величин, уточнение которых в макроэкспериментах затруднительно или даже невозможно. В первую очередь это измерение структуры сечений, как резонансной для оценки эффектов самозакранировки, так и нерезонансной (например, структуры сечения деления урана-235 в области I-3 Мэв); уточнения нейтронных спектров и т.п.;

в) развитие работ по оценке уже полученных микроданных, в том числе по оценке ковариационных матриц погрешностей;

г) большую пользу делу принесет осуществление широкой программы интегральных экспериментов: измерений сечений увода под заданные пороги, средних сечений на спектре деления $Cf-252$ (измерение произведений $\sqrt{Cf-252 \cdot \bar{\sigma}_f}$ для основных делящихся изотопов с точностью 0,5% позволит удовлетвориться существующей точностью знания $\sqrt{Cf-252}$), измерений функций пропускания при низком разрешении и др. Такие эксперименты сочетают относительно высокую точность и близость к реакторным функционалам, характерные для макроопытов, с методической чистотой постановки ядерно-физических экспериментов.

Потребности в ядерных данных для расчета
 $K_{эфф}$ и коэффициента воспроизводства (КВ)
быстрых энергетических реакторов

В работе [21] требования к точности расчетного предсказания $K_{эфф}$ и КВ были сформулированы исходя из необходимой 10%-ной точности оценки времени удвоения атомной энергетики с быстрыми реакторами-размножителями, величина которого определяет оптимальное соотношение между АЭС с тепловыми и быстрыми реакторами и расход урана на развитие атомной энергетики. Эти требования оказались равными 1 и 2% соответственно. Необходимые для обеспечения этих требований точности основные нейтронные константы также приведены в [21] и отражены в сборнике "WRENDA". При этом принималось, что в процессе повышения точности ядерных данных до требуемого уровня будет достигнута ситуация, при которой на каждый интервал летаргии шириной 0,5 - 1 придется не менее чем по одному эксперименту, выполненному независимой методикой с требуемой точностью. В этом случае погрешности оцененных данных можно будет считать независимыми даже для смежных групп принятой у нас 26-групповой системы констант.*

* В действительности области измерений, выполненных разными методами, будут, конечно, перекрываться, что приведет к корреляции оцененных данных для разных групп. Однако этот нежелательный эффект, очевидно, менее существен, чем повышение точности и надежности оцененных данных, обусловленных возможностью сравнения и усреднения независимых данных.

В работе [22] были оценены требования к точности ядерных данных для получения 2% - ной точности КВ.

При этом ширина корреляционных интервалов принималась в 2-3 раза большей, чем в нашей работе [21], и, естественно, требования к точности повысились в $\sqrt{2} - \sqrt{3}$ раза.

Недавно теми же авторами была произведена переоценка этих требований с дополнительным учетом необходимости предсказания $K_{эфф}$ с точностью 1%. Эти новые требования были получены в тех же предположениях относительно ширины корреляционных интервалов, т.е. в предположении, что будущие измерения не позволят снизить скоррелированность оцененных данных. Кроме того, те же потребности были оценены в предположении, что при оценке результатов будущих измерений будут приниматься во внимание оцененные результаты макроскопических экспериментов, которые сейчас имеются в Центре по ядерным данным (в основном, отношения сечений деления и отношения реактивностей ряда материалов на быстрых критсборках). Методика этой оценки изложена в [23].

Как наши требования, так и требования Л.Н.Усачева и др. помещены в сборник "WRENDA-75" и в своей совокупности позволяют экспериментаторам-нейтронщикам получить достаточно, мне кажется, полное представление о том, чего от них хотят реакторщики.

Теперь несколько слов о требованиях к макроскопическим экспериментам, для которых "WRENDA" не составляется. Уже сейчас точность расчета $K_{эфф}$ быстрых реакторов с урановым топливом составляет 1% за счет учета данных критических экспериментов. Проведение серии критических экспериментов на хорошо обчислимых сборках (в том числе критсборках с плутониевым топливом) позволит повысить эту точность до 0,5%. В этом случае допустимая погрешность в КВ составит 2,5 - 3%. Такой точности можно добиться только за счет макроскопических экспериментов если: а) измерить величины α для ^{239}Pu и ^{235}U с гарантированной точностью $\leq 5\%$ по накоплению ^{240}Pu и ^{236}U в образцах, облученных в нескольких быстрых реакторах в обчислимых условиях на разных спектрах; б) научиться измерять $\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U}) / \sigma_c(^{235}\text{U})$ с гарантированной точностью $\leq 2\%$ и провести балансные измерения на серии быстрых критсборок, в которых измеримы все процессы поглощения, кроме поглощения в топливе.

Точность может считаться гарантированной, если требуемая величина измерена не менее чем двумя независимыми методами (α - масс-спектрометрически, по α - γ - совпадениям, по спонтанным делениям; $\bar{\sigma}_c^g / \bar{\sigma}_f^g$ - по активности продуктов реакции, химическими методами).

Осуществить такую программу макроэкспериментов весьма непросто и поэтому наличие этой возможности не должно ослаблять усилий в области достижения требуемых точностей микроданных.

Потребности в ядерных данных для расчета
коэффициентов реактивности быстрых реак-
торов.

И. Д. Ракитиним и др. [24, 25] было показано, что существующая точность расчета доплеровского (ДКР) и натриевого (НКР) коэффициентов реактивности составляет в настоящее время $\sim 30\%$ в ДКР и $\pm 1\% \frac{\Delta k}{k}$ (50%) в НКР соответственно. Требуемые точности ($\sim 10-15\%$ в ДКР и $\pm 0,3\% \frac{\Delta k}{k}$ в НКР) будут обеспечены, если точность ядерных данных будет доведена до того уровня, который указан в [21] для обеспечения требуемой точности предсказания $K_{эфф}$ и КВ, и если, кроме того, точность знания температурной зависимости эффективных резонансных интегралов деления ^{239}Pu и ^{235}U и захвата для тех же изотопов и ^{238}U будет повышена вдвое. В настоящее время виден лишь один путь обеспечения последнего требования - это измерение температурной зависимости функций пропускания методом самоиндикации с помощью детекторов захвата и деления. В настоящее время такие измерения выполнены лишь с помощью детекторов, не чувствительных к резонансной структуре, и только для ^{238}U [2]. Необходимо развитие работ в этом направлении.

Следует также отметить, что если требуемые точности расчета $K_{эфф}$ и КВ будут достигнуты только за счет информации, получаемой в макроэкспериментах, то точность предсказания коэффициентов реактивности (во всяком случае НКР) практически не повысится против современного уровня.

Что касается потребностей в ядерных данных для расчета органов СУЗ, то наиболее существенной является неопределенность

той реактивности, которая должна контролироваться компенсаторами выгорания плутониевых бридиров, для которых коэффициент воспроизводства в активной зоне близок к единице. Изменение реактивности в процессе кампании обусловлено конкуренцией между выгоранием ^{238}U в активной зоне и накоплением ^{239}Pu в экране, с одной стороны, и накоплением осколков — с другой. Суммарный эффект за период между перегрузками составляет $\sim 1\%$ $\Delta k/k$, причем желательная точность его расчета $\leq 0,3\%$ $\Delta k/k$. Определяющей при этом является точность знания сечений суммы осколков (см. ниже).

Потребности в ядерных данных для трансплутониевых изотопов и некоторых других актиноидов.

В последние годы от проектировщиков быстрых реакторов поступили новые запросы на ядерные данные для ^{237}Np , ^{238}Pu и для трансплутониевых изотопов, в первую очередь на сечения деления и захвата, необходимые для расчета накопления этих изотопов. Знание концентраций этих изотопов в облученном топливе требуется по двум причинам:

Во-первых, ряд этих изотопов определяет нейтронную активность облученного топлива (за счет спонтанного деления и (α, n) -реакции на кислороде, содержащемся в оксидном топливе) и тем самым радиационную обстановку при изготовлении топлива из регенерата и необходимую биологическую защиту.

Во-вторых, из облученного топлива можно в килограммовых количествах выделять ряд ценных радиоизотопов ^{237}Np , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm . Как показали оценки, выполненные в ФЭИ М.Я.Кулаковским и О.Д.Бакуменко, извлечение этих изотопов может дать значительный экономический эффект.

Существующая точность знания сечений актиноидов не оценена. Мне кажется, что точность расчета накопления составляет от $\sim 30\%$ (^{237}Np) до $\sim 300\%$ (изотопы Cm). Ввиду высокой стоимости накапливающихся актиноидов (миллионы рублей в год на АЭС) очевидна желательность повышения точности знания их сечений в 3-5 раз.

В связи с весьма большими сложностями измерения сечений захвата актиноидов в области быстрых нейтронов роль измерений этих сечений на реакторных спектрах особенно велика.

Проектировщикам тепловых реакторов требуются данные о тепловых сечениях и резонансных интегралах деления и захвата для тех же изотопов. Здесь больше экспериментальной информации, однако точность используемых данных не оценена и поэтому количественную оценку требуемого уточнения данных привести трудно. Однако сам факт необходимости уточнения этой информации не подлежит сомнению.

Потребности в ядерных данных для осколков деления

Требования, которые предъявляются к точности ядерных данных для осколков деления с точки зрения различных аспектов реакторной технологии, были проанализированы на представительном совещании, собранном МАГАТЭ в Болонье в ноябре 1973 г. В совещании принимали участие и советские специалисты. Выработанная сводка потребностей должна быть помещена в сборнике "WRENDA-75".

Оценки существующей точности сечений захвата осколков [26], показывают, что эта точность (~25% для быстрых, 10% для тепловых нейтронов) вроде бы недалеко от требуемой для оценки эффективности компенсаторов выгорания с желаемой точностью $\pm 0,3\%$ $\Delta k/k$ и длительности кампании тепловых реакторов с точностью ~ 5%. Однако несмотря на то, что оцененная точность сечений осколков подтверждается сравнением расчетных результатов с данными специальных макроэкспериментов, выполненных в Нидерландах [II, 27], надежность этой оценки недостаточна, т.к. для большей части осколков сечения получены расчетным путем. Точность расчетов может быть оценена путем сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными в тех случаях, когда последние имеются, т.е. для стабильных, а в тепловой и мягкой резонансной области - для некоторых долгоживущих радиоактивных ядер. Предположение о том, что точность расчетных сечений для сильно нейтроноизбыточных сравнительно короткоживущих осколков такова же, как и для стабильных ядер, не является обоснованным.

В связи с этим возникает потребность в получении экспериментальной информации, позволяющей оценить сечения (в первую очередь, конечно, сечения захвата) нейтроноизбыточных ядер. Т.к. прямые измерения сечений захвата, особенно для быстрых нейтронов, предельно сложны, первоочередными следует считать исследования в резонансной области энергий, достаточно подробные для возможности оценки средних резонансных параметров.

При этом выбор изотопов, подлежащих первоочередному исследованию, может быть сделан экспериментаторами исходя из соображений удобства проведения экспериментов.

В быстрых реакторах наибольший вклад ($\sim 60\%$) в поглощение дают ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{99}Tc , ^{102}Ru , ^{147}Pm (Sm), ^{151}Sm (Eu), ^{107}Pd , ^{131}Xe , ^{143}Nd , ^{92}Mo .

Сечения захвата этих изотопов в области быстрых нейтронов требуется знать с точностью $15 \div 20\%$. Эта точность определяется необходимостью расчетного предсказания необходимой эффективности компенсаторов выгорания быстрых плутониевых бриддеров с точностью $\pm 0,3 \Delta k/k$, т.е. $\sim 30\%$ полной эффективности. Почти все эти изотопы являются основными поглотителями и в тепловых реакторах, так что кроме прямых измерений сечений захвата быстрых нейтронов для них представляет особый интерес уточнение данных для резонансной области.

Следует отметить, что в настоящее время недостаточна надежность данных об энергетическом ходе сечений ^{135}Xe , ^{149}Sm и ^{143}Nd в области тепловых нейтронов. Для повышения надежности расчетов температурных коэффициентов реактивности тепловых реакторов целесообразно провести дополнительные измерения этих сечений.

В деле обеспечения требуемой надежности оцененных данных по сечениям осколков очень большую роль играют макроэксперименты. Эксперименты, выполненные для тепловой области энергий на тяжеловодной критсборке RO [II], показали, что существующая точность знания тепловых сечений суммы осколков ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu составляет $\sim 7-10\%$ ($\pm 3\%$ в длительности кампании). К сожалению, данные о резонансных интегралах захвата в этих экспериментах оказались противоречивыми, так что проведение аналогичной серии макроопытов. возможно. в лучших экспериментальных условиях продолжает сохранять актуальность.

Аналогичные, но более широко поставленные эксперименты были выполнены на критсборке FRO [27]. Полученные результаты для суммы осколков согласуются с результатами расчета по оцененным данным с точностью $\sim 10\%$; такова же точность констант осколков, полученных авторами работы путем корректировки микроданных на основе проведенных макроопытов.

Несмотря на относительное благополучие дел с точностью данных для суммы осколков деления, некоторые требования на точность знания сечения захвата для быстрых нейтронов ещё далеко не выполнены. Так, сечение ^{147}Nd требуется знать с точностью $\sim 10\%$ для того, чтобы ^{148}Nd можно было использовать в качестве точного монитора выгорания.

Не полностью ещё удовлетворены потребности в не нейтронных ядерных данных для осколков деления. Так, если точность знания выходов осколков при делении ^{235}U тепловыми нейтронами можно считать более или менее удовлетворительной, то для ^{233}U полнота имеющихся данных недостаточна (особенно в области атомных масс 102 - 131), многие данные о выходах осколков ^{233}Pu плохо согласуются между собой, а по ^{241}Pu имеющаяся информация весьма скудна [28].

Выходы при делении на быстрых нейтронах известны гораздо хуже, и здесь получение новой экспериментальной информации совершенно необходимо [29], особенно для ^{238}U и ^{239}Pu .

В первую очередь и с наибольшей точностью ($\sim 1\%$) требуется знание энергетической зависимости выходов тех осколков, которые используются для определения глубины выгорания, и в первую очередь изотопов неодима, цезия, церия, бария-140, лантана, европия. Для радиоактивных изотопов этих элементов (кроме, пожалуй, лантана-140) необходимо существенное уточнение схем распада (до 1% в выходах основных гамма-линий).

Приведенные выше требуемые точности относились к основным делющимся изотопам (для деления быстрыми нейтронами). Для ^{241}Pu допустима погрешность 2% , для ^{240}Pu и ^{236}U - 5% , для ^{237}Np , $^{238,242}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$ - $10-15\%$.

Потребности в константах запаздывающих нейтронов

Требования к точности знания абсолютных выходов запаздывающих нейтронов ($\sim 10\%$), предъявляемые нуждами расчета кинетики реакторов, можно, по-видимому, считать выполненными [30]. Достаточно хорошо обстоит дело с точностью данных о распаде: точность 6-группового описания запаздывающих нейтронов представляется вполне приемлемой. Однако спектры запаздывающих нейтронов необходимо уточнять, причем особое внимание должно быть обращено на определение спектров отдельных групп запаздывающих нейтронов.

Мне кажется, что большие возможности для проведения такого рода экспериментов имеются на реакторе ИБР-30 при работе в режиме редких всплесков.

Потребности в активационных константах и константах нейтронных детекторов

Активацию конструкционных материалов в реакторах необходимо знать с точностью $\sim 10\%$. Первоочередной потребностью является возможность расчета с адекватной точностью активности, обусловленной распадом следующих радиоактивных ядер: ^{24}Na , ^{22}Na , ^{23}Ne , ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{51}Cr , ^{58}Co , ^{54}Mn , ^{56}Mn , ^{41}Ar , ^{47}Ca , а также ^{237}U , ^{239}Np , ^{231}Th , ^{233}Pa , ^{238}U . С соответствующей точностью должны быть известны сечения образования этих изотопов в нейтронных реакциях. Настоятельной необходимостью является оценка соответствующих сечений и их точности, после чего лишь и можно будет установить, какие именно данные требуют дальнейшего уточнения.

Аналогично положение и с константами активационных нейтронных детекторов. Для пороговых детекторов имеются многочисленные оценки, но точность оцененных данных и корреляционные свойства погрешностей не оценены. В связи с этим сейчас невозможно установить точность восстановления нейтронных спектров по данным пороговых детекторов. Не оценено и то, как влияют существующие неопределенности в резонансных параметрах на точность измерения

потоков промежуточных нейтронов при использовании сэндвичевых резонансных детекторов. Таким образом, и здесь первоочередной задачей является оценка достигнутой точности.

Потребности в ядерных данных для расчета радиационной защиты

При проектных проработках до сих пор использовались, главным образом, методы расчета защиты, основанные на применении макроскопических констант — сечений выведения, длин релаксации, факторов накопления и т.п. В последние годы стало ясно, что эти методы неспособны обеспечить требуемую точность расчета сложных защит, в которых запас на возможность просчета должен быть предельно мал (внутрикорпусные защиты быстрых реакторов и др.) Для точного расчета этих защит были развиты весьма совершенные методы и программы решения кинетического уравнения, в связи с чем потребности защитников в ядерных данных внезапно резко возросли. Некоторые из этих потребностей не перекрываются с потребностями реакторщиков [31] :

1. Полные сечения материалов защиты необходимо знать с точностью от 1% (для безводородных защит) до 2% (для защит, содержащих водород). Поскольку большинство элементов, входящих в состав защит (железо, кремний, кальций, углерод, кислород, азот), обладают сильной резонансной структурой сечений, для расчета прохождения нейтронов требуется знать обратные моменты сечений, т.е. величины $\langle 1/\Sigma^n \rangle$ для n от 1 до 5 с точностью $(1 \pm 2) \times n \%$.

Потребности в этих данных могут быть удовлетворены лишь в экспериментах по пропусканию в хорошей геометрии до больших ($\sim 10^{-5}$) ослаблений. Выполненные эксперименты (например, [1]) имеют точность в 2 — 3 раза ниже требуемой.

2. При расчете прохождения нейтронов через неоднородности в защите возникают весьма жесткие требования к точности знания угловых распределений упруго рассеянных нейтронов $\sim 2 \cdot \varrho \%$ для угловых моментов порядка ϱ . При расчете сплошных защит требуемая точность $\sim 2 \cdot \varrho^2 \%$. Существующая точность знания среднего косинуса угла упругого рассеяния нейтронов с энергией

больше 100 кэв в 2-5 раз ниже требуемой.

3. Требования к точности сечений неупругого рассеяния защитники также предъявляют более жесткие, чем реакторщики. Они составляют 2-3% в полном сечении неупругого рассеяния и 3-5% в сечениях возбуждения отдельных уровней.

4. Наименее удовлетворенными являются требования к множественности и спектрам гамма-квантов, рождающихся при нейтронных реакциях, в первую очередь к спектрам гамма-лучей захвата промежуточных и быстрых нейтронов. Наиболее простым путем решения этой проблемы представляется измерение множественности и спектров гамма-лучей для различных широких спектров нейтронов. Однако потребности можно будет считать удовлетворенными лишь после измерения и оценки энергетических зависимостей сечений образования гамма-квантов в области энергий от резонансной до ~ 15 Мэв.

Настоятельной необходимостью является оценка уже имеющейся экспериментальной информации.

Следует отметить, что данные о сечениях образования гамма-квантов в реакциях под действием быстрых нейтронов необходимы и для расчета гамма-лучевого нагрева.

Заключение

Мне кажется, что основные цели, стоящие перед работами по технико-экономическому обоснованию потребностей в ядерных данных, в основном достигнуты:

1. Осознана существующая на сегодня точность расчета основных физических характеристик реакторов и защиты. Требуемая точность предсказания критических параметров как быстрых, так и тепловых реакторов может быть обеспечена путем учета данных критэкспериментов. Точность расчета КВ, так же, как и точность расчета длительности кампании тепловых реакторов, недостаточны и требуют уточнения ядерных данных. Достигнутая точность предсказания эффектов реактивности примерно вдвое ниже требуемой. Недостаточна точность ядерных данных и для расчета компактных защит, хотя в настоящее время эти погрешности в случае сложных геометрий сравнимы с влиянием неточностей расчетных методов.

2. Осознано, что обоснование необходимости требуемых точностей ядерных данных в большинстве случаев не может быть выражено в стоимостном исчислении. Так, например, потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов в настоящее время обусловлены прежде всего нуждами планирования развития атомной энергетики (выбор реакторов для АЭС, требуемые количества урана, объем и вид перерабатываемого топлива и т.п.). Чрезвычайная важность надежных исходных данных для решения этих вопросов с очевидностью следует из гигантских масштабов средств, которые будут затрачены на развитие атомной энергетики в ближайшие десятилетия и невозможностью оперативного исправления последствий ошибочных решений.

Обоснование потребностей в ядерных данных для расчета защиты, для методов определения выгорания также, как правило, основывается не на количественной оценке больших или меньших убытков от запасов на просчеты, а на качественной оценке возможности или невозможности осуществления тех или иных проектов, применения методов анализа и т.п.

Что же касается качественного обоснования потребностей в ядерных данных для реакторной технологии, то по всем основным проблемам такие обоснования даны.

3. Сформировалось представление об оптимальной стратегии достижения требуемых точностей расчетного предсказания физических характеристик реакторов. Так, например, если требуемая точности расчета $K_{эфф}$ обеспечивается макроэкспериментами, то для обеспечения точности расчета КВ, длительности кампании, радиационной защиты необходим совокупный анализ данных как макро-, так и микроэкспериментов.

4. Первоочередными задачами в деле удовлетворения потребностей в ядерных данных для реакторной технологии являются :

а) проведение работ по оценке ядерных данных и их точности (как основных нейтронных констант, так и сечений образования гамма-квантов, активационных констант, на нейтронных данных), выходов и схем распада. Эта оценка должна производиться в 2 этапа - без учета и с учетом данных макроэкспериментов;

б) измерение с требуемой точностью нейтронных констант, с которых говорилось в предыдущих разделах настоящего доклада (см. также сборник "WRENDA-75");

в) проведение и тщательный расчетный анализ макроэкспериментов на быстрых критических сборках, энергетических реакторах (для получения данных для уточнения расчетного предсказания КВ быстрых реакторов) и интегральных экспериментов, в частности, экспериментов по пропусканию (для получения данных для расчета защиты, доплер-эффекта и т.п.).

Достижение указанных целей означает, на мой взгляд, завершение важного этапа в деле определения и обоснования потребностей в ядерных данных. Думаю, что качественное изменение списка потребностей может произойти лишь после завершения широкого круга работ по оценке ядерных данных и их точности.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Филипов, М.Н.Николаев. Измерения структуры полных сечений. Доклад на англо-советском семинаре "Ядерные данные для реакторов" (Дубна, июнь, 1968 г.).
2. - А.А.Ваньков и др. Proc. of Sec. Int. Conf. Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, v.1, p.559.
3. - J.L.Rowlands, J.D.MacDougall. The Use of Integral Measurements to Adjust Cross Sections and Predict Reactor Properties. BNES Conf. on the Phys. of Fast Reactor Operation and Design. London, June, 1969.
4. - L.V.Antonova et al. Application of Integral Experiments Results for Correction of Constants for Fast Reactor Calculation. Rep. on Soviet-Indian Seminar on Fast Reactor Physics. Bombay, Dec., 1972.
5. - Jan V.Dragt. Statistical Consideration on Techniques for Adjustment of Differential Cross-Sections with Measured Integral Parameters. -
Материалы советско-бельгийско-голландского семинара по некоторым вопросам физики быстрых реакторов (Мелекесс, февраль 1970г.) т.2, стр.28. М., ЦНИИАтоминформ, 1970.
6. - Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. "Ядерные константы", вып.10, стр.3. М. Атомиздат, 1972.
7. A.Gaudini et al. Nuclear Data and Integral Measurements Correlation for Fast Reactors. Statistical Formulation and Analysis of Method. The Consistent Approach.-Proc. of Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, Tokyo, Oct. 16-19, 1973, v.2, p.612.
8. A.Pazy et al. "Nucl. Sci. and Eng.", 1974, v.58, p.280.

- 9 . - J.Chaudat et al. Improvements of the Predicted Characteristics for Fast Power Reactor from Integral Experiments: Cadarache Version III Multigroup Cross Section Set.-Proc. of Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, v.III, p.1207, Tokyo, 1973.
- 10 . - J.L.Rowlands et al. The Production and Performance of the Adjusted Cross Section Set.FGL 5.-Proc. of Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, Tokyo, 1973, v.3, p.1133.
- 11 . - M.Buistraan et al. Experience with STEK: Derivation of Fission Product Cross Sections and Their Improvement by Statistical Adjustment Using Sample Reactivity Worths.-Proc. of Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, Tokyo, 1973, v.2, p.665.
- 12 . - M.Darrouzet et al. Studies of Unit K Lattices in Metallic Uranium. Assemblies ZEBRA 8H, SNEAK 8, ERMINE and HARMONIE UK.-Proc. of Int. Symp. of Fast Reactors, Tokyo, 1973, v.1, p.537.
- 13 . - J.P.Chaudat et al. Etudes Experimentales de Reseaux en Uranium Metallique Pur à K Voisin de l'Unite: Assemblages SNEAK 8/8Z, UK1 et UK5 ERMINE et HARMONIE, CRA-B-4552 (KFK-1865), 1974.
- 14 . - J.D.MacDougall et al. The Use of the 2000 Energy Group Reactor Physics Code MURAL in the Investigation of Special Effects in Fast Reactors.-Proc. of Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, Tokyo, 1973, v.3, p.1172.

15. В.Г.Золотухин и др.-В сб. "Нейтронная физика".(Труды 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев май-июнь 1973 г.) ФЭИ, Обнинск, 1974, т.1 стр. 169.
16. Н.Д.Голыев и др. Там же, стр. 163.
17. М.Н.Николаев, Н.А.Николаева. Труды ФЭИ, стр.165. М., Атомиздат, 1974 .
18. М. Komata et al. "Nucl. Sci. and Eng.", 1973, v.50, p.220.
19. М.Н.Николаев, Б.Г.Рязанов: О задаче коррекции сечений по данным интегральных экспериментов.-В сб. "Ядерные константы" вып. 17. М., ЦНИИАтоминформ, 1975.
20. Н.О.Базаянц и др.-В сб. "Нейтронная физика" (Труды 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, май-июнь 1973 г.), ФЭИ, Обнинск, 1974. т.1, стр.232.
21. С.М.Зарицкий и др.-В сб. "Нейтронная физика"(Труды Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, май 1971 г.). Киев, " Наукова думка ", 1972. часть I, стр.3.
22. Л.Н.Усачев и др. Точность ядерных данных и её влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных.-Proc. of Symp. "Nucl. Data in Sci. and Techn. (Paris, 1973). Vienna, IAEA, 1973, p.129.
23. Ю.Г.Бобков и др. Планирование экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов.-Препринт ФЭИ № 527, 1974.
24. С.М. Зарицкий, И.Д.Ракитин.-В сб. "Нейтронная физика" (Труды 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, май-июнь 1973 г.)Обнинск, ФЭИ, 1974. т.1, стр.96.
25. А.А.Ваньков и др.-В сб. "Ядерные константы", вып.16, стр.20. М.Атомиздат, 1974.
26. J.V.Dragt, H.Gruppelaar. Error Analysis of Neutron Capture Group Cross Sections for Fast Reactors, Applied to Fission Product, RCM-192, 1973.

27. M. Buistraan. Integral Determination of Neutron Absorption by Fission Products. Rep. on the IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data, Bologna, Nov. 1973.
28. W.H. Walker. Status of Fission Product Yield Data for Thermal Reactor. Ibid.
29. J.C. Cuninghame. Review of Fission Product Yield Data for Fast Neutron Fission. Ibid.
30. Recommendations of the Delayed Neutron Data Group of IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data, Bologna, Nov. 1973.
31. A.A. Абагян и др. - В сб. "Нейтронная физика" (Труды Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, май 1971), Киев, "Наукова думка", 1972, часть I, стр. 18.
32. С.М. Зарицкий, М.Ф. Троянов. О требованиях и точности констант для расчета реакторов. - Физика ядерных реакторов. (Сборник трудов МИФИ.), вып. 2, стр. 168. М., Атомиздат, 1970.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННЫХ КОНСТАНТ НА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЙ
РАСЧЕТ БЛАНКЕТА ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА
Д.В.Марковский, Г.Е.Шаталов, Г.Б.Янков
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

АННОТАЦИЯ

Дается краткий обзор современных потребностей в данных для нейтронно-физического расчета blankets термоядерного реактора. Определена чувствительность к спектрам нейтронов в реакциях ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ и ${}^{238}\text{U}(n, f)$ параметров разрабатываемых в СССР "чистого" и гибридного реакторов на основе токамака.

Abstract

The needs of to-day in data for the neutronic calculation of a thermonuclear reactor blanket are reviewed. for "pure" and Hybrid reactors based on the Tokamak wich are under development in the USSR, the sensitivity of the parameters to the neutron spectra in ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ and ${}^{238}\text{U}(n, f)$ reactions is found.

В в е д е н и е

Нейтронно-физический расчет blankets термоядерного реактора имеет ряд особенностей по сравнению с расчетом ядерного реактора, обусловленных высокой энергией "термоядерных" нейтронов, существенным увеличением числа возможных каналов реакций и необходимостью учета продуктов реакций и схем их распада. Это вызывает дополнительную по отношению к существующим библиотекам для расчета ядерных реакторов потребность в информации о сечениях, угловых и энергетических характеристиках реакций в смысле расширения энергетического диапазона и увеличения числа рассматриваемых реакций.

Существует несколько аспектов, в которых может рассматриваться потребность в нейтронных данных для расчета термоядерных реакторов. Это может быть информация и о свойствах новых конструкционных материалов (V , Nb , Mo и т.д.), и о новых параметрах (угловые и энергетические характеристики выхода нейтронов и гамма-квантов, сечения некоторых реакций и т.д.) и уточнение старых измерений. Все эти вопросы в последнее время широко обсуждаются в литературе. По мнению ряда авторов, в основном потребителей констант, наиболее важными направлениями, в которых должно проводиться уточнение нейтронных данных, являются следующие:

1. Спектр деления для ^{238}U при энергии 14 Мэв [2], [3].
2. Спектры вторичных нейтронов в неупругих каналах [3].
3. Спектры вторичного гамма-излучения в неупругих процессах [5], [6].

Кроме того, считается, что для расчета параметров реактора может потребоваться уточнение следующих данных:

4. Сечения реакций с выходом трития или делящихся материалов (для гибридных реакторов синтез-деление) [1], [2], [4].
5. Выход нейтронов на один захват в реакциях типа $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и из делящихся материалов [2], [4].
6. Сечение реакций для конструкционных материалов с выходом заряженных частиц [5], [7].
7. Сечение реакций активации конструкционных материалов.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что только измерениями работа по обеспечению расчетов нейтронными данными далеко не исчерпывается. С точки зрения современного потребителя констант информация о каком-либо элементе существует, если она представлена в определенном формате в библиотеке оцененных данных с привязкой к ЭВМ и допускает машинную обработку. Это предполагает наличие двух в равной степени важных взаимосвязанных этапов в изготовлении констант: измерения и оценку с формированием файла на перфокартах или магнитной ленте. В процессе оценки происходит систематизация данных, что позволяет судить о точности и полноте данных в целом и определить потребность в новых измерениях.

Другим аспектом определения необходимой точности нейтронных данных и потребности в новых измерениях является выявление чувствительности результатов нейтронно-физического расчета параметров blankets к возмущениям нейтронных констант и формулировка допустимых пределов разброса параметров конкретной расчетной модели.

Постановка задачи

Задачей данной работы, наряду с призывом к активизации действий по систематизации, оценке и измерениям нейтронных данных для расчета термоядерных реакторов, является определение чувствительности к некоторым константам и оценка погрешности

основных параметров blankets разрабатываемых систем для ис -
пользуемой в расчетах библиотеки констант.

В вариантных расчетах рассматривались две модели реакто-
ров типа токамака с (D-T)-реакцией в плазме: "чистого" и гиб-
ридного реактора синтез-деление. Эти модели соответствуют
реакторам ЭТРТ [9] и ТМ-2 [8], параметры их приведены
ниже:

		"Чистый" реактор (ЭТРТ)						
Номер зоны	I	2	3					
Толщина, см. . . .	5	65	5					
Состав	5% Nb + 95% Li	Li		Nb				
		Гибридный реактор (ТМ-2)						
Номер зоны	I	2	3	4	5	6	7	
Толщина, см. . . .	0,5	12	20	15	3	0,5	70	
Состав	Nb	Nb-10,2%	Li	C	Li	Nb	Fe - 70%	
		Li-12,2%					H ₂ O - 30%	
		²³⁵ U - 63%						
		OxL - 14,6%						

Расчеты проводились по программе BLANK [9], соче-
тающей метод Монте-Карло при высоких энергиях нейтронов с
P₁ - приближением при энергии ниже 0,1 Мэв. Многогрупповые
константы для расчета методом Монте-Карло получались обра-
боткой библиотеки оцененных нейтронных данных. Основу этой
библиотеки составляют файлы библиотеки UKNDL [10] с
добавлением отечественной версии ²³⁸U [11] и файлов не-
которых элементов из литературных источников. При энергии
ниже 0,1 Мэв использовалась стандартная 21-групповая система
[12], принятая для расчета ядерных реакторов в P₁ -приближе-
нии.

В расчетах варьировались в широких пределах спектры нейтро-
нов в реакции ⁷Li(n,n' α)T и при делении ²³⁸U. Такой
выбор обусловлен, с одной стороны, значительной неопределенно-
стью этих характеристик и, с другой стороны, существенным влия-
нием их на основные параметры рассматриваемых вариантов блан-
кета.

В библиотеке UKNDL [10] спектр вторичных нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ [13] основан на экспериментах Розена и Стварта [14]. Оценка библиотеки ENDF/B3 опирается на это распределение моделью испарительного спектра [5]:

$$f(E_0 \rightarrow E') = \frac{E'}{U} \exp(-E'/\sigma(E_0)), \quad 0 \leq E' \leq E_0 - U, \quad U = 2,466 \text{ МэВ}$$

со следующей зависимостью температуры от начальной энергии нейтрона:

E_0	$\mathcal{U}(E_0)$
2,821	0,1
5,8	0,7
8,0	2,8
15,0	5,35

Оба распределения для начальной энергии $E_0 = 14$ МэВ приведены на рис. 1. Из сравнения видно, что оценка ENDF/B3 сильно завышает среднюю энергию нейтронов после рассеяния по сравнению с оценкой UKNDL. Это приводит к тому, что вероятность второго неупругого рассеяния на ${}^7\text{Li}$, соответствующего первому рассеянию при энергии 14 МэВ,

$$N_2 = \int \frac{\sigma_{nn'}(E')}{\sigma_{in}(E')} f(E') dE'$$

отличается приблизительно на 20% (0,36 для UKNDL и 0,44 для ENDF/B3). В расчетах жесткость спектра в реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ варьировалась с помощью коэффициента K_T , на который умножалась температура распределения, соответствующего оценке ENDF/B3. Коэффициенту $K_T = 1$ соответствует распределение, приведенное выше.

Спектр деления ${}^{238}\text{U}$ в оценке UKNDL тождествен спектру ${}^{235}\text{U}$ со средней энергией 2 МэВ и может быть приближен максвелловским спектром с температурой $T \approx 1,3$ МэВ. В работе Хайта и Ли [3] проведено сравнение расчетов гибридного blanketа с использованием двух американских библиотек ENDF/B3 и ENDF и получено существенное отличие результатов по выходу энергии и накоплению трития и плутония. Расхождение объясняется в первую очередь различием спектров вторичных нейтронов при делении ${}^{238}\text{U}$, причем более точной считается оценка ENDF с более жестким спектром, согласующаяся с последними экспериментами на урановой

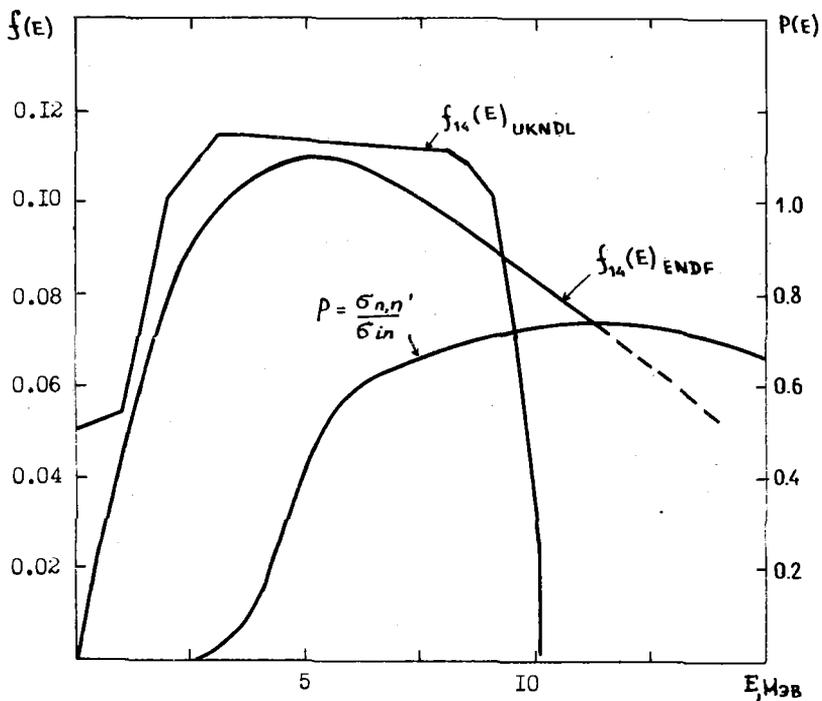


Рис.1. Сравнение спектров нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(n,n',\alpha)\text{T}$ библиотек UKNDL и ENDF/B3 при начальной энергии нейтрона $E_0 = 14$ МэВ

сфере [15]. Сообщения о параметрах этого спектра в периодической печати отсутствуют, однако можно предполагать, что в приближении его максвелловским спектром температура находится в пределах $1,5 \pm 2$ Мэв. Отечественная версия ^{238}U [11] при $E_0 = 14$ Мэв соответствует максвелловское распределение с температурой $1,56$ Мэв.

В данной работе спектр деления ^{238}U задавался в виде максвелловского распределения $f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}}{\tau} \exp(-\epsilon/\tau)$, температура которого варьировалась в пределах $1,3 \pm 2,2$ Мэв.

Результаты расчетов

Результаты расчетов гибридного реактора приведены на рис. 2-4. Около 85% суммарного энерговыделения в бланкете составляет энергия деления, остальное приблизительно поровну распределяется между вторичными γ -квантами и локальным энерговыделением. При изменении температуры спектра от $1,3$ Мэв до 2 Мэв суммарное энерговыделение почти линейно возрастает примерно на 20%. Одновременно на 10% возрастает выход трития и на 5% выход плутония. Это является следствием увеличения числа делений на один термоядерный нейтрон, обусловленного ростом числа нейтронов с энергией выше порога деления ^{238}U и, соответственно, увеличением суммарного числа делений, вызванного вторичными нейтронами (рис. 4).

Таким образом, видно, что основные параметры бланкета гибридного реактора очень сильно зависят от спектра нейтронов деления и спектр при начальной энергии 14 Мэв нуждается в уточнении. В то же время из аналогичных расчетов следует, что параметры рассматриваемого гибридного реактора практически не зависят от спектра нейтронов в реакции $^7\text{Li}(n, n'\alpha)\tau$. Это объясняется тем, что спектр нейтронов, попадающих в зону воспроизводства трития, расположенную за конверторной зоной с ^{238}U , близок к спектру деления, вероятность неупругого рассеяния на ^7Li невелика и энергия нейтронов после рассеяния в большинстве случаев ниже порога неупругого рассеяния на ^7Li или деления на ^{238}U .

Результаты расчета бланкета "чистого" реактора приведены на рис. 5-7. Воспроизводство трития и выход энергии возрастает

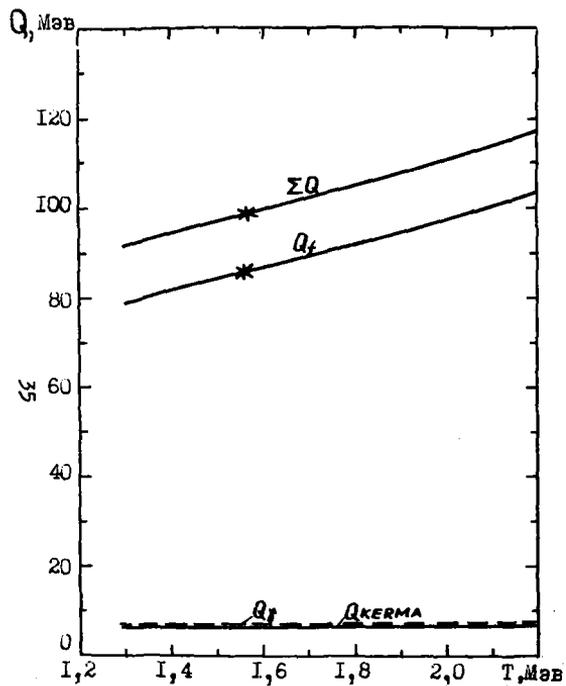


Рис.2. Зависимости энерговыделения в blankets гибридного реактора (ТМ-2) от температуры спектра нейтронов деления ^{238}U (спектр Максвелла):

* - отечественная версия ^{238}U [11]

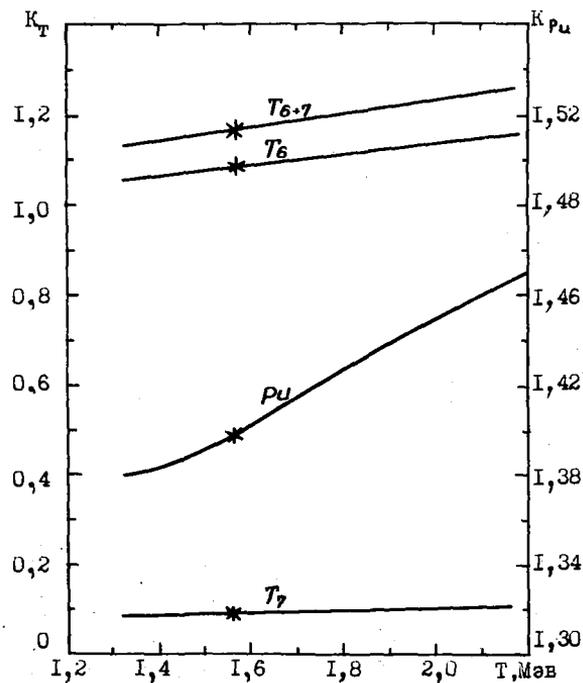


Рис.3. Зависимость воспроизводства трития и плутония в blankets гибридного реактора от температуры спектра нейтронов деления ^{238}U :

* - отечественная версия ^{238}U [11]

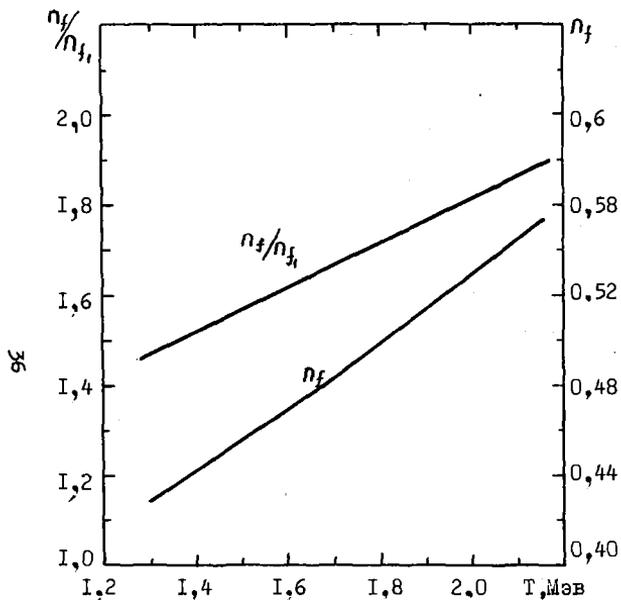


Рис.4. Зависимость числа делений и отношения полного числа делений к числу делений в первой итерации от температуры спектра нейтронов деления ^{238}U для гибридного реактора ТМ-2

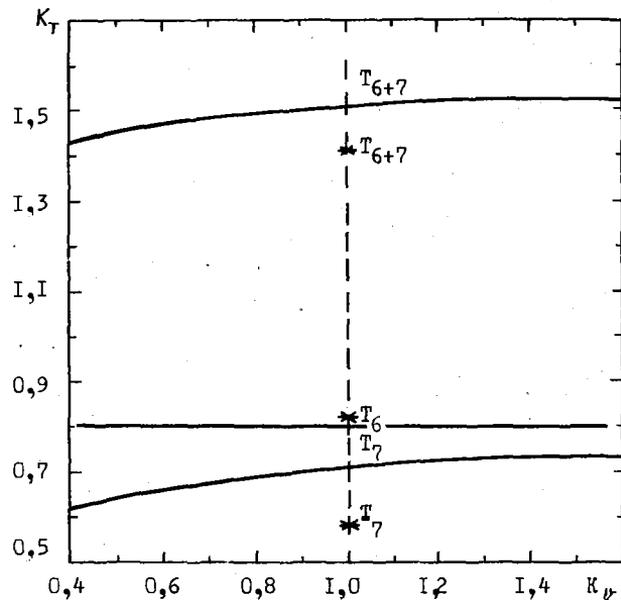


Рис.5. Зависимость воспроизводства трития в blankets "чистого" реактора (ЭТРП) от жесткости спектра нейтронов в реакции $^7\text{Li} (n, n', \alpha) \text{T}$:
* - расчет с константами $^7\text{Li}_{UKNDL}$

тают в этом реакторе за счет увеличения числа актов неупругого рассеяния и выхода энергии при рассеянии на ${}^7\text{Li}$. Число поглощений на ${}^6\text{Li}$ при этом практически постоянно. Различию спектров UKNDL и ENDF/B3 соответствует разница $\sim 7\%$ в коэффициенте воспроизводства трития и $\sim 15\%$ в суммарном энерговыделении в бланкете. Распределение энерговыделений по объему бланкета приведено на рис.7.

Расчет энерговыделений в бланкете основывается на разделении выхода энергии при взаимодействии нейтронов с веществом на два компонента [5], соответствующих локальной передаче энергии веществу вблизи точки соударения и энергии переносимой гамма-излучением. Локальный выход энергии (Kinetic Energy Released in Materials) включает в себя кинетическую энергию ядра отдачи, заряженных частиц, испускаемых в реакции, и заряженных частиц радиоактивного распада возбужденных ядер с периодом полураспада, не превосходящим некоторого предела (в расчетах бланкета условно принимается 10 дней). Этот компонент энерговыделения может быть однозначно определен в расчете при наличии микроконстант веществ (керма - факторов [5], [9]), характеризующих выход энергии для данного вещества при данной энергии нейтрона. Для расчета источников вторичного гамма-излучения требуется задание матриц выходов гамма-квантов на одно соударение, зависящих от энергии падающего нейтрона и энергии возникающего гамма-кванта, с учетом всех возможных каналов выхода.

Усилия по созданию библиотеки керма - факторов и источников гамма-квантов, предпринятые в работах [5], [6], должны расширяться в сторону увеличения числа рассматриваемых элементов и уточнения величин опубликованных данных. Следует, однако, отметить, что при этом расчет керма-факторов по существу не требует новых измерений, а основывается на подробном учете кинематики реакций и выходов заряженных частиц. В работе же по созданию библиотеки источников гамма-квантов центр тяжести смещен в сторону экспериментальных

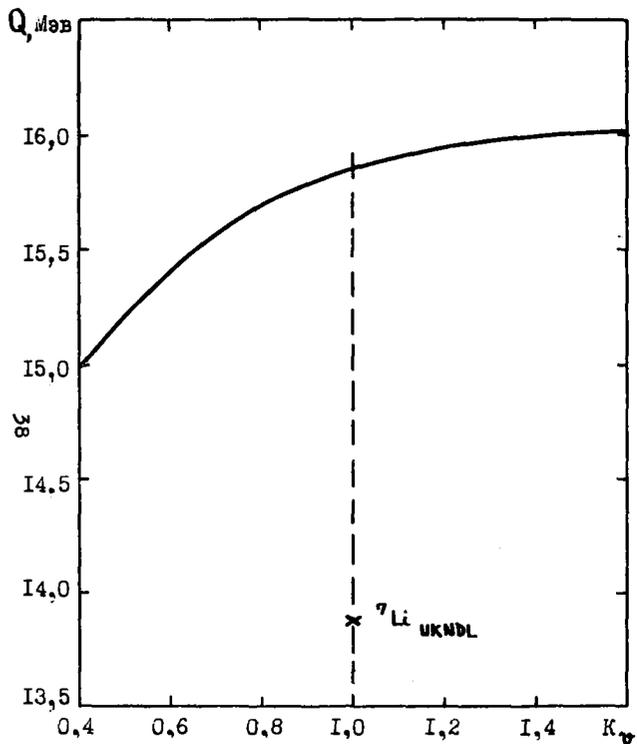


Рис.6. Энерговывделение в blankets ЭТРТ в зависимости от жесткости спектра в реакции ${}^7\text{Li}(n, n', d)\text{T}$

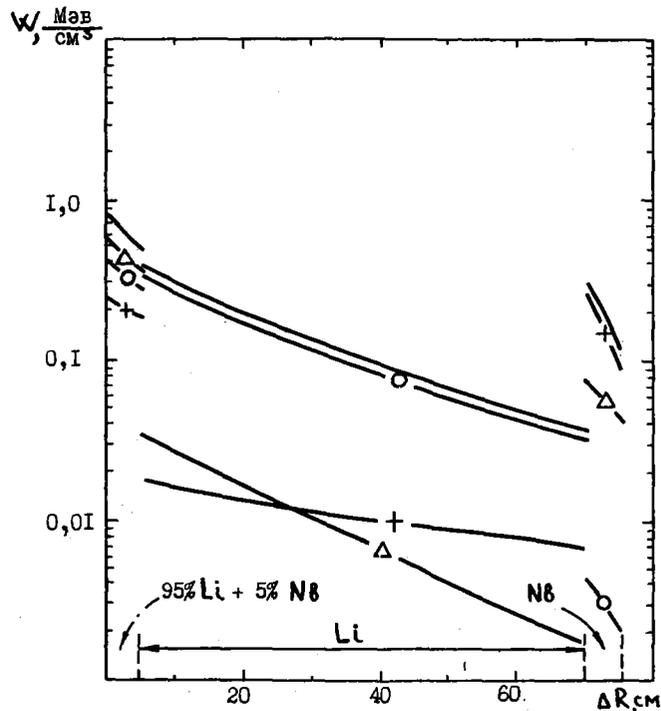


Рис.7. Распределение энерговывделений в blankets ЭТРТ:
 — о — локальное энерговывделение; — + — энерговывделение от гамма-излучения; — Δ — источник гамма-излучения.

измерений спектров гамма-квантов, возникающих при неупругом взаимодействии. Важность этой работы следует из приведенного расчета "чистого" реактора, в котором около четверти общего энерговыделения, а для более напряженной части реактора - первой стенки - почти полностью возникает в виде гамма-квантов.

З а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ показывает, что используемая для нейтронно-физических расчетов библиотека оцененных данных дает значительную погрешность в определении основных параметров реактора. Для расчетов термоядерных систем важно в первую очередь систематизировать имеющиеся данные и провести работы по их оценке; в интервалах, где данные отсутствуют, получить интерполяционные значения, используя современные ядерные модели. Такой подход открывает пути и для продуктивных новых измерений, т.к. в результате оценки будут получены не только исходные данные для расчетов, но и четко определены области отсутствия данных или области, в которых данные противоречивы; именно здесь и требуются новые измерения.

Л и т е р а т у р а

1. Чернялин Ю.Ф., Яньков Г.Б. Proc. Conf. Nucl. Data for Reactors, Vienna, 1970, v.1, p.47.
2. Wolkenhauer W.C., Leonard B.R. IAEA/SM-170/56, 1973.
3. Haight R.C., Lee J.D. UCRL-75627, 1972.
4. Tobias M., Steiner D. First Top. Meet on the Techn. of Contr. Nucl. Fusion, San Diego, 1974.
5. Abdou M.A., Maynard C.W. UW-FDM-66, 1973.
6. Ritts J.J., Solomito M., Steiner D. ORNL-TM-2564, 1970.
7. Abdou M.A., Conn R.W. "Nucl. Sci. and Eng.", 1974, v.55, p.256-266.
8. Марин С.В., Марковский Д.В., Смирнов С.И., Шаталов Г.Е. Некоторые параметры blankets термоядерного реактора с делющимся веществом. - Доклад на советско-американском семинаре по системному анализу и конструкции термоядерных станций. Л., 1974.
9. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Расчет потоков нейтронов и энерговыделение в blankets термоядерного реактора. - Там же.

10. Parker K. AWRE O-70163, 1963.
11. Абагян А.П. и др. - В кн.: Нейтронная физика. (Труды 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, май-июнь 1973 г.). Т.1, Обнинск, 1974, с. 239.
12. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1967.
13. Pendlebury T D. AWRE O-61/64, 1964.
14. Rosen L. and Stewart L. LA-2643, 1961.
15. Kammerdiener J.L. UCRL-51232, 1974.

ОБ ОЦЕНКЕ ПОТРЕБНОСТЕЙ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФИЗИКЕ РЕАКТОРОВ

Л.Н.Грова, С.М.Зарицкий, А.В.Бушуев

(Московский инженерно-физический институт)

Аннотация

Обсуждается подход к оценке необходимой точности опорных ядерных данных, используемых при измерении интегральных параметров реакторов и критических сборок. Приводятся результаты иллюстративных численных оценок.

Abstract

We discuss the approach to evaluation of required accuracy of reference nuclear data used in reactor and critical assemblies integral parameter measurements. The results of illustrative numerical evaluations are given.

1. Экспериментальное определение интегральных параметров реакторов и критических сборок требует знания опорных ядерных данных /ОЯД/, таких, например, как сечения реакций деления и захвата в тепловой области, выход некоторых осколков при делении тепловыми и быстрыми нейтронами, периоды полураспада радиоактивных ядер, выход γ -квантов на распад и др.

Прогресс в экспериментальной технике привел к тому, что погрешность измеряемых интегральных параметров в значительной степени стала определяться погрешностями используемых ОЯД. Для иллюстрации рассмотрим определение отношения скоростей реакций деления ^{239}Pu и ^{235}U активационным γ -спектрометрическим методом:

$$\langle \epsilon_f^{239} \rangle / \langle \epsilon_f^{235} \rangle = \left(\frac{A_{La}^9}{A_{La}^5} \right)_\delta \left(\frac{Y_{La}^5}{Y_{La}^9} \right)_\delta \left(\frac{A_{La}^5}{A_{La}^9} \right)_T \left(\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}} \right)_T \left(\frac{Y_{La}^9}{Y_{La}^5} \right)_T, \quad (1)$$

где A_{La}^9 и A_{La}^5 - измеряемые интенсивности γ -излучения радиоактивного распада осколка деления ^{140}La , накопленного в фольгах при облучении в спектре быстрого реактора / δ / и тепловой колонны / T /; Y_{La}^5 и Y_{La}^9 - выход ^{140}La при делении ^{235}U или ^{239}Pu ; $(\bar{\sigma}_f^{239} / \bar{\sigma}_f^{235})_T$ - отношение средних сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U в тепловой области. В табл. I приводятся составляющие погрешности измеряемого отношения:

Таблица I

Составляющие погрешности $\langle \epsilon_f^{239} \rangle / \langle \epsilon_f^{235} \rangle$

Компонента формулы (I)	$\left(\frac{A_{La}^9}{A_{La}^5} \right)_\delta$	$\left(\frac{Y_{La}^5}{Y_{La}^9} \right)_\delta$	$\left(\frac{A_{La}^5}{A_{La}^9} \right)_T$	$\left(\frac{\bar{\sigma}_f^{239}}{\bar{\sigma}_f^{235}} \right)_T$	$\left(\frac{Y_{La}^9}{Y_{La}^5} \right)_T$	$\frac{\langle \epsilon_f^{239} \rangle}{\langle \epsilon_f^{235} \rangle}$
Погрешность, \pm %	1,8	4,1	0,5	0,3	4,1	6,1
Литературный источник		[1]		[2]	[1]	

Как видно из этой таблицы, в данном случае основной вклад в погрешность измеряемого интегрального параметра вносят ОЯД, и в случае уменьшения погрешностей выходов ^{140}La можно существенно снизить погрешность $\langle \epsilon_f^{239} \rangle / \langle \epsilon_f^{235} \rangle$.

2. Для определения необходимой точности ОЯД следует сначала сформулировать требования к точности измеряемого инте-

грального параметра. Последняя же зависит от того, каким образом измеренное значение интегрального параметра в дальнейшем будет использовано. Можно представить три сферы использования результатов интегральных экспериментов: а/определение параметров физических моделей, например, температуры максвелловского спектра /в этих измерениях в качестве ОЯД выступают сечения поглощения нейтронов при $v = 2200$ м/сек для различных изотопов/, резонансного интеграла /ОЯД – истинный резонансный интеграл, тепловое сечение/, параметров точечной кинетики /ОЯД-характеристики запаздывающих нейтронов/ и т.д.; б/использование результатов интегральных экспериментов для коррекции ядерных констант с целью уточнения расчётных предсказаний параметров реакторов; использование результатов измерений на реакторе для определения какого-либо параметра этого же реактора. Рассмотрим более подробно два последних случая.

3. Коррекция ядерных констант заключается в том, что, варьируя значения констант, минимизируют расхождение между оцененными экспериментальными и расчётными значениями интегральных параметров. Оцененными называются значения параметров, в которые введены различные поправки, необходимые для приведения экспериментальных результатов к условиям расчётной модели.

Оценку необходимой точности измерения интегральных параметров, используемых при коррекции, можно сделать исходя из подхода, развитого в работе [3] и базирующегося на оценке информативности интегрального эксперимента по отношению к предсказуемому параметру реактора. Информативность определяется степенью уменьшения погрешности расчётного предсказания этого параметра в случае использования результата рассматриваемого эксперимента при коррекции констант.

Увеличение точности расчёта реакторного параметра зависит от точности оцененных значений измеряемых параметров. Дисперсии последних выражаются следующим образом:

$$\Delta_{03}^2 = \Delta_3^2 + \Delta_{\text{попр}}^2, \quad (2)$$

где Δ_3^2 – дисперсия экспериментального значения; $\Delta_{\text{попр}}^2$ – дисперсия поправок. Как показано [3], использование (при коррекции констант) эксперимента, погрешность оцененного результата которого превышает некий верхний предел Δ_{03}^* , не даёт никакого

уточнения предсказуемого параметра. По мере снижения погрешности оцененного результата интегрального эксперимента его информативность увеличивается, но существует предел $\Delta_{O_2}^H$, уменьшение погрешности ниже которого не приводит к заметному увеличению информативности. Величина $\Delta_{O_2}^H$ зависит от того, сколько и каких интегральных экспериментов использовано до данного для коррекции констант: практически предшествующая коррекция всегда снижает $\Delta_{O_2}^H$, но снижает также и информативность данного эксперимента.

Таким образом, однозначную оценку требуемой точности интегрального параметра, используемого при коррекции, дать затруднительно, т.к. заранее нельзя предугадать стратегию уточнения предсказаний и место данного параметра в этом процессе.

Однако в качестве первоначальной оценки требуемой точности оцененного интегрального параметра можно принять значение $(\Delta_{O_2}^H)_1$, которое обеспечивает максимальную информативность при использовании в коррекции констант одного лишь этого параметра: увеличение $\Delta_{O_2}^H$ над $(\Delta_{O_2}^H)_1$ снижает информативность, уменьшение $\Delta_{O_2}^H$ ниже $(\Delta_{O_2}^H)_1$ не имеет смысла при одиночном использовании данного параметра и может не дать большого эффекта при использовании его в ряду других.

Для иллюстрации сказанного мы используем результаты Ю.Г.Бобкова и Л.Н.Усачёва, которые выполнили расчёт $(\Delta_{O_2}^H)_1$ для большого числа интегральных параметров, измеряемых на различных быстрых критических сборках и используемых для уточнения предсказаний $k_{эфф}$ и КВ большого плутониевого бридера с окисным топливом. В табл.2 приводятся минимальные из полученных ими значений $(\Delta_{O_2}^H)_1$ для некоторых параметров. Там же приводится оценка достижимой точности измерений этих параметров активационным γ -спектрометрическим методом и вклад погрешностей ОЯД, что позволяет оценить масштаб необходимых уточнений ОЯД. Очевидно, что уточнение ОЯД имеет смысл до такого уровня, когда вклад ОЯД в погрешность измеряемого параметра станет равным вкладу остальных источников погрешности.

В силу выражения (2) требуемая точность измерения интегрального параметра равна
$$\Delta_{\beta}^{ТРЕБ} = \sqrt{(\Delta_{O_2}^H)_1^2 - (\Delta_{погр})^2}, \quad (5)$$

и значения $(\Delta_{\text{оэ}}^H)_4$, приведенные в табл.2, дадут лишь верхнюю границу допустимой погрешности измерений /для идеального случая, когда $\Delta_{\text{погр}} = 0/$.

Таблица 2

Требуемая и достижимая точность интегральных параметров, используемых при коррекции констант

Параметр		$\langle \epsilon_f^{239} \rangle / \langle \epsilon_f^{235} \rangle$	$\langle \epsilon_f^{238} \rangle / \langle \epsilon_f^{235} \rangle$	$\langle \epsilon_c^{238} \rangle / \langle \epsilon_c^{235} \rangle$	
$(\Delta_{\text{оэ}}^H)_4, \pm \%$		0,6	2,0	2,0	
Достижимая точность измерения, %	полная погрешность	6,1	4,0	2,8	
	виды ОЯД	полный	5,8	3,1	2,4
		основные сечения	$(\gamma_{1a}^5 / \gamma_{1a}^8)_\epsilon$ 4,1	$(\gamma_{1a}^5 / \gamma_{1a}^8)_\epsilon$ 3,1	$(\gamma_{1c}^{235})_6 / (\gamma_{1c}^{235})_7$ 2,3
		точники	$(\gamma_{1a}^9 / \gamma_{1a}^5)_\tau$ 4,1		
остальное		1,9	2,5	1,4	
Источники		[1, 2]		[2, 4-8]	

4. Случай, когда результаты измерений на реакторе используются для определения какого-либо параметра этого же реактора, рассмотрим на примере определения начального коэффициента конверсии /КК/ реактора-переработчика:

$$KK = \frac{\langle \epsilon_c^{238} \rangle_0}{\langle \epsilon_f^{235} \rangle_0} \cdot \frac{\sum_n \bar{\rho}_n^{238} \int_{V_n} (\langle \epsilon_c^{238} \rangle_z / \langle \epsilon_c^{235} \rangle_0) dv}{\sum_n \bar{\rho}_n^{235} \left[\int_{V_n} (\langle \epsilon_f^{238} \rangle_z / \langle \epsilon_f^{235} \rangle_0) dv + \int_{V_n} (\langle \epsilon_c^{235} \rangle_z / \langle \epsilon_c^{235} \rangle_0) dv \right]}, \quad (4)$$

где n - номер зоны реактора; V_n - объём зоны; $\bar{\rho}_n$ - средняя концентрация изотопа в зоне; индекс z означает определение соответствующей величины в точке \vec{z} , индекс o - в центре реактора; скобками $\langle \rangle$ обозначаются измеряемые величины; $\int_{V_n}^{235}$ вычисляются исходя из ядерных данных и расчётного спектра нейтронов в центре реактора.

Точность измерений относительных распределений скоростей реакций определяется лишь статистической погрешностью. Погрешность интегралов от этих распределений определяется, кроме того, количеством точек, в которых выполнены измерения, и рядом других обстоятельств, которые можно учесть при оценке достижимой точности определения интегралов. Неопределённость средних кон-

центраций, приписываемых изотопам урана в отдельных зонах реактора, можно оценить, исходя из величины технологических допусков на диаметр сердечника твэла, обогащение и плотность топлива, с учётом количества твэлов и пакетов и возможного характера их распределения в зонах.

Сделав эти оценки, можно оценить требуемую точность измерения $(C_e^{238})_0 / (C_f^{238})_0$ и расчёта \mathcal{I}_0^{235} , исходя из необходимой точности определения КК и разумного требования, чтобы изменения $(C_e^{238})_0 / (C_f^{238})_0$ и \mathcal{I}_0^{235} в пределах их погрешностей приводили к одинаковым изменениям КК.

Оценки, сделанные для реактора типа БН-350, показали, что для определения КК с точностью $\pm 2\%$ [9] точность расчёта \mathcal{I}_0^{235} должна быть лучше $\pm 7\%$, а точность измерения $(C_e^{238})_0 / (C_f^{238})_0$ - во всяком случае лучше $\pm 1,5\%$. Сопоставив последнюю цифру с данными, приведенными в табл.2, видим, что в этом случае требования к точности ОЯД, т.е. $(C_e^{235})_g / (C_f^{235})_g$, являются весьма жёсткими. Требования к точности \mathcal{I}_0^{235} также весьма высоки.

5. Проведенное рассмотрение демонстрирует подход к определению необходимой точности ОЯД с учетом оценки необходимой точности измерения интегральных параметров реакторов и критсборок. Требования к точности ОЯД, используемых при экспериментальном определении параметров реакторов, можно оценить, исходя из заданной погрешности измеряемых величин. Потребности в ОЯД для экспериментов, используемых при коррекции констант, не могут быть однозначно сформулированы без предварительного анализа стратегии коррекции. Без такого анализа можно дать лишь ориентировочную оценку необходимой точности опорных ядерных данных.

Авторы признательны Ю.Г.Бобкову и Л.Н.Усачёву за полезное обсуждение затронутых вопросов и предоставление результатов своих расчётов.

Л и т е р а т у р а

1. Larsen R.P. et al. "Nucl.Sci. and Eng.", 1974, v.54, N 3, p.263-272.
2. Eder O.J., Lammer M. In: Nuclear Data in Science and Technology. V.1, Vienna, IAEA, 1973, p.233-268.

3. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. Ядерные константы. Вып.10. М., Атомиздат, 1972, с. 3-12.
4. Юрова Л.Н., Бушуев А.В., Кожин А.Ф. "Атомная энергия", 1974, т.36, вып. I, с. 66-69
5. Zijp W.L. In: Nuclear Data in Science and Technology. V.2, Vienna, IAEA, 1973, p.271-293.
6. Walker W.H. AECL - 4453 (1973).
7. Davis W. "Radiochem. acta", 1969, v.12, N 4.
8. Lisman F.L. "Nucl. Science and Engng", 1970, v.42, N 2, p.191-214.
9. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. "Нейтронная физика. Материалы всесоюзного совещания". Часть I. Киев, "Наукова думка", 1972, с.5-14.

СТРУКТУРА ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ПО ВЫРАБОТКЕ ЯДЕРНЫХ
ДАННЫХ ДЛЯ РЕАКТОРОВ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Л.Н.Усачёв, В.Е.Колесов, В.Н.Манохин, Ю.Г.Бобков

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В докладе описана функционирующая структура деятельности по ядерным данным для реакторов. Дана краткая характеристика каждого из структурных элементов и ссылки на работы, содержащие более подробное их описание. Отмечены представленные на данную конференцию работы, замыкающие весь константный цикл.

Abstract

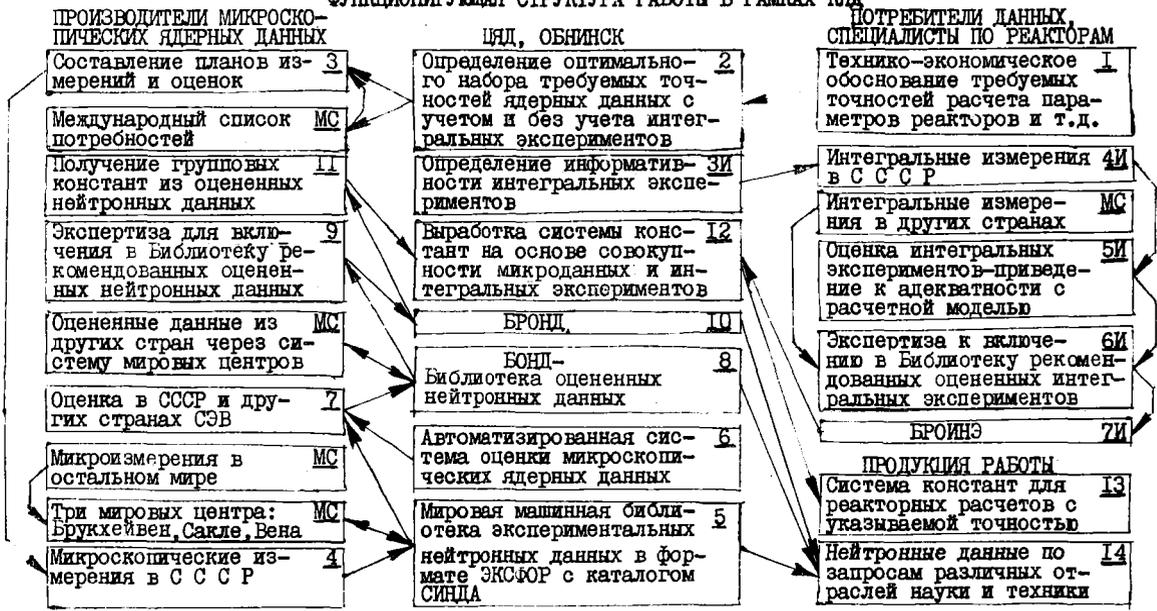
The Acting structure of nuclear data activity for reactors is described. A Brief characteristic of each component of this structure and the references, containing a more detail description are given. The Works which complete the whole reactor constant cycle presented at this conference are mentioned.

Деятельность по ядерным данным имеет уже тридцатилетнюю историю. В последние десять лет она была организована в рамках Комиссии по ядерным данным (КЯД) и ее предшественника Совета информационного центра по ядерным данным. В течение этих же десяти лет развивается международное сотрудничество в рамках Международного комитета по ядерным данным. К настоящему времени выработана рациональная и эффективно функционирующая структура этой деятельности. Эта структура представлена на следующей странице схемой. Пояснения к этой схеме со ссылками на литературу и составляют предмет остающейся части доклада.

Логическое начало всей деятельности - I-й блок структуры - это обоснование потребителями ядерных данных необходимости рассчитывать параметры реактора, защиты и т.д. с заданной точностью, определенной с учетом технико-экономических соображений. Обзор ряда работ, где были выдвинуты требования на точность таких параметров, приведен в докладе троих из авторов в Париже в 1973 г., а также в докладе Усачева Л.Н. на предыдущей киевской конференции [1].

Определение набора точностей ядерных данных, которые обеспечат требуемую точность расчета реакторных или других парамет-

ФУНКЦИОНИРУЮЩАЯ СТРУКТУРА РАБОТЫ В РАМКАХ КЯД



ров, причем наиболее дешевым способом, — это следующая задача, обозначенная 2-м блоком структуры. Ее решение осуществляется в ЦИД в рамках комплекса программ по проблеме ядерных данных [2]. При этом используются коэффициенты чувствительности, получаемые по обобщенной теории возмущений и методы оптимального планирования эксперимента. Если в 1971 г. [3] задача в такой постановке была решена только для одного реакторного параметра и без учета интегральных экспериментов, то в 1974 г. [4] реализован алгоритм для произвольного числа одновременно предсказываемых параметров и в общем случае с учетом интегральных экспериментов. Математически решается задача об отыскании экстремума функции примерно 100 переменных.

Определенный таким образом набор точностей ядерных данных используется при составлении плана измерений и оценок (блок 3), а также этот набор был послан в МАГАТЭ для включения в международный список потребностей WRENDA-75. Здесь начинается ветвь микроскопических ядерных данных.

В рамках того же комплекса программ по проблеме ядерных данных [2] определяются информативности интегральных экспериментов по отношению к интересующим нас функционалам проектируемых реакторов (блок 3И). Здесь начинается ветвь интегральных экспериментов. Развитие вопроса об информативности интегральных экспериментов посвящен представленный на данную конференцию доклад [5].

В рамках того же комплекса программ происходит и окончательная выработка системы реакторных констант (в блоке I2), где вновь сливаются рукава обработки микроскопических данных и интегральных экспериментов.

Микроскопические измерения в СССР обозначены блоком 4. Этот маленький блокочек — наиболее трудоемкая и дорогая часть всей деятельности, составляющая ее основу.

Результаты всех экспериментальных работ, в частности, и докладываются на данной конференции, поступают в ЦИД, записываются на магнитной ленте в едином формате ЭКСФОР. Обмен с тремя остальными мировыми центрами по нейтронным данным ведет к созданию мировой библиотеки экспериментальных данных в памяти ЭВМ. Деятельность по обслуживанию и использованию этой библио-

теки (блок 5) описана в работе [6]. Международный обмен (два смежных блока МС) увеличивает количество доступной экспериментальной информации по числу работ в 10 раз.

Наличие машинной библиотеки экспериментальных данных стимулирует разработку в ЦИД автоматизированной системы оценки (блок 6), ряд существенных элементов которой – программы представления данных и программ их анализа – уже в действии. Оцененные данные, полученные в Минске, Обнинске и в других местах (см. доклады, представленные на данную конференцию), вместе с оцененными данными из стран СЭВ и из других стран мира собираются в ЦИД в Библиотеку оцененных нейтронных данных (блоки 7, МС, 8).

Вынесение же рекомендаций об использовании тех или иных оцененных данных для получения реакторных констант – это процедура, в которой участвуют специалисты по измерениям экспертируемых величин и оценщики при инициативе ЦИД (блок 9). Результатом экспертизы является включение в Библиотеку рекомендованных оцененных нейтронных данных (блок 10).

В общей структуре чрезвычайно важна система программ, обеспечивающих поддержание и функционирование машинной библиотеки оцененных данных, т.е. блоков 8 и 10, представленная в работе [7], и получение из нее групповых констант (блок 11), описанных в работе [8].

Возвращаясь к ветви интегральных экспериментов, надо отметить два источника информации: интегральные измерения в СССР, в основном на БЭС, и опубликованные интегральные измерения, проведенные в других странах (блоки 4И и МС). Ряд зарубежных публикаций включает оценку интегральных экспериментов, т.е. приведение к адекватности с расчетной моделью. На данную конференцию представляется доклад [9], в котором дается представление о содержании блока 5И.

Процедура экспертизы к включению в Библиотеку рекомендованных оцененных интегральных экспериментов, к сожалению, пока не была задействована (блоки 6И и 7И). Однако использование оцененных интегральных экспериментов для выработки системы констант на основе совокупного использования с микроданными в блоке 12 было проведено. Методика и результаты кратко изложены в докладе [9]. Существенно отметить, что надежность полученных

результатов, несмотря на непроведение экспертизы по каждому интегральному эксперименту, гарантируется двумя фактами. Во-первых, выбрасывание разных групп интегральных экспериментов не меняет существенно смещений констант и особенно предсказываемого значения функционалов. Это указывает на взаимную согласованность всех экспериментов. Во-вторых, смещения констант соответствуют последним тенденциям в микроизмерениях, что подтверждается последними оценками — экспертизой микроскопических данных, а сами смещения лежат в пределах ошибок микроскопических данных. Если предположить отсутствие систематических сдвигов в результатах интегральных экспериментов, серьезным и необходимым критерием правильности микроскопических данных является их неизменность при подгонке [9]. Необходимость продолжения работ по уточнению констант определяется сравнением требуемых точностей из блока I и достигнутых точностей из блока I3. Запросы из различных отраслей науки и техники (блок I4) удовлетворяются из блоков I0,8,5.

В заключение можно констатировать, что описанная структура работы действительно начала функционировать.

Л и т е р а т у р а

1. Усачёв Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Proc. Conf. Nuclear Data in Science and Technology, Paris, 1973, IAEA, Vienna, 1973. Усачёв Л.Н. Доклад на 2-й конференции по нейтронной физике, Киев, 1973.
2. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Ядерные константы. Вып. I6. М., Атомиздат, 1974.
3. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. IAEA-I53, Вена, 1972.
4. Бобков Ю.Г., Пятницкая Л.Т., Усачёв Л.Н. Препринт ФЭИ-527/1974.
5. Бобков Ю.Г., Усачёв Л.Н., Сальников Н.Л. Определение оптимальных концентраций критических сборок. Доклад, представленный на данную конференцию.
6. Бычов В.М., Манохин В.Н., Сургутанов В.В. Ядерные константы. Вып. I8. М., Атомиздат, 1975.
7. Колесов В.Е., Кривцов А.С., Соловьёв Н.А. Программное обеспечение машинной библиотеки нейтронных данных системы "Сократор".
8. Колесов В.Е., Кривцов А.С. Алгоритм и программа подготовки групповых констант. Бобков Ю.Г., Колесов В.Е. и др. Сравнительный анализ групповых констант, полученных на основе библиотеки UKNDL и системы БНАБ-70. Доклады, представляемые на данную конференцию.
9. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачёв Л.Н. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам. Доклад, представляемый на данную конференцию.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ,
ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ БИБЛИОТЕКИ UKNDL
И СИСТЕМЫ БНАБ-70

Ю.Г.Бобков, В.Е.Колесов, А.С.Кривцов,
В.Н.Манохин, Н.А.Соловьев, Л.Н.Усачев
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Проведено сравнение 26 - групповых констант БНАБ-70 с такими же константами, полученными из английских оцененных данных UKNDL.

Abstract

26-group constant system БНАБ-70 are compared with the UKNDL system.

В данной работе описываются результаты деятельности по сравнению системы констант БНАБ-70 с результатами последних оценок и измерений, выполненных в различных странах мира.

С помощью системы программ, обеспечивающих поддержание библиотеки оцененных данных и получение из них групповых констант, описанной в докладах [1] и [2], представленных на данную конференцию, были получены групповые константы на основе английских оцененных данных UKNDL [3]. Проведено их сравнение с групповыми константами БНАБ-70.

Расчет групповых констант из UKNDL проводился с помощью программ, описанных в [2,4], и программы "Пруссак". Результаты расчетов по разным программам совпадают в пределах одного процента.

Результаты сравнения между собой системы БНАБ-70 и UKNDL приведены в таблице I.

Из приведенных результатов наибольшего внимания заслуживают систематическое увеличение α Pu-239 ниже 100 кэВ и существенное понижение σ_a U-238 в области ниже 20 кэВ. Совокупность работ по использованию интегральных экспериментов и по результатам последних оценок, доступных авторам, подтверждает эти тенденции. Что касается сечения деления

U-238, то оно, по-видимому, занижено в UKNDL и ближе к истине в системе БНАБ-70.

Сечение поглощения В-10 не изменялось в системе БНАБ-70 с 1964 года. Получившиеся расхождения между БНАБ-70 и UKNDL могут существенно повлиять на интерпретацию экспериментов по отношениям реактивностей.

К настоящему моменту в ЦЯД проведена оценка сечений железа и получены групповые константы, соответствующие этой оценке [57]. Сравнение этих констант с сечениями, находящимися в БНАБ-70, также не менявшимися с 1964 года, показывает существенное различие (в некоторых группах в 1,5+1,8 раза).

По-видимому, следует ожидать больших расхождений между рассчитанными по системе БНАБ-70 и измеренными значениями $K_{эфф}$ сборок с большим содержанием железа.

Новые групповые константы проверялись также путем расчета оцененных интегральных экспериментов, имеющихся в Библиотеке оцененных интегральных экспериментов (БОИНЭ). Для этого был проведен расчет 48 оцененных интегральных экспериментов по системе БНАБ-70, а затем по теории возмущений был проведен пересчет на новые константы.

Если характеризовать степень описания интегральных экспериментов какой-то системой констант 1 с помощью параметра

$$M_2^2 = \frac{1}{N} \left\{ \sum_{i=1}^N \left(\frac{E_i - C_i^{\ell}}{C_i^{\ell}} \right)^2 \frac{1}{\Delta_i^2} \right\},$$

где E_i - экспериментальное значение i -й интегральной величины; Δ_i - ее ошибка; C_i^{ℓ} - расчетное значение по системе констант ℓ , то окажется, что $M_{БНАБ-70}^2 = 14$; $M_{НОВ}^2 = 10$; т.е. в целом новые групповые константы лучше описывают наш набор интегральных экспериментов.

В отдельности описание различных типов экспериментов улучшается по-разному. Так, происходит заметное улучшение описания экспериментов по отношениям сечений F8/F5, по отношениям реактивностей P(C-12)/P(Pu-9), P(P-10)/P(Pu-9). Описание экспериментов по F9/F5 и C8/f5 примерно одинаково для той и для другой системы констант.

Что касается $K_{эфф}$ сборок ZPR-III, то они описываются английской системой несколько хуже, чем системой БНАБ-70. Если

ТАБЛИЦА I

ГРУППА	ИНТЕРВАЛ ЭНЕРГИИ	Pu-239		U-235		U-238		Fe-56	В-10 Погло- щение
		Захват	Деление	Захват	Деление	Захват	Деление	Захват	
I	10,5 - 6,5 МэВ	-50	-7		8	0	-4		80
2	6,5 - 4,0 "	-70	-3,5		-4,5	-13	-6		33
3	4,0 - 2,5 "	-66	-2		-5	4	-8		28
4	2,5 - 1,4 "	-40	-2	-30	0,8	10	-4		40
5	1,4 - 0,8 "	25	0	-15	2,5	5	-3		50
6	0,8 - 0,4 "	13	1,3	-16	-1	0			32
7	0,4 - 0,2 "	7,5	-0,8	-13	-3	-3			26
8	0,2 - 0,1 "	-1,5	-2	-6	-2	-3,5		16	9
9	100 - 46 кэВ	1	3	-3,5	-1,8	3		40	-3
10	46 - 21,5 "	0	-2,5	-9	-9	0		10	-8
11	21,5- 10 "	9	-1	-7	0	0		0	-6
12	10 - 4,6 "	0	-1	-1	3	-5		80	-7
13	4,6- 2,15 "	20	6	-11	-5	-20		-14	-5
14	2,15- 1 "	1	-6	-20	-8	-25		50	-5
15	1000- 460 эВ	15	13	-20	-2	3		-30	-5
16	460- 215 "	10	4	-12	2,5	-16		-30	-4
17	215- 100 "	9	9	2	0	0		-23	-4

ТАБЛИЦА 2

ГРУППА	ИНТЕРВАЛ ЭНЕРГИЙ, МэВ	Pu - 239		U - 238		U - 235	
		Захват	Деление	Захват	Деление	Захват	Деление
I	10,5 - 6,5	2,105	0,004	0,897	0,00607	1,54	0,00236
2	6,5 - 4,0	1,720	0,005	0,536	0,0107	1,07	0,00446
3	4,0 - 2,5	1,820	0,0105	0,506	0,0252	1,16	0,0105
4	2,5 - 1,4	1,980	0,0222	0,443	0,0666	1,30	0,0386
5	1,4 - 0,8	1,750	0,0514	0,0289	0,138	1,24	0,0959
6	0,8 - 0,4	1,550	0,113		0,132	1,14	0,143
7	0,4 - 0,2	1,460	0,172		0,134	1,28	0,217
8	0,2 - 0,1	1,490	0,225		0,174	1,49	0,357
9	0,1 - 0,046	1,60	0,263		0,268	1,77	0,560
10	0,046 - 0,0215	1,60	0,480		0,451	2,07	0,73
11	0,0215 - 0,010	1,76	0,908		0,664	2,86	0,978
12	0,01 - 0,0046	2,08	1,650		0,857	3,72	1,38
13	$0,46 \cdot 10^{-2} - 0,215 \cdot 10^{-2}$	3,09	3,420		1,00	4,96	1,858
14	$0,215 \cdot 10^{-2} - 0,1 \cdot 10^{-2}$	4,114	4,06		1,52	6,82	2,556
15	$0,1 \cdot 10^{-2} - 0,46 \cdot 10^{-3}$	8,1	7,29		2,90	11,28	3,94
16	$0,46 \cdot 10^{-3} - 0,215 \cdot 10^{-3}$	13,9	12,5		3,91	16,80	7,69
17	$0,215 \cdot 10^{-3} - 0,1 \cdot 10^{-3}$	20,6	16,4		20,33	20,30	11,8
18	$0,1 \cdot 10^{-3} - 0,46 \cdot 10^{-4}$	62,9	40		15,2	34,03	13,7

параметр M^2 рассчитать отдельно для восьми экспериментов по Коэфф. ZPR-III, то окажется, что $M_{БНАБ}^2 = 2,4$; $M_{НОВ}^2 = 3,7$ в предположении, что все измерения Коэфф имеют ошибку, равную 1%.

В табл.1 приводятся значения $\Delta = \frac{\sigma_{UKNDL} - \sigma_{БНАБ}}{\sigma_{БНАБ}} \cdot 100\%$.

В табл.2 приводятся групповые константы в 26-групповом разбиении [6] для захвата и деления U-235, Pu-239, U-238, полученные из библиотеки UKNDL.

Л и т е р а т у р а

1. Усачев Л.Н. и др. Структура деятельности по выработке ядерных данных для реакторов. См. настоящий сборник, с. 48.
2. Колесов В.Е., Кривцов А.С. Алгоритм и программа подготовки групповых констант. См. настоящий сборник, с. 140.
3. SOWERBY M.G. et al., AERE-R 7273.
4. Синица В.В. Программа усреднения сечений.- "Ядерно-физические исследования в СССР", вып. 15, М., Атомиздат, 1973.
5. Бычков В.М. и др. Оценка сечений железа в области энергий 0,025 эв - 14 Мэв. См. настоящий сборник, с. 176.
6. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, М., Атомиздат, 1964.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ
КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

Ю.Г.Бобков, Л.Н.Усачёв, Н.Л.Сальников

(Физико - энергетический институт)

Аннотация

В работе рассматриваются вопросы определения информативности экспериментов на критических сборках. Показывается, что информативность сильно зависит от состава сборки и предлагается способ определения оптимальных концентраций.

Abstract

This paper deals with the determination of the informativity of integral experiments. It is shown that the experiment informativity depends strongly on the reactor assembly composition and new method of determination of the optimal concentrations is proposed.

В работе авторов [1] развит метод, позволяющий выразить информативность различных интегральных экспериментов по отношению к какому-либо реакторному параметру через коэффициенты чувствительности [2] рассматриваемых экспериментов и их точность. В этой же работе получена формула для определения дисперсии реакторных параметров, обусловленной

$$\delta_{N+K+1}^L = \delta_{N+K}^2 (1 - v_{N+K, K+1}^L) - \quad (I)$$

дисперсией микроскопических ядерных данных, при использовании информации по K интегральным экспериментам. Здесь δ_{N+K+1}^L - точность расчёта какого-то реакторного параметра с коэффициентами чувствительности Z на основе совокупности информации по N микроскопическим константам, входящим в расчёт реактора и имеющим ковариационную матрицу $D(N)$, и по $(K+1)$ интегральному эксперименту;

δ_{N+k} -точность расчёта этого же параметра при той же матрице микроконстант и при наличии информации по K интегральным измерениям.

$$\text{Величину } V_{N+k, k+1} = \frac{\sum D(N+k) S_{k+1}^T}{\sqrt{S_{k+1} D(N+k) S_{k+1}^T + \Delta_{k+1}^2}} \quad (2) \text{ естественно}$$

назвать коэффициентом корреляции данного реакторного параметра с $(k+1)$ - м интегральным экспериментом, имеющим коэффициенты чувствительности S_{k+1} . Аналогичные формулы можно записать и при добавлении любого числа экспериментов. Приведенные формулы проиллюстрированы в таблицах 1, 2 и 3. В таблице 1 приводятся значения коэффициентов корреляции $V_{N,1}$ различных интегральных экспериментов с КВ плутониевого бридера "на уровне микроконстант", т.е. когда есть информация только по микроконстантам и точность расчёта КВ при наличии данного интегрального измерения может быть рассчитана по формуле

$$\delta_{N+1}^2 = \delta_N^2 (1 - V_{N,1}^2). \quad (3)$$

В столбце 1 приводятся значения коэффициента корреляции при точности эксперимента, равной 0, в столбце 2 - при точности эксперимента, достигнутой в настоящее время. Таблица достигнутых точностей дана в докладе [3], представленном на данном совещании. В таблице 2 представлены расчёты точности КВ при добавлении к информации по микроконстантам совокупности различных экспериментов, выполненных на одной сборке, для различных типовборок БФС.

Столбец 1 - тип добавляемого эксперимента.

Столбец 2 - точность расчёта КВ на основе всей предшествующей информации и данного эксперимента, проделанного с точностью Δ , приводимой в столбце 4.

Столбец 3 - то же, что столбец 2, но при условии, что данный эксперимент делается с точностью $\Delta = 0$.

Столбец 5 -точность расчёта данного эксперимента на основе всей предшествующей информации. Наконец, в таблице 3 пред-

Таблица 2

ТИП ЭКСП.	2	3	4	5
КВ0К-5	6,72	6,72	1	6,72
F8/526	6,66	6,65	1	10,8
F9/526	6,65	6,65	1	6,56
СЗ/526	5,49	5,48	1	14,1
P9/526	5,47	5,47	1	10,2
PВ/926	5,28	5,28	1	21,1
КВ0К-5	6,72	6,72	1	6,72
F8F527	6,69	6,68	1	15,0
F9F527	6,68	6,68	1	6,1
СЗF527	5,53	5,52	1	13,0
27P9P5	5,53	5,53	1	9,2
27P8P9	5,51	5,51	1	19,8
КВ0К-5	6,72	6,72	1	6,72
F8/528	6,64	6,64	1	28,3
F9/528	6,64	6,64	1	6,3
СЗ/528	5,64	5,63	1	10,1
P9/528	5,64	5,64	1	5,3
PВ/528	5,51	5,51	1	18,8
КВ0К-5	6,72	6,72	1	6,72
F8/530	6,64	6,64	1	30,5
F9/530	6,64	6,64	1	6,4
СЗ/530	5,73	5,72	1	10,0
P9/530	5,73	5,73	1	5,8
PВ/530	5,28	5,28	1	11,6

ТАБЛИЦА 1

ТИП ЭКСП.	1	2
СЗ/F5	0,5	0,49
F8/F5	0,16	0,15
F9/F5	0,07	0,07
ALF 9	0,29	0,19
P9/P5	0,08	0,08
PС/P9	0,27	0,26
PВ/P9	0,32	0,31

Таблица 3

ТИП ЭКСП.	2	3	4	5
КВ0К-5	6,72	6,72	1	6,72
F8/526	6,66	6,65	1	10,85
F9/526	6,65	6,65	1	6,56
СЗ/526	5,49	5,48	1	14,09
P9/526	5,47	5,47	1	10,11
PВ/926	5,28	5,28	1	20,78
F8F527	5,27	5,27	1	4,70
F9F527	5,27	5,27	1	1,92
СЗF527	5,25	5,25	1	2,53
27P9P5	5,21	5,21	1	3,53
27P8P9	5,03	5,02	1	5,05
F8/528	4,99	4,99	1	23,84
F9/528	4,99	4,98	1	2,47
СЗ/528	4,97	4,97	1	3,42
P9/528	4,97	4,97	1	2,66
PВ/928	4,86	4,86	1	8,03
F8/530	4,85	4,85	1	2,24
P9/530	4,85	4,85	1	0,97
СЗ/530	4,85	4,84	1	1,17
P9/530	4,85	4,85	1	1,31
P10530	4,48	4,47	1	7,85

ставлены расчёты точности КВ при использовании полного набора экспериментов на всех сборках. Система представления данных та же, что и в таблице 2. Из этих таблиц можно видеть следующее: 1. Каждый эксперимент в отдельности характеризуется определенным коэффициентом корреляции, примерно одинаковым для данного типа экспериментов и мало меняющимся для различныхборок. Для большинства экспериментов достигнутые точности обеспечивают более 90% информативности эксперимента.

2. При рассмотрении совокупности экспериментов на разных сборках можно видеть, что информативности одного и того же набора экспериментов на разных сборках примерно одинаковы и слабо зависят от спектра сборки.

3. При рассмотрении совокупности экспериментов на всех сборках видно, что при условии наличия информации по сборкам БФС-26 и 27 сборки БФС-28 и БФС-30 становятся совершенно неинформативными, т.е. вся информация, содержащаяся в измерениях на сборках БФС-28 и 30, уже содержится в измерениях на сборках БФС-27 и 26.

Отсюда следует вывод о необходимости каждый раз при сборании новой сборки строго учитывать всю информацию, которая содержится уже в экспериментах на предыдущих сборках и строить такие сборки, которые были бы информативны по отношению к интересующим нас реакторным параметрам даже при наличии уже проделанных измерений.

Информативность экспериментов на сборке определяется через коэффициенты чувствительности измеряемых функционалов. Коэффициенты чувствительности в свою очередь определяются через спектр сборки и концентрации входящих в сборку элементов. Спектр сборки также определяется концентрациями элементов сборки. Таким образом, информативность оказывается зависящей только от концентраций входящих в сборку элементов. В связи с этим выбор сборки с максимальной информативностью эквивалентен определению оптимальных концент-

раций входящих в сборку элементов. В связи с этим выбор сборки с максимальной информативностью эквивалентен определению оптимальных концентраций элементов в сборке. Поиск оптимальных концентраций можно вести двумя путями: 1. Перебором возможных концентраций сборок и прямыми расчётами информативности различных композиций. Эти расчёты могут быть проделаны в рамках комплекса программ по проблеме ядерных данных [4]. Машинное время, необходимое для таких расчётов, равно $L \times 2,5$ часа, где L — число перебранных вариантов концентраций. 2. Постановкой экстремальной задачи на определение оптимальных концентраций. Второй путь можно реализовать следующим образом. Ввиду сложной явной зависимости информативности от концентраций строится упрощённая регрессионная модель такой зависимости. Для построения модели определяется допустимая область изменения концентраций элементов, в этой области строится план и в точках этого плана проводятся прямые расчёты информативности. По результатам этих прямых расчётов строится регрессионная модель, например полиномиальная, в виде

$$I(\rho_1, \dots, \rho_p) = I_0 + \sum_i I_i \rho_i + \sum_{i,j} I_{ij} \rho_i \rho_j. \quad (4)$$

После построения такой модели задача определения оптимальных концентраций может быть сформулирована в виде

$$I(\rho) \rightarrow \max; \quad (5)$$

$$\rho_{i:02} \leq \rho_i \leq \rho_{i:04}, \quad i=1, \dots, p,$$

где $\rho_{i:02}$ и $\rho_{i:04}$ определяют допустимую область изменения концентраций элементов сборки. Выбираемый план, в точках которого производятся прямые расчёты информативности, зависит от числа варьируемых переменных. Если считать, что произведена замена переменных и допустимая область изменения концентраций определяется как $[-1, 1]$, то для двух переменных рекомендуется D — оптимальный план, найденный в работе К. Коно [5]. Для размерности $p=4$ можно применить план На-Ко₃₄ (Хартли-Коно), который содержит всего 18 точек (минимальное число точек для планов этой размерности равно 15) [6]. Машинное время, необходимое для нахождения опти-

мальных концентраций при такой стратегии, равно $(N+3)2,5$ часа, где N - число точек плана. Если планировать сборку, в состав которой входит 4 элемента, то необходимое машинное время уже равно 52,5 часа. Разумеется расчёты ведутся порциями по 2,5 часа. К настоящему времени в Центре по ядерным данным имеются все программы, необходимые для такой деятельности.

Л и т е р а т у р а

1. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. "Ядерные константы", вып. 10. М. Атомиздат, 1972
2. Усачёв Л.Н. "Атомная Энергия", 15 (1963) 472.
3. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачёв Л.Н. См. настоящий сборник, с. 64.
4. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. "Ядерные константы", вып. 16. М., Атомиздат, 1974
5. KONO KAZUMARA. Memores of the faculty of science Kgushu university, A 16, 114 (1962).
6. П.Ф. Андрукович, Т.И. Голикова, С.Г. Косшина. Новые идеи планирования эксперимента. Под ред. В.В. Налимова, М., "Наука", 1969

ПОДГОНКА ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПО ОЦЕНЕННЫМ
ИНТЕГРАЛЬНЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАМ И ПОСЛЕДНИМ ВЕРСИЯМ
ОЦЕНЕННЫХ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Ю.Г.Бобков, В.А.Дулин, П.А.Казанский, Л.Н.Усачев

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Сообщается о результатах подгонки констант на основе использования результатов 48 интегральных экспериментов и совокупности оцененных микроскопических данных из английской библиотеки и групповой системы БНАВ-70

Abstract

The Results of adjustment of cross-sections using 48 evaluated integral measurements and set of evaluated microscopic data UKNDL and BNAB-70 are reported.

Условия для целенаправленного и математически формализованного использования интегральных экспериментов в проблеме ядерных данных для реакторов были созданы появлением обобщенной теории возмущений [1] и первым использованием метода наименьших квадратов в этой проблеме [2]. Два других варианта использования метода наименьших квадратов были описаны в работах [3] и [4]. Двое из авторов данной работы использовали вариант МНК [4] в докладе на I-й Киевской конференции [5], а затем ввели свою модель корреляций погрешностей [6] и воспользовались алгоритмом, взятом из "последовательного планирования экспериментов" (см. [7]). В этом алгоритме отсутствует операция обращения матриц, что позволило существенно увеличить число подгоняемых параметров по сравнению с работой [5].

Вопрос использования интегральных экспериментов в проблеме ядерных данных включает несколько существенных аспектов, которые будут коротко освещены ниже.

Основной вопрос при использовании интегральных измерений - это вопрос адекватности расчётной модели с условиями проведения эксперимента. Все используемые в данной работе эксперименты являются в той или иной мере оцененными и возможны неадекватности между экспериментом и расчетом, по убеждению авторов, не превышают приписанных ошибок. В данной работе использовались

данные по 48 интегральным экспериментам, основу которых составляют эксперименты на сборках БЭС [8] (29 экспериментов, из них 12 экспериментов по отношениям реактивностей и 17 по отношениям сечений). Кроме этого, использовались данные по $K_{эфф}$ сборок ZPR-III, по отношениям сечений сборок ZPR-III-48 и ZPR-VI-7 и некоторые другие.

При оценке интегральных экспериментов учитывались следующие эффекты:

1. Конечность размеров образцов, используемых в измерениях коэффициентов реактивностей и некоторых отношений сечений [9].
2. Влияние гетерогенной структуры критсборок.
3. Влияние группового приближения, используемого в 26-групповом расчете, на величины функционалов.

Следует отметить, что расчетные методики введения поправок и их величины проверялись путем постановки дополнительных экспериментов (измерения с образцами различных размеров, изменение степени гетерогенности критсборок и др.) [10].

В табл. I приводятся характерные величины вводимых поправок для ряда функционалов, измеряемых на критсборке БЭС-30. В столбце 0 этой таблицы приводятся значение функционала, непосредственно измеряемое в эксперименте и экспериментальная ошибка, в столбцах 1 - 3 - это же значение после введения соответствующих поправок. В столбце 3 приводится и окончательная ошибка оцененного экспериментального значения, в столбце 4 - расчетное значение данного функционала по исходной системе констант, в столбце 5 - подогнанное расчетное значение.

При подгонке предполагалось, что корреляция между ошибками различных интегральных экспериментов отсутствует, т.е. ковариационная матрица интегральных экспериментов диагональна. Все используемые 48 функционалов были рассчитаны по 26-групповой системе констант, в которой величины σ_c , σ_f U - 235, U - 238, Pu-239 и σ_a . В-10 представляют собой данные из UKNDL [II], сечение захвата Fe - 56 соответствует последней оценке, выполненной в ЦЯД в 1975 г. и представленной на данную конференцию. Остальные сечения при расчете были такие же, как и в БНАБ-70. Назовем такую систему констант смешанной.

Результаты описания набора интегральных экспериментов до и после подгонки можно характеризовать параметром

$$M_i^2 = \left[\sum_{i=1}^N \{ (E_i - C_i^e) / C_i \}^2 / \Delta_i^2 \right] / N,$$

где E_i - оцененное экспериментальное значение i -го функционала; C_i^e - расчетное значение этого функционала по системе констант "l"; C_i - ошибка экспериментального значения. Оказывается, $M^2_{\text{БНАБ-70}} = 14$; $M^2_{\text{СМЭШ}} = 10$; $M^2_{\text{под}} = 0,7$.

Результаты смещения констант при подгонке представлены в таблице 2, столбец 0. Приводятся только основные данные. В столбце I приведены смещения констант при исключении из общего набора экспериментов по $K_{\text{эфф}}$ сборок ZPR -III и подгонки по оставшемуся набору, в столбце 2 - при исключении $K_{\text{эфф}}$ ZPR -III и $K_{\text{эфф}}$ реакторов БН-350 и SNEAK, в столбце 3 - при исключении всех экспериментов по отношениям реактивностей. Как видно из табл. 2, смещение констант ведет себя довольно консервативно по отношению к исключению различных типов экспериментов.

Полученная при подгонке система констант была занесена в каталог реакторной программы М-26 и результаты подгонки были проверены прямыми расчетами. Результаты прямых расчетов находятся в хорошем согласии с расчетами по теории возмущений. Подогнанная система констант гораздо лучше описывает спектры сборок БЭС, чем система БНАБ-70.

Использование указанного набора микроконстант и интегральных экспериментов позволяет рассчитывать КВ плутониевых бридеров с точностью 3%.

Приводимые в табл. 2 смещения микроконстант в основном соответствуют тенденциям в результатах последних микроскопических измерений. Это относится к σ_c U -238, последняя оценка которого представляется В.А.Толстиком на данную конференцию, к σ_f Pu -239, особенно в области ниже 200 кэв. Сечение деления U -238 увеличивается несколько больше, чем это следует из микроэксперимента. Важно отметить, что ряд величин изменяется меньше, чем на приписанную погрешность. К ним относятся λ_f Pu -239, α Pu -239, σ_c U -238, σ_c Fe -56.

Характерно то, что изменение перечисленных величин становилось малым лишь после того, как в качестве сечений, относительно которых происходит подгонка, принимались результаты последних,

Таблица 1

Тип эксп.	0	1	2	3	4	5
P9/P5	1,78±0,18	1,69	1,69	1,68±0,04	1,52	1,7
PI0/P5	0,97±0,006	1,05	1,02	1,01±0,04	0,858	1,02
F8/ F 5	0,0401±0,038	0,0401	0,0415	0,0420±0,0215	0,0432	0,0430
F9/ F 5	1,1±0,02	1,10	1,102	1,11±0,02	1,06	1,11

Таблица 2

Тип сечения	Энергия, МэВ	0	1	2	3	4 ^{X)}
SAP Pu-239	0,8 < E < 10,5	0,7	-0,2	-0,2	2,9	50
SAP Pu-239	0,1 < E < 0,8	-0,5	-0,6	-0,7	0,9	15
SAP Pu-239	0 < E < 0,1	8,6	7,6	+6,2	10,8	10
SAP U-238	0,8 < E < 10,5	-7,9	-5,5	-3,7	-5,5	20
SAP U-238	0,1 < E < 0,8	-9,7	-7,7	-8,0	-8,8	10
SAP U-238	0 < E < 0,1	-7,0	-10,7	-10,7	-2,7	15
FIS Pu-239	0,8 < E < 10,5	4,5	3,0	4,0	3,7	6
FIS Pu-239	0,1 < E < 0,8	-0,1	0,2	0,5	0,5	3
FIS Pu-239	+0 < E < 0,1	4,3	3,1	2,9	5,7	3
FIS U-235	0,8 < E < 10,5	-4,0	-5,2	-4,6	-0,7	4
FIS U-235	0,1 < E < 0,8	-2,77	-2,2	-1,9	-1,5	3
FIS U-235	0 < E < 0,1	-1,5	-2,5	-2,5	-0,3	3
FIS U-238	0,8 < E < 10,5	8,5	8,0	8,6	8,4	5
NUF U-238	0,8 < E < 10,5	-1,7	-2,4	-1,78	-0,7	3
SAP U-235	0,8 < E < 10,5	37	36	37	22	50
SAP U-235	0,1 < E < 0,8	20	15,9	14	15	15
SAP U-235	0 < E < 0,1	-3,7	-2,7	-3,8	2,8	10
NUF Pu-239	0,8 < E < 10,5	-0,1	-0,13	0,1	-0,33	3
NUF Pu-239	0,1 < E < 0,8	-0,4	-0,35	-0,2	-0,37	1
NUF Pu-239	0,1 > E > 0	-0,7	-0,57	-0,4	-0,66	2
NUF U-235	0,8 < E < 10,5	-1,0	-1,1	-1,0	-0,63	3
NUF U-235	0,1 < E < 0,8	-1,7	-1,4	-1,4	-1,3	1
NUF U-235	0,1 > E > 0	-0,7	-1,5	-1,1	-0,8	2

^X В столбце 4 приведены достигнутые точности микроконстант.

наиболее достоверных оценок. Например, величина α Pu-239 увеличивалась на 30% при подгонке из БНАБ-69, на 11% при подгонке из БНАБ-70 и только на 4% при подгонке из UKNDL. Аналогичная ситуация была и с σ_c Fe-56.

Надо подчеркнуть, что в конце деятельности по уточнению данных будет достигнут момент, когда микроскопические данные перестанут меняться в процессе подгонки.

Л и т е р а т у р а

- I. Усачёв Л.Н., "Атомная энергия" 15 (1963), 472.
2. SECCHINI G. et.al., 1965 (ANL-7320) p.107.
3. BARRE J., RAVIER J. (Proc.Symp.Karlsruhe, 1967).
4. CAMPBELL C.G., ROWLANDS Y. L. (Proc.Symp.Helsinki, 1970), 2, IAEA, Vienna (1970) 391.
5. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г., I конференция по нейтронной физике, Киев, 1971.
6. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г., I совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Москва, 1972.
7. Усачёв Л.Н., Бобков Ю.Г. "Ядерные константы", вып.10. М., Атомиздат, 1973.
8. Дулин В.А., Казанский Ю.А., Некоторые физические исследования на быстрых сборках БЭС. "Атомная энергия" (в печати).
9. Дулин В.А., Мамонтов В.А., Препринт ФЭИ-392 (1973).
10. DOOLIN V. A. et.al. (Proc.Symp.Tokyo, 1973) Report A-26.
11. Бобков Ю.Г. и др. Сравнительный анализ групповых констант, полученных на основе библиотеки UKNDL и системы БНАБ-70. (доклад, представленный на Киевскую конференцию).

НЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

Н. А. Власов

(Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова)

Аннотация

Обсуждаются физические условия существования вещества в звездах на разных стадиях эволюции, процесс нейтронизации в ходе эволюции и особенности ядерных реакций в этих условиях. Рассматриваются примеры результатов наблюдений и их связь с характеристиками ядерных реакций в условиях большой плотности и высокой температуры.

Abstract

Physical conditions of substance existence in stars at different evolution stages, neutronization process during evolution and peculiarities of nuclear reactions under these conditions are discussed. The examples of investigation results are considered and their connection with nuclear reaction characteristics at high densities and temperatures.

В звездах содержится основное скопление вещества и, следовательно, энергии современной Метagalактики. Превращения этого вещества в процессе эволюции сопровождаются выделением огромных количеств энергии в виде электромагнитных излучений, космических лучей и кинетической энергии звезд и газовых облаков. Все многообразие явлений, происходящих в процессе эволюции, необозримо. Но важная роль ядерных превращений не вызывает сомнений, и многие особенности таких превращений можно считать надежно установленными. Известно, что множество ядерных реакторов, действующих в природе, несравненно многообразнее и мощнее тех, которые с таким остроумием и трудом пытаются построить человечество на Земле. Значительная роль принадлежит и реакциям нейтронов с протонами и ядрами. Об этом свидетельствует прежде всего существование тяжелых ($A > 60$) ядер. Их образование мыслимо только с участием нейтронов, но не в реакциях заряженных частиц. Хотя распространенность тяжелых ядер составляет не больше 10^{-6} по массе и, казалось, роль их в эволюции вещества незначительна, но условия их образования составляют важные ступени эволюции и как свидетели они весьма интересны, важны и довольно многосторонни.

Значение нейтронного захвата в процессе синтеза ядер было обнаружено Гамовым [1], заметившим, что измеренные Юзом [16] сечения для нейтронов деления приблизительно обратно пропорциональны распространенностям.

Горячая модель Вселенной была предложена и рассмотрена Гамовым с целью объяснить наблюдаемые распространенности. В настоящее время горячая модель практически общепринята, но образование элементов тяжелее гелия оказывается невозможным. Идея горячей Вселенной, естественно, возникает как следствие экстраполяции в прошлое современного состояния расширяющейся Метагалактики. При большой плотности и высокой температуре $kT > 1$ Мэв $\approx (n-p)c^2$ вероятность обоих состояний нуклона одинакова, поэтому на некоторой стадии вещество должно было состоять из одинакового числа протонов и нейтронов. В дальнейшем при уменьшении плотности становятся возможными распады нейтронов и реакции синтеза ядер до гелия - 4. Конечный результат зависит от условий [2], и для выяснения этих условий очень существенно знать, сколько гелия или дейтерия содержит вещество, сохранившееся неизменным от начала расширения. Простейшие модели предсказывают около 30% вещества в виде гелия. Наблюдения не противоречат этому, но не очень согласуются между собой, так как определения содержания гелия затруднительны. Для образования ядер тяжелее гелия, например для синтеза углерода путем тройных столкновений $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$, недостаточно плотности и времени.

Уже после первых работ Гамова начались поиски других путей синтеза ядер, и существенный этап этих поисков отражен в широко известном обзоре Бербиджей, Фаулера и Хойла [3]. Выяснилось, что для синтеза ядер необходимы условия, которые могут существовать в звездах. Наблюдаемые распространенности ядер являются результатом эволюции звезд, и для образования разных ядер необходимы различные процессы, мыслимые в различных условиях и на различных стадиях эволюции, в том числе и процессы захвата нейтронов ядрами.

Физические условия в звездах

Астрофизические наблюдения и их теоретический анализ позволяют установить главные особенности процессов эволюции звезд.

Известны три главных типа квазистационарных состояний звезд: 1) звезды главной последовательности, в том числе Солнце и примыкающие к ним гиганты; 2) белые карлики; 3) нейтронные звезды. Их важнейшие характеристики указаны в табл. I.

Таблица I

Характеристики звезд

Тип	Масса	Радиус	Гравитационная энергия связи на	Плотность в центре	Температура в центре, К
Солнце	$M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г	$R_{\odot} = 0,7 \cdot 10^{11}$ см	3,5 кэВ	10^2	10^7
Главная последовательность	$0,1-60 M_{\odot}$	$0,1-10 R_{\odot}$	10^3-10^4 эВ	$1-10^2$	10^7-10^8
Гиганты	$3-100 M_{\odot}$	$10-1000 R_{\odot}$	$\sim 10^3$ эВ	10^5-10^{10}	10^2-10^{10}
Белые карлики	$< 1,4 M_{\odot}$	$\sim 10^{-2} R_{\odot}$	10^5-10^6 эВ	$> 10^5$	≥ 0
Нейтронные звезды	$0,6-10 M_{\odot}$	$\approx 10^{-5} R_{\odot}$ (10-100 км)	10-200 МэВ	$> 10^{14}$	≥ 0

Стационарное равновесие между силами гравитационного сжатия и силами внутреннего давления устанавливается в звездах главной последовательности и в гигантах благодаря высокой температуре, поддерживаемой реакциями синтеза водорода и других легких ядер. В белых карликах главную роль играет давление вырожденного электронного газа, в нейтронных звездах — давление вырожденного нейтронного вещества.

Промежуточные состояния звезд либо вовсе неустойчивы, либо относительно скоротечны, хотя для синтеза ядер они весьма существенны. Образование ядер тяжелее гелия предполагается на конечных стадиях эволюции звезд главной последовательности, когда они переходят в относительно быстротечные и не всегда устойчивые стадии гигантов. Белые карлики и нейтронные звезды образуются из звезд главной последовательности в конечных стадиях их эволюции.

Заметим, что гравитационная энергия связи нуклона на поверхности звезды уже у белых карликов составляет сотни кэВ, а у нейтронных звезд на порядок превосходит энергию связи в ядрах.

Наиболее существенная особенность внутризвездного состояния вещества — большая плотность. Она увеличивается в процессе эволюции звезды. Именно рост плотности приводит к вырожденным состояниям электронов в белых карликах и нейтронов в нейтронных звездах. Чем плотнее электронный вырожденный газ, тем больше граничная фермиевская энергия спектра электронов. В вырожденном электронном газе невозможен β -распад с испусканием электрона, если его энергия меньше, чем фермиевская граница E_F . Следовательно, по мере уплотнения вещества и роста границы электронного спектра растет период β^- -распада ядер. Когда фермиевская граница превосходит границу β^- -распада, ядро становится стабильным. На рис. I показана зависимость E_F от плотности вещества, состоящего из ядер с $A=2Z$ (${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т.п.). При плотности $> 10^7$ г/см² стабильным становится свободный нейтрон, следовательно, возможно превращение свободного протона в нейтрон путем захвата электрона. При больших плотностях появляются ядра

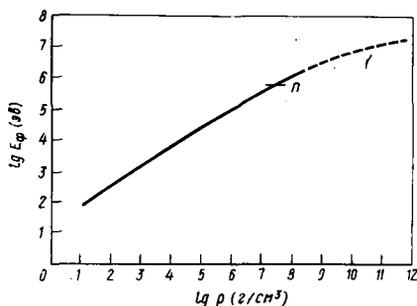


Рис.1. Граничная энергия вырожденных электронов в зависимости от плотности вещества с $A=2Z$ (типа ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т.д.)

с избытком нейтронов и $A > 2Z$, поэтому реальная кривая $E_F(\rho)$ идет ниже пунктира.

Нейтронизация вещества звезд идет сначала главным образом путем смещения полосы β -стабильности ядер в область все большего избытка нейтронов, а потом и за счет образования свободных нейтронов. На рис.2 в диаграмме $Z-N$ показана наряду со знакомой нам по земным условиям полосой стабильности ядер смещенная полоса, найденная [4] по полуэмпирическим таблицам ядерных масс для плотности $1,9 \cdot 10^{10}$ г/см³ при $A = 2Z$. При такой плотности стабильными становятся ядра с избытком от 15 до 30 нейтронов.

В стадии главной последовательности и гигантов центральная температура звезды T_c растет со временем. В центре Солнца предполагается $T_c = 1,4 \cdot 10^8$ К, для выгорания гелия требуется $(1,3) \cdot 10^8$ К, для выгорания углерода $(0,6+1,0) \cdot 10^9$ К, для выгорания кислорода $(1,3+2,0) \cdot 10^9$ К. Выгорание легких ядер с образованием наиболее упакованных ядер группы железа идет, по-видимому,

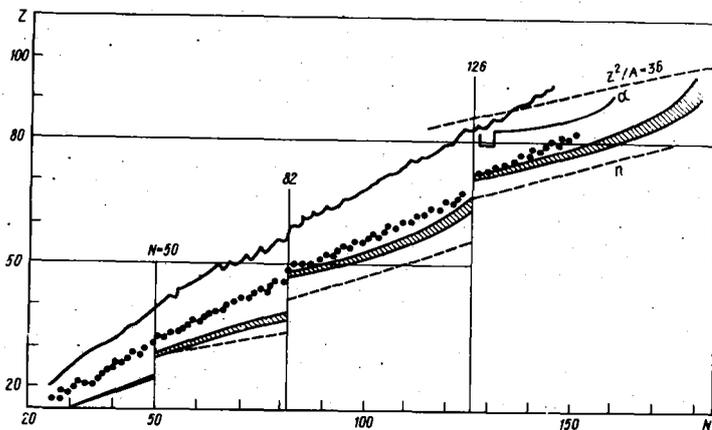


Рис. 2. Число нейтронов N и заряд Z в стабильных ядрах нечетного массового числа A : \sim при малой плотности; \dots - при плотности $\rho = 1,9 \cdot 10^{10}$ г/см³ для $A = 2Z$; hatched - след α -процесса; $---$ - граница положительной связи нейтрона

при температурах до 10^{10} К. При более высоких температурах возможно фоторасщепление железа $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\ ^4\text{He} + 4n$, охлаждающее звезду и вызывающее ее быстрое сжатие - коллапс.

Белые карлики и нейтронные звезды образуются, конечно, в состояниях с высокой внутренней температурой, унаследованной от предыдущих стадий эволюции. Но основные условия существования вещества в них определяются вырожденными состояниями электронов и нейтронов, и принципиально возможно потухание (почернение) белых карликов и нейтронных звезд и превращение их в холодные тела.

Реакции захвата нейтрона

Образование ядер тяжелее железа практически невозможно в термоядерных реакциях между легкими ядрами. Для этого нужны такие высокие температуры, при которых звезды теряют устойчивость. Поэтому предполагается, что тяжелые ядра образовались путем захвата нейтронов ядрами группы железа, которых в природе по крайней мере в 10^4 раз больше, чем всех тяжелых ядер. Для превращения ядра ${}_{26}^{56}\text{Fe}$ в ядро ${}_{92}^{238}\text{U}$ необходим 182-кратный захват нейтрона, чередующийся с 66 актами β -распада. Способ чередования захвата нейтрона с β -распадом неоднозначен, он зависит от темпа захватов, то есть от плотности нейтронов и температуры. Принято делить нейтронный синтез тяжелых ядер между двумя типами процессов: медленный (S -процесс), при котором β -распад происходит раньше, чем захват очередного нейтрона, и быстрый (Z -процесс), при котором захват нейтронов опережает распад. Среди стабильных изотопов четных элементов многие из них могли образоваться только в медленном S -процессе (например, ${}^{110}\text{Cd}$, ${}^{116}\text{Sn}$). Наоборот, наиболее тяжелые изотопы не могли образоваться в S -процессе и считаются продуктами быстрого Z -процесса (например, ${}^{114,116}\text{Cd}$, ${}^{122,124}\text{Sn}$). Расчетам S - и Z -процессов посвящено много астрофизических работ. Удовлетворительное согласие результатов таких расчетов с наблюдаемыми распространенностями элементов и изотопов свидетельствует о реальности обоих путей синтеза тяжелых ядер. Выявлены основные особенности физических условий, при которых возможен тот или иной путь.

Реальность медленного S -процесса подтверждается прежде всего плавной зависимостью произведения $n\sigma$ от массы ядра A , если n - наблюдаемая распространенность, а σ - сечение захвата нейтрона с энергией в несколько десятков кэВ. Кривые $n\sigma=f(A)$ имеют ступенчатый вид с обрывами при магических числах нейтронов (50, 82, 126) и горизонтальными участками в промежутках. Общий характер ступенчатых кривых $N\sigma = f(A)$ удается объяснить [5], пользуясь различными предположениями об условиях, на-

пример при температурах кТ от 15 до 50 кэВ. Имеются таблицы усредненных экспериментальных сечений захвата для многих значений кТ от 5 до 90 кэВ [17]. Такие температуры необходимы для термоядерного выгорания углерода, кислорода и других подобных ядер. Синтез углерода и более тяжелых ядер неизбежно сопровождается образованием свободных нейтронов в побочных реакциях типа $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ и т.п. Эти нейтроны и вызывают синтез тяжелых ядер. Но при температурах $10^8 - 10^9\text{К}$ уже заметна вероятность существования ядер в возбужденных состояниях, и в расчетах нужно знать сечения захвата σ не только для стабильных ядер, а и для возбужденных. Если σ стабильных ядер можно получить непосредственно в лабораторных опытах, то σ возбужденных состояний нужно определять, пользуясь моделями ядер, путем анализа неупругого рассеяния и различных спектральных данных о ядерных уровнях. Учет возбужденных состояний не очень сильно сказывается на усредненных результатах расчетов. Но в некоторых специфических случаях он дает возможность определить температуру и время S -процесса. Например, в космохронологии используется соотношение $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$ ($^{187}\text{Re} \beta - 5 \cdot 10^{10} \text{лет}$). Предполагается, что изотопы Os (186 и 187) образовались в S -процессе, значения N одинаковы и распространенности зависят от отношения сечений захвата нейтрона. Но у ^{187}Os есть уровень 9,8 кэВ, вероятность возбуждения которого зависит от температуры. Учет возбужденного уровня меняет отношение сечений захвата в 1,5 раза, и величина поправки может служить термометром. При кТ= 30 кэВ поправленное отношение дает возраст, лучше согласующейся с определениями по U и Th [6].

Распространенности ядер с различными временами жизни дают представление о продолжительности и давности процесса синтеза ядер, то есть могут использоваться как часы. Например, ^{79}Se , живущий в основном состоянии 65000 лет, имеет изомерное состояние с энергией 96 кэВ с периодом 4 мин, возбуждение которого зависит от температуры. Если температура известна, то соотношение $^{79}\text{Se} - ^{79}\beta_2$ характеризует темп S -процесса, так как β -распад из возбужденного состояния происходит значительно быстрее [7].

Подобные "термометры" и "часы" ограничивают производ в вы-
 боре условий S - процесса. Конечно, в разных местах и условия
 синтеза могли быть различными, и реальные распространенности
 ядер могут быть смесью многих компонент. Относительно лучше из-
 вестные распространенности ядер в Солнечной системе удовлетво-
 рительно объясняются в предположении температуры $kT \approx 30$ кэВ,
 длительности порядка 10^3 лет, но при этом необходимо многократ-
 ное облучение интегральными потоками переменного значения.
 Поэтому в современных астрофизических работах в поисках мест
 ядерного синтеза чаще рассматриваются объекты, способные много-
 кратно вспыхивать; например, так называемые гелиевые вспышки,
 возникающие периодически вследствие конвективного перемешивания
 внутренних слоев [7,9], вспышки на поверхности белых карликов,
 входящих в двойные системы (вспышки новых) [8], или вспышки на
 поверхности нейтронных звезд при аккреции [10]. На рис.3 пока-
 заны результаты оптических наблюдений [12] переменной звезды FG
 Стрелы. За десять лет в ее атмосфере содержание C и Fe осталось
 практически неизменным и близким к солнечному, а содержание тя-
 желых элементов (Y, Zr, La, Ce, Ba) возросло больше чем в
 20 раз.

Вероятно, здесь происходит "на глазах у наблюдателей"
 нейтронный синтез элементов в S - процессе. Звезда FG Стрелы
 относится к гигантам и находится в центре планетарной туманнос-
 ти, образовавшейся в результате вспышки приблизительно 6000 лет
 назад. Не входя в детали астрофизических проблем, можно сказать,
 что общие физические условия и в недрах звезд, и на поверхности
 белых карликов и нейтронных звезд допускают достаточно много
 возможностей для разнообразных ядерно-химических превращений,
 в том числе образования и захвата нейтронов. Выбор между ними
 зависит от точности ядерно-физических данных о взаимодействии
 нейтронов с ядрами. Необходимость быстрого Z - процесса выте-
 кает из существования изотопов с относительным избытком нейтро-
 нов, которые не могли образоваться в медленном S - процессе, и
 в особенности из существования пиков кривой распространенности
 при массовых числах $A=80, 130$ и 195 . Стабильные ядра в пиках

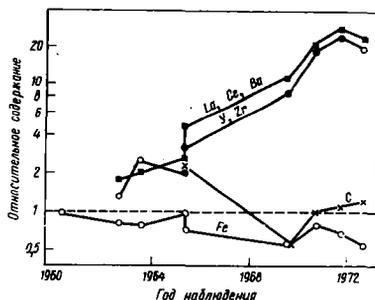


Рис.3. Отношение содержания некоторых элементов к солнечному в атмосфере переменной звезды *FG* Стрелы по спектральным оптическим наблюдениям

кривой распространенности по числу нейтронов на 8-10 единиц меньше магических. Они могли образоваться из нейтронно-избыточных магических по нейтронам ядер в результате каскада β -распадов после окончания γ -процесса. Пики, соответствующие медленному S -процессу, также существуют и расположены непосредственно вблизи магических нейтронных чисел ($A=90, 140, 208$; $N=50, 82, 126$).

Для синтеза нейтронно-избыточных ядер необходим достаточно большой поток нейтронов, чтобы захват очередного нейтрона опережал β -распад вблизи полосы стабильности. Только при большом избытке нейтронов β -распад становится очень быстрым и конкуренция этого быстрого распада с захватом нейтронов определяет полосу, внутри которой происходит рост массового числа A . На рис.2 такая полоса изображена нижней ступенчатой кривой [4]. Положение полосы зависит также от значения энергии связи нейтрона, так как образование интенсивных нейтронных потоков мыслимо лишь при высоких температурах $T \approx 10^9$ К ($kT \approx 10^5$ эВ), и

ядра со слабо связанным нейтроном ($\epsilon_n < 2$ МэВ) расщепляются квантами равновесного теплового излучения. Ступенчатость полосы обусловлена скачками энергии связи нейтрона и сечения захвата на магических числах.

Все три нижние кривые рис.2 (γ -полоса, полоса ядер стабилизированных вырождением электронов и граница положительной связи нейтрона $\epsilon_n > 0$) построены на основе одной из многих возможных таблиц ядерных масс. Такие эмпирические таблицы удовлетворительны вблизи полосы стабильности, но чем дальше от нее, тем менее достоверны. Для сильно нейтронно-избыточных ядер таблицы, конечно, далеко недостоверны. Поэтому положение всех трех нижних кривых рис.2 можно считать условным. Неопределенность этого положения характеризует главный недостаток физических оснований в расчетах ядер с большим избытком нейтронов.

Расчеты γ -процесса с существующими полуэмпирическими экстраполяциями масс ядер выясняют основные его особенности - краткость во времени (взрывной характер) и очень интенсивный поток нейтронов. В табл.2 приведены главные характеристики S - и γ -процессов и для сравнения те же характеристики ядерных взрывов, в которых, как известно, получены ядра урана с избытком до 18 нейтронов.

Таблица 2

Характеристики нейтронных процессов

Тип процесса	Плотность потока $n\nu, \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$	Длительность Δt	Интегральный поток $n\nu\Delta t, \text{см}^{-2}$
S - процесс	10^{16}	10^3 лет	$10^{26} - 10^{27}$
γ - процесс	$10^{27} - 10^{40}$	1-100 сек	$10^{27} - 10^{42}$
Ядерный взрыв	$> 10^{31}$	$< 10^{-6}$ сек	10^{25}

Из астрофизических явлений, подходящих для развития Z -процесса, рассматриваются прежде всего вспышки сверхновых. Наиболее вероятной причиной образования нейтронов считается вспышка внезапно разогретых ударной волной слоев, содержащих ядра углерода, кислорода, неона. Резкая зависимость выхода от температуры вызывает взрывное нарастание реакций, в том числе и тех, в которых образуются свободные нейтроны. Предлагаются [8] и не столь катастрофические, как взрывы сверхновых, механизмы быстрого синтеза, например вспышка на поверхности белых карликов в результате аккреции в двойных звездах. Такой механизм считается причиной вспышек новых звезд.

На рис. 2 нижняя полоса точек указывает на принципиальную возможность стационарного существования почти тех самых ядер, которые образуются в быстром Z -процессе. Для этого нужен только вырожденный электронный газ с высокой фермиевской границей, присущей веществу с плотностью порядка 10^{10} г/см³. Такие плотности, по-видимому, возможны во внутренних слоях белых карликов и гигантов, и уже во всяком случае они существуют во внешних слоях нейтронных звезд. Центральная плотность нейтронных звезд по имеющимся оценкам [11] превосходит ядерную плотность $\rho_{яд} \approx 10^{14}$ г/см³, и на пути от центра к поверхности можно встретить слои любой меньшей плотности, в том числе и такие, где стабильны нейтронно-избыточные ядра или смесь таких ядер со свободными нейтронами. Примерный состав вещества в зависимости от плотности показан на рис. 4 [15].

Существование тяжелых ядер в плотных слоях звезд и выбрасывание их в межзвездное пространство принципиально возможны, но практическая реальность таких явлений недостаточно выяснена. Предположения об извержениях вещества из нейтронных звезд высказывались наряду с гипотезами о звездотрясениях в поисках объяснения скачков в периоде моргания пульсаров; и такие предположения не могут удивлять нас землян, знающих об извержениях даже на нашей миниатюрной и холодной планете. Но исследование этих принципиальных возможностей составляет задачу будущих лет. В связи с современными и будущими астрофизическими исследованиями

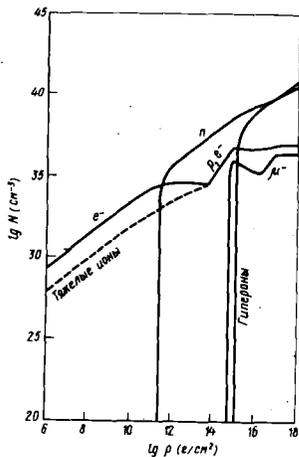


Рис.4. Состав вещества в зависимости от плотности

перед ядерной физикой стоит задача по возможности подробных измерений сечений взаимодействия нейтронов 5-200 кэВ (для S -процесса) со всеми доступными ядрами. В расчетах необходимы экспериментальные сечения, усредненные по широкому максвелловскому спектру нейтронов. Более трудную задачу выдвигает изучение γ -процесса - исследование радиоактивных в земных условиях ядер с большим избытком нейтронов. В современных лабораториях такие ядра пока получить не удается, но при ядерных взрывах многие из них образуются, хотя возможности их выделения не очевидны. Одним из путей может оказаться изучение столкновений самых тяжелых ядер - уран по урану. Опыт Сиборга и др. [13] показал, что при бомбардировке ^{238}U ядрами ^{84}Kr образуются ядра с любой массой A от 70 до 240, в том числе и такие, происхождение которых пока трудно объяснить. Примененный здесь радиохимический метод, конечно, не позволил обнаружить короткоживущие ядра. Но применение методического арсенала физических лабораторий [14], вероятно, приблизит физику к решению этой интересной задачи.

Л и т е р а т у р а

1. Gamov G. -"Phys.Rev.", 70, 542, 1946; 73, 803, 1948; Alfer et al. Cosmology, fusion and other matters. Ed. Reines F. London, Hilger, 1972, XIV.
2. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., "Наука", 1971.
3. Burbidge E. et al. -"Rev. Mod. Phys.", 29, 547, 1957.
4. Amiet J.P., Zeh H.D. -"Z. Phys.", 217, 485, 1968.
5. Seeger P.A. et al. -"Astroph. J.Supl.", II, 121, 1965.
6. Fowler W.A. Explosive Nucleosynthesis, p.297, 1973.
7. Ulrich R.K. Ibid, p.139, 1973.
8. Hoyle F., Clayton D.D. -"Aph. J.", 191, 705, 1974.
9. Endal A.S. "Aph. J.", 195, 187, 1975.
10. Hansen C.J., VanHorn H.M. -"Aph.J.", 195, 735, 1975.
11. Cohen J.M., Cameron A.G.W. -"Ap. Spa. Sci.", 10, 230, 1971.
12. Langer G.E. et al. -"Astroph. Journ.", May 1, 1974.
13. Seaborg G.T. et al. "Phys. Rev. Letters", 33,502,1974.
14. Флеров Г.Н. и др. -"Успехи физических наук", 100, 46, 1970; II4, 35I, 1974.
15. Tsuruta S., Cameron A.G.W. -"Canad. Journ. Phys.", 44, 1895, 1966.
16. Hughes D.J. -"Phys. Rev.", 70, 106A, 1946.
17. Macklin R.L., Gibbons J.H. -"Rev. Mod. Phys.", 37, 166, 1965; Allen B.I. et al. -"Advances in Nuclear Phys.", 4, 205, 1971.

Секция I. ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И ИХ ОЦЕНКА

Председатели Л.Н.Усачев, М.Н.Николаев

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ В РАСЧЕТАХ СПЕКТРА ИСТОЧНИКОВ ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРУНТЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

А.А.Биринцев, Ю.А.Медведев, Ю.А.Сафин,
Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов.

Аннотация

Систематизируются и оцениваются ядерные данные, необходимые в расчетах вторичного гамма-излучения, для ряда элементов, входящих в состав грунта. Приведены сечения генерации гамма-излучения для естественного кремния и алюминия.

Abstract

The nuclear data for secondary initiated neutron gamma-ray source spectrum in earth is described. Gamma-ray production cross-sections for natural silicon and aluminium are presented.

Знание спектра источников вторичного гамма-излучения, инициируемого нейтронами в грунте, необходимо в ряде задач ядерной геофизики (например, нейтронный гамма-каротаж) и в некоторых задачах физики защиты. Вторичное гамма-излучение образуется в грунте в результате реакций неупругого рассеяния, реакций с испусканием заряженных частиц и реакций радиационного захвата нейтронов. Реакции упругого рассеяния нейтронов и захвата нейтронов, не приводящие непосредственно к образованию вторичного гамма-излучения, сказываются на спектре этого излучения косвенным образом через энергетическое распределение нейтронов [1,2]. Больше всего в процентном отношении, как известно [3], в грунте содержится кислорода, кремния, алюминия и водорода. Существующие в настоящее время данные по нейтронным сечениям (в особенности для процессов неупругого рассеяния и захвата нейтронов с образованием заряженных частиц) и по соответствующим спектрам гамма-излучения для этих элементов неполны, отрывочны и в некоторых случаях противоречивы. Погрешность экспериментальных данных по нейтронным сечениям составляет в среднем 25-30%, а для некоторых величин

достигает ~50%. Для кислорода и водорода оценка ядерных данных проведена в работах [1,2]. Для кремния и алюминия часть этой проблемы решается в настоящей работе. Проведены систематизация и сравнение ядерных данных.

До энергии нейтронов ~2 Мэв выход вторичного гамма-излучения на кремнии определяется реакцией радиационного захвата. Для сечения радиационного захвата тепловых нейтронов ядром кремния в настоящее время рекомендовано [4] значение $\sigma_{n\gamma} = 0,16 \pm 0,02$ барн. Вплоть до энергии нейтронов ~600 эв оно уменьшается с ростом энергии пропорционально $E^{-1/2}$, спектр гамма-квантов, испускаемых в широком диапазоне от 0,752 до 10,611 Мэв, приведен в атласе [5]. Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией выше 50 кэв приведены в работах [6,7]. При энергии нейтронов выше 5,0 Мэв с заметным сечением идут реакции захвата нейтрона с испусканием заряженных частиц и последующей генерацией гамма-квантов в интервале энергии от 0,39 до 1,78 Мэв. Эти реакции для кремния изучены в настоящее время довольно хорошо, и существует несколько оценок этих сечений. На рис.1 приведены оценки сечения реакции (n,α) из американской [8] и английской [9] библиотек оцененных ядерных данных. Видно существенное различие. На наш взгляд, более предпочтительной является оценка [8], в которой учтены последние экспериментальные работы. При неупругом рассеянии нейтронов испускаются гамма-кванты с энергиями от 1,659 до 10 Мэв. При этом наиболее важной является реакция с испусканием гамма-квантов с энергией 1,779 Мэв. Сечение этой реакции отлично от нуля уже при энергии 1,9 Мэв и достигает ~800 мбарн при больших энергиях. При энергиях нейтронов выше 5 Мэв идут реакции с испусканием гамма-квантов с энергией 2,838; 3,196; 4,497 Мэв, сечение этих реакций не превышает 50 мбарн. Сечение неупругого рассеяния с испусканием гамма-квантов больших энергий не превышает 20 мбарн и поэтому возможно объединение этих реакций в одну эффективную реакцию с испусканием гамма-кванта с энергией 6,5 Мэв. В работе [10] было измерено сечение генерации гамма-квантов в результате взаимодействия быстрых нейтронов ($E_n > 1$ Мэв) с кремнием. Результаты этих измерений представлены на рис.2, здесь более предпочтительными являются данные рабо-

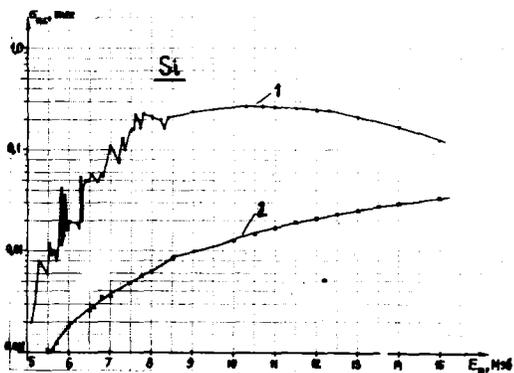


Рис.1. Сечение реакции (p, α) для кремния:
1 - оценка [8], 2 - оценка [9]

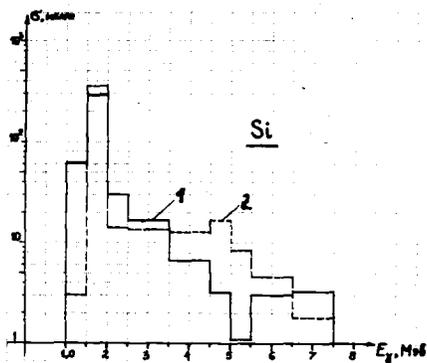


Рис.2. Сечение генерации гамма-квантов для кремния:
1 - работа [10], 2 - работа [11]

ты [10], выполненные с лучшим энергетическим разрешением.

Для сечения радиационного захвата тепловых нейтронов алюминием в настоящее время рекомендовано [4] значение $\sigma_{n,\gamma} = 0,230 \pm 0,003$ барн. Спектр испускаемых гамма-квантов приведен в атласе [5]. Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для алюминия даны в атласе [7]. Пороговая энергия реакции (n,p) для алюминия $\sim 2,5$ Мэв, она сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией 0,84 и 1,01 Мэв. Пороговая энергия реакции (n,α) для алюминия $\sim 4,8$ Мэв, она сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией 0,472 и 6,0 Мэв. Обе эти реакции хорошо изучены и выполнена современная оценка сечений этих реакций [12]. При неупругом рассеянии нейтронов на алюминии идет возбуждение уровней 0,842; 1,013; 2,21; 2,73; 2,98; 3,0; 3,68; 3,95 и 4,05 Мэв. Сечения этой реакции были оценены в работе [13] и могут быть рекомендованы для расчета спектра вторичного гамма-излучения. На рис. 3 показаны результаты измерения сечения генерации гамма-квантов в результате взаимодействия быстрых нейтронов ($E > 1$ Мэв) с алюминием [10]. Согласно этим данным с результатами работы [11] в целом лучше, чем для кремния, но данные все же различаются, особенно в области энергии гамма-квантов от 3 до 4 Мэв. Для выполнения расчетов рекомендуются данные работы [10].

Для формулирования требований к точности ядерных данных в расчетах спектра источников вторичного гамма-излучения в грунте необходимо вычисление коэффициентов чувствительности параметров вторичного гамма-излучения к вариациям в нейтронных сечениях. В настоящее время такая работа проводится.

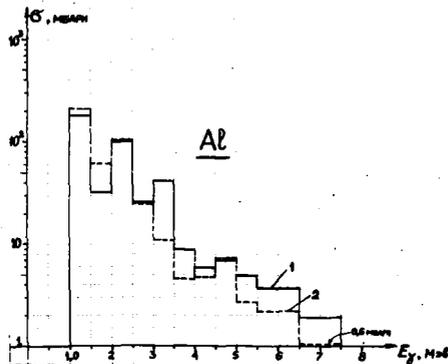


Рис.3. Сечение генерации гамма-квантов для алюминия:
 1 - работа [10], 2 - работа [11]

Л и т е р а т у р а

1. Кувшинников В.М. и др. В сб. "Нейтронная физика", часть I, стр.110, Обнинск, 1974 (ЦЯД ГК ИАЭ).
2. Кувшинников В.М. и др. "Ядерные константы", выпуск I6, стр.53, М., Атомиздат, 1974 (ЦЯД ГК ИАЭ).
3. Филиппов Е.Н. Прикладная ядерная геофизика. М., АН СССР, 1970.
4. Neutron Cross Sections, BNL-325, 3ed, vol. I (1974).
5. Атлас "Ядерные данные", часть I, М., Атомиздат, 1969.
6. В. Lundberg et al. "Phys. Scripta", 2, 265 (1970).
7. Стависский Ю.Я. и др. Радиационный захват быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1970.
8. Bhat M.R. et al. Rept. BNL 50379, March 1973.
9. Pope A., Story J. Rept. AEEW 351 (1964).
10. Maerker R. et al. "Nucl. Sci. Eng." 42, 335 (1970).
11. Troubetzkoy E.S. Rept. NDA-2111-3, vol. C (1959).
12. Лапенас А.А. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига, 1975.
13. Hinkelman K., Rept. KFK - 1340, Feb. 1971.

О ВЗАИМООТНОШЕНИИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И РАСЧЕТНОГО
МЕТОДА В ЗАДАЧЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ РЕАКТОРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

А.А.Ваньков, А.И.Воропаев
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Обсуждается методический вопрос о влиянии погрешностей, обусловленных приближениями расчетной модели и группового подхода, на результаты уточнения реакторного расчета исходя из анализа интегральных данных.

Abstract

The role of the errors due to the calculational method and group constants generation is discussed from the view points of an adjustment problem by the integral data analysis.

Введение. Общеизвестно, что удовлетворить требованиям к точности реакторного расчета практически невозможно без использования интегральных данных (см., например, [1, 2]). Однако использование интегральных данных в совместном анализе с дифференциальными (микроскопическими) приводит к физически правильному результату (корректировке групповых констант и соответственно расчетных величин) лишь при условии правильной оценки матрицы ошибок как дифференциальных, так и интегральных экспериментальных данных. В этих матрицах ошибок должны быть учтены погрешности, обусловленные неадекватностью условий эксперимента и расчета, т.е. погрешности многочисленных поправок на отличие реальной системы от ее расчетной модели. В равной степени должны быть учтены погрешности собственного группового подхода, т.е. способа подготовки групповых констант. Таким образом, понятие адекватности эксперимента и расчета включает не только (и не столько) учет поправок, но и всестороннюю, статистически непротиворечивую оценку ошибок эксперимента и расчета. Обсуждения

некоторых вопросов, связанных с ролью расчетной модели в задаче статистического анализа интегральных данных, и посвящена данная работа. В качестве примера рассматривается величина КВ (коэффициент воспроизводства).

Модель реактора и коэффициенты чувствительности КВ. В целом коэффициенты константной чувствительности КВ слабо зависят от геометрии реактора. Коэффициенты чувствительности в принципе зависят от способа компенсации реактивности [3]. Поэтому результат уточнения реакторных характеристик по интегральным экспериментам определяется также выбором стратегии в разработках перспективных реакторов. Вместе с тем, некоторые коэффициенты чувствительности при фиксированном способе компенсации оказываются зависящими от учета конструктивных особенностей реактора. Так, чувствительность КВ к β_c (U-238) изменяется в пределах фактора ~ 2 при изменении толщины экрана (утечки нейтронов из реактора), которое отвечает различию моделей той или другой конструкции реактора [4]. С этим обстоятельством в основном связана большая чувствительность КВ к β_c (U-238) для данных [5]. Сделан вывод об определяющем вкладе погрешности β_c (U-238) (а не величины α) в погрешность КВ.

В оценках КВ заслуживает внимания также погрешность, связанная с приближениями расчета пространственно-энергетических распределений, в особенности вблизи границ различных зон. Надежно оценить эту погрешность чисто теоретически затруднительно. Сравнение измеренных пространственно-энергетических распределений с расчетом свидетельствует о возможности больших расхождений (например, [6]), однако сами эксперименты такого рода могут быть ненадежными. В [7] и некоторых других работах содержатся экспериментальные и расчетные данные о пространственном распределении скоростей реакции N_f (Pu-239) и N_c (U-238) по радиусу и высоте и об отношении β_c (U-238)/ β_f (Pu-239) в центре моделирующей плутониевой сборки ZPPR-2. Сравнение этих данных с расчетом по стандартным программам M-26 по системе констант БНАБ-70 дает представление о возможных расхождениях ($\sim 4\%$) в КВ из-за

расхождений в пространственных зависимостях скоростей реакций. Хотя причина этих расхождений полностью не ясна, однако можно предположить, что она связана с погрешностью расчета пространственно-энергетических распределений. Этот вид модельной погрешности не является единственным. Проведение проектного расчета энергетического реактора предусматривает учет ряда конструктивных особенностей, не описываемых "простой" моделью (наличия органов регулирования, каналов и др.). Кроме того, расчет КВ сопряжен с трудностями, вытекающими из рассмотрения динамики выгорания и модели "равновесного состояния". Поэтому ясно, что уточнение КВ в результате корректировки констант по интегральным данным, полученным в простой геометрии, является лишь первым шагом в решении этой задачи.

Модельные погрешности групповых констант. В работе [8] исследовалась устойчивость результатов корректировки констант на основе измерений на сборках БЭС в зависимости от предположений относительно погрешности факторов блокировки и сечений замедления. Важность для КВ правильного описания явления блокировки и замедления следует из того факта, что доля реакций нейтронного поглощения в ρ_{u-239} ниже $E_n = 1$ кэв для перспективного бридера составляет ~20% от общего интеграла. Результат корректировки оказался критичным к упомянутым предположениям. Из этих результатов следует, что соответствующие смещения КВ оказываются лежащими в пределах $-0,06 \pm -0,15$ (при значении $KV=1,39$) для реакторной модели ОК-5 [3].

Зависимость значений групповых констант от способа подготовки исходя из файла констант $\mathcal{E}NDP/B-III$ для сборки ZPR-6-7 исследовалась в работе [9]. Было показано, что различие в группах для $E_n > 1$ кэв может составлять 2-3%. При уменьшении энергии различия возрастают. Отмечается трудность корректного расчета матрицы групповых переходов при неупругом рассеянии, а также пространственно-энергетического усреднения сечений. Сделан вывод о возможности модельной ошибки в $K_{эф} \sim 0,5\%$ или более. Из приведенных данных следует возможность модельной погрешности в $KV \sim 1,5 \pm 2\%$, тогда как "чисто константная" погрешность КВ в настоящее время оценивается в 7-10%.

Эффект гетерогенности. В ряде работ ([9-12] и др.) делается попытка количественной оценки масштаба методической погрешности реакторного расчета, подчеркивается важная роль корректного учета эффекта гетерогенности в критических сборках. Проблема заключается в том, что реализация строгого подхода для учета этого эффекта (метод Монте-Карло или численное решение кинетического уравнения) наталкивается на практические трудности. В [12] сообщается, что при корректном решении частной задачи учета гетерогенности среднегрупповые сечения поглощения для μ -238 в резонансной области энергий оказались на ~50% меньше по сравнению с обычным методом расчета (с использованием теоремы эквивалентности и вероятности соударений).

Во многих случаях главная компонента погрешности измеренных интегральных величин обусловлена поправкой на гетерогенность. Например, при анализе данных по $K_{эф}$ и $\beta_c(\mu-238)/\beta_f(Pu-239)$ для сборки ZPR-6-7 с целью уточнения КВ эта погрешность (стандартное отклонение) была оценена в $\pm 0,5\%$ для $K_{эф}$ и $\pm 3\%$ в отношении средних сечений. Эти погрешности в несколько раз меньше соответствующих константных погрешностей расчета. Однако нужно учесть, что погрешности поправок на неадекватность эксперимента и расчета носят систематический характер. Это значит, что включение в анализ дополнительного набора однотипных величин, измеренных на разных сборках, в условиях общего источника погрешности не дает существенно новой информации, т.е. дополнительного уточнения реакторных характеристик. В частности, при указанном выше уровне погрешности экспериментального определения интегральных величин только из-за эффекта гетерогенности достижение требуемой точности КВ $\pm 2\%$ является проблемой.

Л и т е р а т у р а

1. Hemment C.E. and Pendlebury E.D. The Optimization of Neutron Cross-Section Data Adjustments to Give Agreement with Experimental Critical Sizes. Proc. of the Internat. Conf. on Fast Critical Experiments and Their Analysis. ANL-7320. Argonne, Oct. 1966, p.88.

2. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Д.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных. Симпозиум "Приложение ядерных данных в науке и технологии", Париж, март 1973.

3. Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Зависимость характеристик реакторов от констант. Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по проблемам физики быстрых реакторов. Мелекес, ноябрь 1969 г.

4. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Орлов В.В. О корреляции параметров критичности и воспроизводства. Обнинск, препринт ФЭИ-518 (1974).

5. Greebler P., Hutchins B.H., Cowan C.L. Implications of Nuclear Data Uncertainties to Reactor Design. Second Internat. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, June 1970. IAEA, v.1, p.17.

6. Okrent D. et al. "Nuclear Applic. and Techn.", 1970, v.9, p.454.

7. Davey W.G. et al. "Nucl. Sci. and Eng.", 1973, v.51, p.415.

8. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Уточнение констант и функционалов в результате ряда экспериментов на сборках БЭС. Обнинск. Препринт ФЭИ-444 (1973).

9. Weisbin C.R. et al. Fast reactor cross-section proceeding codes. Report on the ANS Conf. "Advanced Reactors; Physics, Design and economics". Atlanta, Sept. 1974.

10. Золотухин В.Г. и др. Нейтронная физика. Материалы 2-й Всесоюзной конференции, ч. I, с.169 (1974).

11. Барыба М.А. и др. Нейтронная физика. Материалы 2-й Всесоюзной конференции, ч. I, с.175 (1974).

12. Karim R.A. "Trans. ANS", 1974, v.19, p.389.

ПЛАНИРОВАНИЕ СЕРИИ "ЧИСТЫХ" КРИТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА ТЯЖЕЛОЙ ВОДЕ С ЕСТЕСТВЕННЫМ УРАНОМ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ
УТОЧНЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ КОНСТАНТ

П. П. Благоевски

(Институт теоретической и экспериментальной физики)

Аннотация

Из большого набора модельных критических "экспериментов" выбрасывали наименее информативные "измерения". Информативность определялась по изменению погрешностей оценки, т.е. совместного рассмотрения микро- и макроэкспериментов. Вычисления производились заново на каждом новом шаге выбраковки. Достигнута экономия материалов по сравнению с "интуитивным" планированием при незначительном ухудшении точности примерно в 5 раз.

Abstract

From a large series of model critical "experiments", the less informative "measurements" were excluded. The informativeness was defined according to the Change of the estimate error, i.e. the joint consideration of micro- and macro-experiments. The calculations were made anew at every new step of exclusion. A saving of materials was achieved as compared with "intuitive" planning, with an insignificant reduction of accuracy approximately by five times.

В работе [1] дана методика получения оптимальной системы констант, позволяющей наилучшим образом описывать заданный набор микро- и макроэкспериментов. Там же предложен способ вычисления погрешностей этих констант, который учитывает погрешности каждого отдельного измерения (микро и макро) и все корреляции величин, т.е. их функциональные связи, которые следуют из "идеальной" теории реакторов.

Назовем такую процедуру определения оптимальных констант и их погрешностей процедурой оценки.

Расчет серии критических экспериментов с применением оптимальных (или оцененных) констант оказывается значительно более точным (в 5-10 раз), чем расчет с экспериментальными значениями констант. Мы полагаем, что, выполнив достаточно тщательно ряд измерений на нескольких чистых критических сборках, можно получить набор оцененных констант, который обеспечит такую точность расчетного прогноза, что требования практики для тяжеловодных систем будут удовлетворены ($\Delta K_{\text{эфф}} \approx 0,001 + 0,003$).

Теоретическая обработка результатов экспериментов будет сделана с применением разнообразных и мощных вычислительных средств - программ на ЭВМ. В данной работе сделана оценка необходимых затрат естественного урана, чтобы обеспечить поставленную задачу. Для решения этого вопроса мы использовали ту же модельную задачу, что и в [1]. То обстоятельство, что задача модельная, не мешает сделать выводы, пригодные для практики, т.к. мы не интересуемся номиналами констант, а лишь их погрешностями. Погрешности же были взяты весьма близкими к реальным, а простая расчетная схема вычисления лапласианов в основном правильно отражает главные физические зависимости величин.

Анализ точности физического расчета холодного тяжеловодного реактора показал, что главный вклад в погрешность вносят следующие ядерно-физические константы: 1) тепловые сечения поглощения, деления и ν_f урана-235; 2) тепловое сечение поглощения и средние по спектру деления сечения деления, неупругого замедления и ν_f урана-238; 3) т. наз. блокированная и не-

блокированная части эффективного резонансного интеграла урана-238; 4) резонансные интегралы поглощения и деления урана-235; 5) тепловое транспортное сечение, возраст по Ферми и замедляющая способность тяжелой воды. Целью планируемых экспериментов служит уточнение именно этих величин.

Первоначально был рассмотрен большой набор экспериментов, в котором перекрывался весь интервал возможных значений диаметров урановых блоков и шагов решеток, при этом "густота" точек выбиралась на основе интуитивных соображений. Для всего набора были вычислены погрешности оценки каждой интересующей нас ядерной константы. Из первоначального набора выбрасывались поочередно с последующим восстановлением отдельные эксперименты (или группы экспериментов) путем придания им большой погрешности. При исключении из оценки макроэкспериментов погрешности всех оцениваемых констант увеличивались. По этому увеличению мы судили об информативности исключенных экспериментов. Наименее информативные опыты отбрасывались совсем, и вся процедура поиска повторялась снова на уменьшенном наборе интегральных экспериментов и т.д.

Такая процедура очень напоминает градиентный метод. Наиболее информативными, как правило, оказывались т. наз. "крайние" точки (с минимальным и максимальным значением параметров). Интересно отметить, что пока набор был "большим", встречались эксперименты с "отрицательной" информативностью, т.к. ещё сказывалась погрешность самих интегральных опытов.

Таблица иллюстрирует основные результаты планирования.

<u>№ колонки</u>	<u>Заголовок колонки</u>
1	Обозначения изотопов
2	Области энергии: т - тепловая 0 - 0,5 эв, р - резонансная 0,5 - 10^6 эв, б - быстрая 1 - 5 мэв.
3	Обозначения констант
4	Принятые в модельном расчете номиналы констант
5	Размерность констант
6	Принятые в модельном расчете абсолютные значения экспериментальных погрешностей

- 7 | Погрешности оценки в % к экспериментальным погрешностям
 8 | Для полного набора критических сборок (21 шт.)
 9 | Для набора критических сборок после планирования (6 шт.)

I	2	3	4	5	6	7 ^x	
						8	9
Уран-235	т	σ_α	678,5	барн	1,90	95	95
		σ_f	580,2	барн	1,80	76	77
		ν_f	2,423	б/р	0,006	85	86
	р	I_a	565	барн	15	94	95
		I_f	400	барн	10	83	86
Уран-238	т	σ_α	2,721	барн	0,016	92	93
	р	$R_{\text{блок}}^{\text{I}}$	26,8	барн·г ^{1/2} см ⁻¹	1,34	26	31
		$R_{\text{небл}}^{\text{I}}$	4,25	барн	0,25	64	66
	б	σ_f	0,29	барн	0,0174	57	75
		σ_{in}	2,47	барн	0,5	23	78
ν_f		2,5	б/р	0,05	88	93	
D ₂ O	т	σ_{tz}	3,1	барн	0,134	84	93
	р	τ	25	см ²	3	18	41
		$\xi\sigma_s$	5,40	барн	0,03	99	99

^x Различие между этими цифрами небольшое, т.е. достигнутая точность практически одинакова (кроме величин τ и σ_{in}), тогда как затраты урана снижаются в ~5 раз.

Следует иметь в виду, что погрешности оценки нельзя считать независимыми - они скоррелированы. Казалось бы, уточнение сечений урана-235 - небольшое, но эффективная величина η для естественного урана уточняется в три раза [1].

Дальнейшие уточнения возможны путем других интегральных измерений: критических экспериментов с ураном различного обогащения (или обеднения), измерения спектральных индексов и т.п.

Наши результаты получены самыми простыми методами без применения каких-либо специальных математических ухищрений. Число оптимизируемых параметров невелико, поэтому мы можем многократно обращаться матрицы, на современной ЭВМ это занимает

время порядка минут. Специальные методы в нашем случае не нужны.

Общий вывод работы таков: не нужно выполнять большого количества экспериментов, надо сделать весьма ограниченное число критических измерений (для урановых блоков с двумя различными диаметрами по три крит. эксперимента при различных шагах решетки), но выполнение и обработка должны быть возможно более тщательными.

Л и т е р а т у р а

[1] П.П.Благоволин. Математическое моделирование процесса уточнения ядерно-физических констант путем анализа критических экспериментов.

Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев. Май 1973 г.

Сб. "Нейтронная физика". Ч. I, Обнинск, 1974, с. 104.

РЕАЛИЗАЦИЯ ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА
ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ОТНОШЕНИЮ К
ДРОБНО-ЛИНЕЙНЫМ РЕАКТОРНЫМ ФУНКЦИОНАЛАМ В ДВУМЕРНОЙ
ГЕОМЕТРИИ

О.П.Чухлова, М.Н.Зизин (НИИАР)

Аннотация

В работе описывается комплекс программ, рассчитывающих эффективность групповых нейтронных сечений по отношению к таким характеристикам реактора, как коэффициент воспроизводства, отношение скоростей реакций и др. Комплекс основан на методе Бубнова-Галеркина. Отличительной особенностью данного комплекса является возможность расчета эффективностей нейтронных сечений для двумерных моделей реактора с числом групп до 26.

Abstract

A set of codes is described by means of which efficiencies of group neutron cross sections are computed as related to such reactor characteristics as : breeding ratio, reaction rate ratios and so on. The set is based on Bubnov-Galyorkin technique. The distinctive feature of the given set is a possibility of computation of neutron cross section efficiencies for two-dimensional reactor models, a number of groups in which is up to 26.

Описываемый комплекс ВТВ является модулем системы ЭКС, разрабатываемой в НИИАР и предназначенной для оценки интегральных экспериментов. Программы комплекса написаны на языке АЛФА, модификации языка АЛГОЛ-60. Эффективности нейтронных сечений рассчитываются для двумерных моделей реактора в x , y - и z , x - геометриях с числом физических зон не больше 16, геометрических зон не больше 40 и числом энергетических групп, не превосходящим 26.

Эффективность χ_r ядерной константы k по отношению к реакторной характеристике X определяется (см. [1]) как относительное изменение расчетного значения X , имеющего место при единичном относительном изменении k , т.е.

$$\frac{\Delta X}{X} = \chi_r \frac{\Delta k}{k} \quad (1)$$

Для нахождения эффективностей нейтронных сечений по отношению к дробно-линейным функционалам потока использованы диффузионные многогрупповые формулы и уравнения обобщенной теории возмущений, описанные в работах [2, 3]. В комплексе ВТВ прямое и сопряженное уравнения переноса нейтронов и неоднородное уравнение для ценности нейтронов относительно дробно-линейного функционала потока решаются методом Бубнова-Галеркина. В рамках этого же метода реализованы формулы обобщенной теории возмущений. Эффективности нейтронных сечений находят-ся по отношению к функционалам вида:

$$\frac{\sum_b \sum_{j=1}^{U_b} \sum_{\ell=1}^{G_b} (\alpha_{1,\ell}^b \cdot \sigma_{c,j,\ell}^b + \alpha_{2,\ell}^b \cdot \sigma_{f,j,\ell}^b) F_j^\ell}{\sum_g \sum_{j=1}^{U_g} \sum_{\ell=1}^{G_g} (\alpha_{3,\ell}^g \cdot \sigma_{c,j,\ell}^g + \alpha_{4,\ell}^g \cdot \sigma_{f,j,\ell}^g) F_j^\ell} \quad , \quad (2)$$

где

G - число энергетических групп;

U - число зон в реакторе;

b - сырьевые изотопы топлива;

g - изотопы, делящиеся под действием тепловых нейтронов;

F_j^ℓ - интегральный поток нейтронов j -й энергетической группы, ℓ -й зоны;

$\alpha_{1,\ell}^b, \alpha_{2,\ell}^b, \alpha_{3,\ell}^g, \alpha_{4,\ell}^g$ - произвольные числа или концентрации изотопов в ℓ -й зоне реактора.

С помощью задания величин $\alpha_{1,\ell}^b, \alpha_{2,\ell}^b, \alpha_{3,\ell}^g, \alpha_{4,\ell}^g$ по формуле (2)

можно получить КВ (коэффициент воспроизводства), КВА (коэффициент воспроизводства по активной зоне), отношение скоростей реакций, тепловыделение и т.д.

В настоящее время в модуле ВТВ рассчитываются эффективности сечений захвата σ_c , деления σ_f , неупругого рассеяния σ_{in} и неупругого перехода $\sigma_{in}^{n \rightarrow k}$. В дальнейшем этот список будет пополнен. Эффективности сечений изотопов, входящих в состав реактора, находятся для каждой зоны и группы. В расчетных формулах учитывается, что изменение одних сечений влечет изменение других. При возмущении σ_f изменяются $\sqrt{\sigma_f}$, σ_{cfd} , σ_{tr} . При возмущении σ_c , σ_{in} , $\sigma_{in}^{n \rightarrow k}$ изменяются σ_{tr} , σ_{cfd} . В формулах для расчета эффективностей нейтронных сечений предусмотрена возможность после возмущения ядерной константы возвращение реактора в критическое состояние. В модуле ВТВ критичность восстанавливается изменением обогащения топлива. Считается, что при изменении обогащения изменяются пропорционально своей концентрации те компоненты топлива, за счет которых происходит изменение обогащения. Изменение обогащения может производиться в одной или нескольких зонах. В последнем случае сохраняется неизменным отношение обогащений в этих зонах. Включение модуля ВТВ в систему ЭЭС позволяет использовать как набор констант БНАБ-26 [4] с его модификациями, так и вводить готовые макро- и микросечения. Для сравнительных расчетов была использована двумерная модель большого быстрого реактора с плутониевым топливом и одной активной зоной. Состав реактора, макроскопические и микроскопические сечения приведены в работе [5]. Эффективности нейтронных сечений по отношению к $K_{эф}$ и КВА, рассчитанные модулем ВТВ, сравниваются с данными прямых расчетов, приведенными в работе [5] (программа М). При расчетах модулем ВТВ было выбрано 9 координатных функций по радиусу и столько же по высоте реактора. Получены значения следующих реакторных характеристик:

$$K_{эф} = 1,0047 \text{ (программа ВТВ)}, \quad 1,0003 \text{ (программа М)};$$

$$КВА = 0,872 \text{ (программа ВТВ)}, \quad 0,872 \text{ (программа М)};$$

$$КВ = 1,678 \text{ (программа ВТВ)}, \quad 1,681 \text{ (программа М)}.$$

В работе [5] приведены данные о влиянии числа расчетных узлов на $K_{эф}$, КВА, КВ. При измельчении расчетной сетки КВА изменяет-

ся незначительно, $K_{эф}$ возрастает, становясь ближе к значению, найденному модулем ВТВ, а КВ становится меньше на $\sim 0,5\%$. После расчета эффективностей микросечений относительно $K_{эф}$ и КВА модулем ВТВ по формуле (1) были найдены процентные изменения в микросечениях, приводящие к изменению $K_{эф}$ и КВА на 0,001 (таблицы 1, 2). При анализе таблицы 1 нужно учесть, что в расчетах по программе М не принималась во внимание зависимость транспортно-портного сечения от сечений захвата, деления и рассеяния. В расчетах по обеим программам ВТВ и М после возмущения сечений критичность восстанавливалась изменением доли плутония в топливе при неизменном полном числе атомов топлива. Сравнение результатов расчета показало, что комплекс ВТВ может быть использован при решении задач коррекции нейтронных сечений при расчетах быстрых реакторов.

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Зарицкий, М.Ф.Троянов. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Д-20, I, Мелекес (1970).
2. Л.Н.Усачев. "Атомная энергия", 15, 472 (1963).
3. С.М.Зарицкий. Обобщенная теория возмущений и некоторые задачи физики быстрых реакторов. Автореферат диссертации (1970).
4. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат (1964).
5. G.P. Moorhead. *The effects of errors in cross-section data on calculations for a large dilute fast reactor. IAEA, Proceedings of a Seminar on the physics of fast and intermediate reactors*, II, Vienna, August (1961).

Таблица I
Процентные изменения в микросечениях активной зоны и
экрана, приводящие к изменению $K_{эф}$ на 0,001

Вид сечения	Программа	Группа	ρ_{Li}^{239}	ρ_{Li}^{240}	U^{238}	U^{235}	Fe	Na
$\sigma_c, \%$	М	1	-100	-560	-20	-1200	-110	-4700
		2	-19	-52	-2	-240	-34	-620
		3	-7	-34	-1,3	-110	-25	-420
		4	-5,7	-24	-1,1	-85	-17	-360
		5	-6,7	-38	-2	-91	-71	-460
	ВТВ	1	-125	-573	-20,8	-1214	-109	-4070
		2	-19,3	-53,6	-2,02	-249	-33,7	-588
		3	-7,16	-36,6	-1,38	-120	-25,7	-442
		4	-5,95	-25,2	-1,16	-89,6	-18,1	-371
		5	-7,11	-39,8	-2,15	-96,4	-77,3	-481
$\sigma_f, \%$	М	1	2,1	14	1,2	62		
		2	0,61	9	220	16		
		3	0,62	510		12		
		4	0,83			11		
		5	1,5			17		
	ВТВ	1	2,02	13,9	1,17	61,8		
		2	0,628	9,02	227	16,3		
		3	0,626	501		11,6		
		4	0,827			11,0		
		5	1,52			16,6		
$\nu, \%$	М	1	1,3	8,2	0,69	37		
		2	0,44	5,7	140	10		
		3	0,45	320		7,9		
		4	0,66			8,4		
		5	1,1			12		
	ВТВ	1	1,33	8,18	0,691	37,3		
		2	0,441	5,80	147	10,7		
		3	0,452	336		7,96		
		4	0,618			7,96		
		5	1,12			11,8		

Таблица 2

Процентные изменения в микросечениях активной зоны и экрана, приводящие к изменению КВА на 0,001

Вид сечения	Программа	Группа	ρ_{Li}^{239}	ρ_{Li}^{240}	U^{238}	U^{235}	Fe	Na	C
бс, %	И	1	-30	-250	50	-600	-50	-200	
		2	-4	-25	2,5	-120	-16	-300	
		3	-1,2	-16	1,6	-50	-11	-180	
		4	-0,9	-9	1	-16	-7	-140	
		5	-1,1	-15	2	-30	-30	-180	
	ВТВ	1	-28,6	-284	36,6	-625	-56,4	-199	
		2	-3,85	-27,6	2,32	-123	-16,6	-291	
		3	-1,30	-16,5	1,49	-54	-11,6	-199	
		4	-0,97	-10	1,02	-35,3	-7,19	-147	
		5	-1,22	-16,6	1,70	-40	-32	-200	
бф, %	И	1	2,8	8	0,6	30			
		2	0,8	4	100	8			
		3	0,9	200		6			
		4	1,3			8			
		5	2,5			10			
	ВТВ	1	2,75	6,94	0,58	30,7			
		2	0,91	4,61	116	8,25			
		3	1,02	269		6,14			
		4	1,46			6,14			
		5	2,53			9,16			

ЭКС - МОДУЛЬНАЯ СИСТЕМА ПРОГРАММ ДЛЯ ОЦЕНКИ
ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

М.Н.Зизин (НИИАР)

Аннотация

Описывается модульная система программ, с помощью которой можно проводить оценку интегральных экспериментов и осуществлять хранение расчетных и экспериментальных данных по критборкам в форматах, определяемых списком стандартных величин системы ЭКС. Библиотека системы содержит 140 вычислительных модулей, в том числе модули для расчета коэффициентов чувствительности дробно-линейных функционалов к изменению микро- и макросечений.

Abstract

Module code system is described by means of which it is possible to estimate integral experiments and to realize storing calculated and experimental data on critical assemblies in formats specified by the list of ЭКС system standard values. The library of the system comprises 140 computational modules including those for calculating the sensitivity coefficients of fraction-linear functionals to micro- and macro cross sections changes.

Необходимость разработки специализированной системы программы, предназначенной для оценки интегральных экспериментов, назрела уже давно. Цели и задачи всего комплекса работ, связанных с оценкой макроскопических экспериментов и коррекцией нейтронных констант для расчета быстрых реакторов (система ИНДЭКС), сформулированы в работе [1].

Создание модульной системы ЭКС ставит своей целью решить часть задач, поставленных при формулировке системы ИНДЭКС [1], причем речь идет о создании именно системы, а не коллекции разрозненных программ.

С помощью системы ЭКС можно решать следующие задачи:

- (1) Описание оцененных интегральных экспериментов на специализированном языке системы ЭКС.
- (2) Оценка интегральных экспериментов (на первом этапе - частичная).
- (3) Хранение расчетных и экспериментальных данных по критсборкам, включая возможность хранения ковариационных матриц. В архиве системы ЭКС за единицу хранения принимается критсборка.

Разработка системы ЭКС производится на основе системы ФИХАР [2,3] с помощью расширения списка стандартных обозначений, увеличения библиотеки модулей за счет разработки специализированных модулей и повышения эффективности ряда существующих модулей. Опыт работы с системой ФИХАР показал, что описание формата данных с помощью введения специальных стандартных величин является мощным и гибким средством для однозначного описания входных и выходных данных как для отдельных модулей, так и для расчетного задания. Естественное расширение списка стандартных обозначений позволяет описать и экспериментальные характеристики оцененных интегральных критопытов. Система стандартных обозначений соединяет преимущества стандартизации с естественностью изложения на общепринятых алгоритмических языках.

Список стандартных обозначений системы ФИХАР был расширен путем введения обозначений для следующих наборов характеристик:

1. Экспериментальные величины, измеряемые в критопытах.
2. Функционалы, измеряемые и рассчитываемые в центре критсборок.

3. Источники и решения прямых и сопряженных неоднородных уравнений переноса, используемых в обобщенной теории возмущений.
4. Коэффициенты чувствительности различных функционалов по отношению к изменениям сечений, концентраций и т.д.
5. Ковариационные матрицы.
6. Поправки к измеряемым и рассчитываемым функционалам.

Пользователю предоставлена возможность давать комментарии к способам измерения, расчета и введения поправок к функционалам. Список новых стандартных обозначений, дополнительно введенных в систему ЭКС по сравнению с системой ФИХАР [2], приведен в таблице.

Библиотека системы ЭКС состоит из набора модулей, каждый из которых представляет собой программу, вычисляющую одну или несколько характеристик реактора, и каталога микроскопических сечений различных элементов и их соединений.

Библиотека сечений содержит систему констант БНАБ-26 [4] и ряд ее модификаций. Сечения, блокированные по составу зон, могут быть рассчитаны либо с помощью программы МИМ, учитывающей гомогенную резонансную блокировку с помощью факторов самоэкранировки, либо с помощью программы АРАМАКО [5], использующей для учета блокировки подгрупповое представление сечений. Поток и ценность нейтронов могут быть рассчитаны в одномерной геометрии в P_1 - и S_n -приближениях; в двумерной (X, Y) - и (R, Z) -геометриях — в P_1 -приближении (конечно-разностным и вариационным методами), а также в триангулярной геометрии DSM -методом.

Большая часть остальных модулей написана в самом общем виде, позволяющем вести расчет в одно-, двух- и трехмерной геометриях.

В библиотеку модулей системы ЭКС, по сравнению с системой ФИХАР, дополнительно включены модули расчета отношений скоростей реакций и реактивностей в центре реактора, а также модули расчета чувствительности функционалов, измеряемых на критсборках, к изменениям сечений, концентраций и размеров реактора.

Результаты оценки интегрального эксперимента вместе с его описанием и корреляционными матрицами должны служить исходной информацией для коррекции сечений, однако предполагается, что такая оценка будет производиться с помощью отдельной подсистемы

КОКОН [Г]. Подсистема КОКОН должна быть отдельной, так как внутри нее требуется несколько другой подход к хранению информации, необходимой для коррекции констант, а также введения дополнительной информации (матрица ковариации сечений и т.д.).

В разработке системы ЭКС принимали участие: М.Н.Николаев (ФЗИ), С.М.Зарицкий (МИФИ), Т.А.Темноева, О.П.Чухлова, Л.Н.Ярославцева, А.И.Башмачников, О.А.Савочкина (НИИАР).

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Зарицкий, М.Н.Николаев, М.Ю.Орлов. Использование макроскопических экспериментов для коррекции нейтронных констант и уточнения расчетов быстрых реакторов. Доклад на советско-шведском симпозиуме по физике тепловых и быстрых реакторов. Сентябрь (1972), Дубна.
2. А.И.Башмачников, Б.А.Загацкий, М.Н.Зизин и др. ФИХАР - модульная система программ для реакторных расчетов. Препринт НИИАР П-175, Дмитровград (1972).
3. М.Н.Зизин, Б.А.Загацкий, Т.А.Темноева, Л.Н.Ярославцева. Автоматизация реакторных расчетов. Атомиздат, М. (1974).
4. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М. (1964).
5. В.Ф.Хохлов, М.М.Савоськин, М.Н.Николаев. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Атомиздат, вып.7, М. (1970).

Таблица

<i>PRHM</i>	ПРИМЕЧАНИЕ О СБОРКЕ
<i>NNTP</i>	НОМЕР ГРУППЫ РАСЧЕТА
<i>NNFL</i>	ЧИСЛО ФУНКЦИОНАЛОВ
<i>MNFL</i>	МАКСИМАЛЬНЫЙ НОМЕР ФУНКЦИОНАЛА
<i>KFL(NF)</i>	НОМЕРНОЕ ЗНАЧЕНИЕ NF-ГО ФУНКЦИОНАЛА
<i>EFL(NFL)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЕ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА
<i>CFL(NFL)</i>	РАСЧЕТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА
<i>NNC</i>	ЧИСЛО ПОПРАВК
<i>NNAS</i>	ЧИСЛО СБОРК (ДЛЯ NTASK2)
<i>NNXS</i>	ЧИСЛО ИЗМЕНЯЕМЫХ СЕЧЕНИЙ
<i>NNTK</i>	ЧИСЛО ИЗМЕНЯЕМЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОНСТАНТ
<i>NKP</i>	СПОСОБ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КРИТИЧНОСТИ
<i>RFC(MF, M)</i>	ОТНОШЕНИЕ СКОРОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М К СКОРОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>RFCE(MF, M)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОТНОШЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М К СКОРОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>RDC(MF, M)</i>	ОТНОШЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА ЯДРА М К СКОРОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>RDC E(MF, M)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОТНОШЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА ЯДРА М К СКОРОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>RROD(MF, M)</i>	ОТНОШЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ ОДНОГО ЯДРА ЭЛЕМЕНТА М К РЕАКТИВНОСТИ ОДНОГО ЯДРА ЭЛЕМЕНТА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>RRODCE(MF, M)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОТНОШЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ ОДНОГО ЯДРА ЭЛЕМЕНТА М К РЕАКТИВНОСТИ ОДНОГО ЯДРА ЭЛЕМЕНТА М В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>PSR(NFL, NG, NR, K, J, I)</i>	РЕШЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА NG-й ГРУППЫ В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЕ
<i>FR(NG, NR, K, J, I)</i>	ПОТОК НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЕ
<i>FA(NG, NR, K, J, I)</i>	ЦЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЕ

Продолжение таблицы

PSA(NFL,NG,NR,K,J,I)

РЕШЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО СОПРЯЖЕННОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА NG-й ГРУППЫ В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЫ

QNR(NFL,NG,NR,K,J,I)

ИСТОЧНИК НЕОДНОРОДНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА NG-й ГРУППЫ В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЫ

QNA(NFL,NG,NR,K,J,I)

ИСТОЧНИК НЕОДНОРОДНОГО СОПРЯЖЕННОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА NG-й ГРУППЫ В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-й ЗОНЫ

FP(NFL,NG2,NG1,NR)

$\int FR(NG1, NR, K, J, I) \times PSA(NFL, NG2, NR, K, J, I) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-ЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ ИЛИ

$\int FR(NG1, NR, K, J, I) \times PSA(NFL, NG2, NR, K, J, I) DV +$

$\int FA(NG1, NR, K, J, I) \times PSR(NFL, NG2, NR, K, J, I) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-БИЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ

$\int GRAD(FR(NG, NR, K, J, I)) \times GRAD(PSA(NFL, NG, NR, K, J, I)) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-ЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ ИЛИ

$\int GRAD(FR(NG, NR, K, J, I)) \times GRAD(PSA(NFL, NG, NR, K, J, I)) DV +$

$\int GRAD(PSR(NFL, NG, NR, K, J, I)) \times GRAD(FA(NG, NR, K, J, I)) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-БИЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ

$\int FR(NG, NR, K, J, I) \times QNA(NFL, NR, K, J, I) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-ЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ ИЛИ

$\int FR(NG, NR, K, J, I) \times QNA(NFL, NR, K, J, I) DV +$

$\int PSR(NFL, NG, NR, K, J, I) \times QA(NR, K, J, I) DV$

ЕСЛИ NFL ДРОБНО-БИЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ

DFP(NFL,NG,NR)

ФУНКЦИОНАЛ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЯ (ДИФФУЗИОННЫЙ)

ФУНКЦИОНАЛ ОБЪЕМНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ (ДИФФУЗИОННЫЙ)

FQP(NFL,NG,NR)

$\int FR(NG1, NR, K, J, I) \times FA(NFL, NG2, NR, K, J, I) DV$

$\int GRAD(FR(NG, NR, K, J, I)) \times GRAD(FA(NG, NR, K, J, I)) DV$

$\int FR(NG, NR, K, J, I) \times QA(NR, K, J, I)$

FPTK(M,NR)

КОРРЕЛЯЦИЯ РАСЧЕТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФУНКЦИОНАЛА NFL1 ТЕКУЩЕЙ ЗАДАЧИ И ФУНКЦИОНАЛА NFL2 ЗАДАЧИ NTASK2

FPTF(M,NR)

КОРРЕЛЯЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФУНКЦИОНАЛА NFL1 ТЕКУЩЕЙ ЗАДАЧИ И ФУНКЦИОНАЛА NFL2 ЗАДАЧИ NTASK2

FFA(NG2,NG1,NR)

DFFA(NG,NR)

FQFA(NG,NR)

CM(NFL1,NFL2,NTASK2)

CME(NFL1,NFL2,NTASK2)

CDR(NFL,NCOR)

ПОПРАВКА ТИПА NCOR ДЛЯ РАСЧЕТНОГО ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛА NFL

Продолжение таблицы

<i>CORE (NFL, NCDP)</i>	ПОПРАВКА ТИПА КСОЯ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛА NFL
<i>FRC (NG)</i>	ПОТОК НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>FAC (NG)</i>	ЦЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В ЦЕНТРЕ РЕАКТОРА
<i>S(M, NFL, NG, NR, NXS)</i>	КОЭФФИЦИЕНТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА К ИЗМЕНЕНИЮ NXS-ГО СЕЧЕНИЯ M-ГО ЭЛЕМЕНТА, NG-Я ГРУППЫ NR-И ЗОНЫ
<i>ST (NFL, NR, NTK)</i>	КОЭФФИЦИЕНТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ NFL-ГО ФУНКЦИОНАЛА К ИЗМЕНЕНИЮ NTK-И ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ КОНСТАНТЫ В ЗОНЕ NR
<i>DXE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ X
<i>DRE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ R
<i>DYE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ Y
<i>DFIE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ FI
<i>DZE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ Z
<i>DTE (NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РАЗМЕР NR-И ЗОНЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ TETA
<i>FRE (NG, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОТОК НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>FAE (NG, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЦЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ NG В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>EFKE</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТИВНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ УМНОЖЕНИЯ
<i>GCORE</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ КРИТИЧЕСКАЯ МАССА РЕАКТОРА
<i>PE (M, NR)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ВЕС M-ГО ЭЛЕМЕНТА В NR-И ЗОНЕ
<i>BRBE (M)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ УМНОЖЕНИЯ БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЫ M-И ФИЗИЧЕСКОЙ ЗОНЫ
<i>NCE (M, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЧИСЛО ЗАХВАТОВ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ M-ГО ЭЛЕМЕНТА В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>NFE (MF, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЧИСЛО ДЕЛЕНИЙ ЯДЕР ЭЛЕМЕНТА M В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>CDDC (M, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ КАДМИЕВОЕ ОТНОШЕНИЕ ДЛЯ M-ГО ЭЛЕМЕНТА В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ, РАССЧИТАННОЕ ПО ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ БЕЗ ДЕЛЕНИЯ
<i>CDFE (MF, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ КАДМИЕВОЕ ОТНОШЕНИЕ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТА MF В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ, РАССЧИТАННОЕ ПО ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ С ДЕЛЕНИЕМ
<i>ROE (M, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАКТИВНОСТЬ 1КУВ.СМ M-ГО ЭЛЕМЕНТА В УЗЛЕ С ИНДЕКСАМИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>RDZE (M, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАКТИВНОСТЬ СТОЛБИКА M-ГО ЭЛЕМЕНТА ПО НАПРАВЛЕНИЮ Z С ОСНОВАНИЕМ 1КВ.СМ И ВЫСОТОЮ, РАВНОЙ РАССТОЯНИЮ ОТ КООРДИНАТНОЙ ПЛОСКОСТИ ДО ТОЧКИ K, J, I NR-И ЗОНЫ
<i>ELPE (M, NR, K, J, I)</i>	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОГРУППОВОЙ СИСТЕМЫ КОНСТАНТ
БНАБ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ РЕАКТОРНЫХ
ПАРАМЕТРОВ ϵ , δ^{238} И ДР. МЕТОДОМ МОНТЕ-
КАРЛО

В.Д.Казарицкий
(ИТЭФ)

Аннотация

Метод Монте-Карло применен для расчета интегральных реакторных параметров. При описании нейтронных сечений наряду с системой групповых констант БНАБ использовано аналитическое представление сечений $U-238$ с помощью одноуровневого формализма Брейта-Витнера. Обсуждается возможность оценки нейтронных данных на основе анализа интегральных экспериментов в тяжеловодных решетках.

Abstract

The Monte-Carlo method is applied to computing integral reactor parameters. The analytic representation of the $U-238$ cross-sections provided by the single-level Breit-wigner formalism along with the BNAB groupconstant set is used to describe neutron cross-sections. The neutron data evaluation possibilities based on the analysis of integral experiments in heavy water lattices are discussed.

Метод Монте-Карло в настоящее время широко используется в анализе интегральных экспериментов [2,6 и др.], т.к. не требует введения приближений, обязательных для других методов расчета. В частности, необязательным является и групповое приближение [1]. Кроме того, в области разрешенных резонансов групповой подход является недостаточным, особенно в гетерогенных системах. Применение в этой области параметров отдельных резонансов для непосредственного представления сечений позволяет связать экспериментальные интегральные величины с микропараметрами нейтронных сечений.

В области энергии выше 800 кэВ вычислялись интегральные параметры: коэффициент размножения на быстрых нейтронах $-k_{\infty}$ отношение числа делений $U-238$ к числу делений $U-235 - \delta^{28}$ (последний измеряется экспериментально).

Полученные результаты сравнивались с экспериментальными данными [10] и результатами вычисления по программе, основанной на решении многогрупповой системы интегральных уравнений Пайерса в цилиндрической ячейке [4]. Результаты сравнения для некоторых тяжеловодных решеток с природным ураном приведены в таблице I.

Таблица I

I - радиус уранового блока в см, 2-шаг гексагональной решетки с D_{2O} в см, 3 - δ^{28} , вычисленные методом Монте-Карло (приведено среднеквадратичное отклонение), 4 - δ^{28} , измеренные в [10], 5 - δ^{28} , вычисленные по программе [4], 6 - вклад в ϵ нейтронов реакции $n, 2n$ на дейтерии (погрешность около 20%), 7 - то же в процентах к вкладу нейтронов деления $U-238$.

I	2	3	4	5	6	7
0,5	16,8	0,0241 $\pm 0,0022$	0,0242 $\pm 0,0017$	0,0234	0,0027	18
0,7	16,8	0,0291 $\pm 0,0025$	0,0308 $\pm 0,0017$	0,0324	0,0028	14
1,0	16,8	0,0408 $\pm 0,0035$	0,0425 $\pm 0,0017$	0,0453	0,0029	6
1,4	21,6	0,0611 $\pm 0,0037$	0,0590 $\pm 0,0017$	0,0608	0,0028	6
2,0	21,6	0,0762 $\pm 0,0043$	0,0785 $\pm 0,0017$	0,0826	0,0024	4

Рассмотрение замедления с помощью кинематических формул позволяет легко разделить реакции на ядрах отдельных изотопов. Так, например, в таблице I приведен вклад в величину ϵ нейтронов

реакции $n, 2n$ на дейтерии, вычисленный методом Монте-Карло. Из таблицы можно видеть, что решетки с блоками малого радиуса наиболее эффективны для оценки данных по сечениям реакции $n, 2n$ на дейтерии.

В области энергий от 800 кэв до 0,5 эв с помощью метода Монте-Карло вычислялись вероятности избежать резонансного поглощения - φ и эффективный резонансный интеграл $U-238-RI$.

Сечения $U-238$ в области разрешенных резонансов описывались параметрами отдельных резонансов в одноуровневом приближении [5], параметры резонансов взяты из [11]. В области неразрешенных резонансов использовались групповые константы [3] с учетом гомогенной блокировки. Граница этих областей в известной степени условна из-за того, что точность, с которой известны параметры резонансов, падает с ростом энергии.

При анализе интегральных экспериментов в резонансной области часто существенно знание спектра надтепловых нейтронов, степень его отклонения от $1/E$. Рекомендованное значение эффективного резонансного интеграла от условной кадмиевой границы 0,55 эв до средней энергии спектра деления может быть представлено формулой [5,9]

$$RI = 4,25 + 26,8 (S/M)^{1/2}, \quad (I)$$

$$0,25 \leq (S/M)^{1/2} < 0,65,$$

где S - поверхность уранового блока, M - его масса, отношение берется в $\text{см}^2/\text{г}$. Погрешность эксперимента составляет 3,5%. Однако, если эксперименты произведены в различных реакторах, спектры которых при высоких энергиях отличаются, то разница может достигнуть 10% и более [9]. Расхождение зависит от того, насколько экспериментальный спектр отличается от фермиевского.

Точность анализа интегрального эксперимента, проведенного методом Монте-Карло, не зависит от отклонения реального спектра от $1/E$. Кроме того, подробное описание каждого резонанса $U-238$ дает возможность точно учесть депрессию потока под резонансом, тем самым устанавливается однозначная связь между измеренной интегральной величиной и параметрами отдельных резонансов.

В таблице 2 приведены значения резонансного интеграла, вычисленного для нескольких решеток, вместе с данными, полученными по формуле (I).

Таблица 2

$I - (S/M)^{1/2}$, где S — поверхность уранового блока в см^2 , M — его масса в граммах; 2 — RI в барнах, вычисленный методом Монте-Карло в диапазоне энергий от 0,5 эв до 10,5 Мэв, точность 4%, нижняя граница аппроксимации сечений $U-238$ групповыми константами $1/3$ равна 500 эв; 3 — RI , оцененный в $1/9$ по экспериментальным данным; 4 — вклад в барнах в RI области энергий выше 30 кэв; 5 — то же для энергий выше 100 кэв (обе величины вычислены методом Монте-Карло, точность около 12%).

1	2	3	4	5
0,199	9,8	9,6	1,7	1,2
0,232	11,7	10,5	2,1	1,9
0,277	13,1	11,7	2,2	1,9
0,327	15,3	13,1	2,4	2,3
0,392	16,1	14,8	2,2	1,4
0,462	18,6	16,7	2,0	1,9

При сравнении экспериментальных и расчетных значений эффективного резонансного интеграла возникает еще одна трудность — искажение спектра нейтронов в процессе измерения. В эксперименте обычно исследуемый образец покрывается слоем кадмия $1/8, 9/$, это приводит к искажению нейтронного спектра выше 30 кэв. Кадмиевая оболочка, поглощая тепловые нейтроны, резко сокращает число источников в кадмированном объеме, а спектр нейтронов, дошедших от соседних блоков через слой замедлителя, значительно обеднен нейтронами с энергией выше 30 кэв. Е.Хэллstrand в $1/8/$ оценивает вклад этой области спектра в полный резонансный интеграл примерно равным 1 барну (вклад нейтронов с энергией выше 30 и 100 кэв, вычисленный методом Монте-Карло для нескольких тяжелых решеток, приведен в таблице 2).

Результаты вычисления эффективного резонансного интеграла, приведенные в таблице 2, показывают, что после вычитания из RI , полученного в диапазоне энергий от 0,5 эв до 10,5 Мэв (колонка 2), части, относящейся к нейтронам спектра деления (колонка 5), в пределах, установленных для $(S/M)^{1/2}$ в формуле (1), наблюдается совпадение RI , вычисленного методом Монте-Карло и полученного из формулы (1).

Л и т е р а т у р а

1. Франк-Каменецкий А.Д. В сб.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений . М., Атомиздат, 1967.
2. Наумов В.А., Розин С.Г., Панько В.Л. В сб.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике . Новосибирск, 1974.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. Бурмистров А.Я., Кочуров Б.П. "Атомная энергия", т.35, вып.2, 1973.
5. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
6. Benzi V., Cupini E., Matteis A.D. "J.of Nuclear Energy", A/B, v.20, N 1, 1960.
7. Hellstrand E. "J.Appl.Phys.", v.28, N 12, 1957.
8. Hellstrand E., Weitman J. "Nucl. Sci. Eng." v.9, p.507, 1961.
9. Hellstrand E. In: Reactor Physics. Resonance and Thermal Region , v.2, Cambridge, MIT Press, 1966.
10. Märkl H., Fowler A.G. "Nucleonik", band 6, heft 1, 1964.
11. "Neutron cross sections". 3rd ed., v.1 - Resonance parameters, BNL-325, Upton, 1973.

AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION
RESEARCH ESTABLISHMENT
LUCAS HEIGHTS

EVALUATION OF GROUP INELASTIC CROSS SECTIONS USING
A PULSE INTEGRAL METHOD

by

M. T. RAINBOW and A. I. M. RITCHIE

ABSTRACT

Time and space dependent fission rates of ^{237}Np , ^{235}U and ^{239}Pu have been measured in a $41 \times 41 \times 41 \text{ cm}^3$ block of thorium metal following the injection of a short ($\sim 10 \text{ ns}$) burst of neutrons. The time dependent decay rates associated with the lowest Fourier spatial mode have been extracted and compared with the results of 50 group calculations based on both diffusion theory and Monte Carlo methods. Estimates are made of the changes in the group inelastic cross sections needed to improve agreement between theory and experiment.

Further investigations of the sensitivity of this type of experiment to nuclear data have been made. Results are presented for both ^{232}Th and ^{238}U assemblies using practically attainable source energy spectra which highlight various energy regions within the range 6 MeV to 50 keV.

1. INTRODUCTION

Inelastic scattering is the major energy loss process for fast neutrons interacting with heavy elements and it is the magnitude and shape of the inelastic cross sections for the heavy elements (^{238}U , ^{239}Pu , Fe, etc.) which largely determine the shape of the spectrum in a fast breeder reactor. Hence it is clearly important to know this cross section accurately at energies ≥ 1 MeV if the fissile inventory and breeding ratio of a FBR are to be predicted adequately (Greebler et al. 1970). The microscopic measurement of the inelastic cross section at these energies is in principle straightforward, but in practice, uncertainties in the experimental results are typically about 20 per cent which is unacceptably high for use in reactor calculations. In common with other data uncertainties, this problem is overcome in most countries by using 'adjusted' data where the data is modified (Rowlands and MacDougal 1969, Gandini et al. 1974, Nikolaev et al. 1974), to improve agreement with a number of integral parameters that have been measured in fast critical assemblies throughout the world.

Pulsed integral measurements in heavy metal assemblies should provide another set of parameters which may be used as input to data adjustment codes. If the pulsed source produces neutrons with energies above about 1 MeV then the spectrum, as a function of time shortly after the pulse, is determined predominantly by the inelastic scattering cross section. Hence the decay rate of various detectors at different times after the source pulse will depend on the magnitude of the inelastic cross section.

This paper describes a pulsed integral measurement in a thorium assembly in which the fission rates of ^{237}Np , ^{235}U and ^{239}Pu corresponding to the fundamental three-dimensional Fourier spatial mode, were measured. It shows how the shape of the time-dependent decay rate can be used to infer information about the shape of the inelastic cross section as a function of energy, and how the data for thorium on ENDF/B-II may be modified to improve agreement

between theory and experiment.

Some indication is given of the sensitivity of this technique to changes in inelastic data for ^{238}U on which experiments are planned. Results are also presented of the sensitivity of the decay curves to other neutron data when a source with a mean energy at about 400 keV replaces the more energetic source used in the experiments reported.

2. APPARATUS AND EXPERIMENTAL METHOD

2.1 Apparatus

As details of the pulsed source, thorium assembly, detectors and timing system have been given elsewhere (Moo, Rainbow and Ritchie 1973a, 1973b) it is sufficient to present the salient points of the system.

The pulsed source was produced by bombarding a thick beryllium target with deuteron pulses of nominal width 10 ns and repetition rate 1 MHz produced by a 3 MeV Van de Graaff accelerator. At the deuteron energy of 2.8 MeV used, the source has a rather complicated energy spectrum (Inada et al. 1968) with an average energy of about 2.7 MeV (Figure 1) and a rather marked forward peak in the angular distribution. However, the resulting asymmetry in the measured spatial distribution was quite small; the amplitude of the first asymmetric Fourier mode being less than 7 per cent of the fundamental at times corresponding to about the end of the neutron pulse.

The thorium assembly was a rectangular parallelepiped (401.8 x 403.0 x 401.3 mm³) with a 25.4 x 25.4 mm² hole through the centre to accommodate an accelerator flight tube and three scan holes, each of cross section 13.1 x 13.1 mm², running parallel to the flight tube. The air cooled beryllium target was at the centre of the thorium block. The block was supported on a table some 1.06 m above a floor covered with 150 mm of borated paraffin (see Figure 2).

The detectors were pulse fission chambers 4.9 mm in diameter with an active length of 25.4 mm. The fissile loadings were in the form of thin

oxide films on the cathodes of thickness $3 \mu\text{g mm}^{-2}$ for ^{237}Np and ^{239}Pu , and $10 \mu\text{g mm}^{-2}$ for ^{235}U . The detector timing system allowed the reaction rates to be measured with timing accuracy of better than 5.0 ns.

2.2 Experimental Method

The main aim of the experimental investigation was to extract the time dependent Fourier spatial mode $R_{ijk}(t)$ for each reaction rate, in particular the fundamental mode $R_{111}(t)$, by measuring the time dependent spatial distribution parallel to the incident beam direction. Preliminary measurements perpendicular to the beam showed the spatial distribution to be symmetric as expected, and that two cosines were sufficient to describe the transverse spatial distribution. This meant that the three independent scan holes used allowed extraction of the R_{111} , R_{113} and R_{133} modes (Rainbow and Ritchie 1971).

For each detector, time distributions were measured at 13 positions 25 mm apart, in each of the three scan holes. The time distributions were measured over about $1 \mu\text{s}$ using 1 ns wide channels and with the timing set up so that the reaction rate was measured for some 150 ns before the start of the pulse. This allowed an estimate to be made of the effect of background and overlap from earlier pulses. Although a time range of $-1 \mu\text{s}$ was covered, the investigation was restricted to the time interval -200 ns after the pulse to avoid any significant contribution from neutrons scattered back into the assembly from floors and walls. Since the flight time of a 1 MeV neutron over the 2 m corresponding to the distance from the stack centre to the floor and back, is -145 ns and that of a 100 keV neutron 457 ns, the number of neutrons in the interval 200 ns after the pulse which are scattered directly back into the stack will be small and further reduced by the borated paraffin shielding. It should be noted that this time interval is long compared to the 'decay time' for ^{237}Np (-15 ns) and sufficiently long to follow the ^{235}U and ^{239}Pu through more than a decade of count rate.

2.3 Data Analysis

Since the energy spectrum in the pulsed thorium assembly changes continuously with time, there is clearly a problem in choosing the appropriate extrapolated length both to describe the spatial distribution and use it in the well known recipe to evaluate the buckling term of the asymptotic reactor theory, diffusion theory calculation. It should be stressed that the objective in Fourier analysing the spatial distribution was twofold:

- (i) to provide a space independent time dependent reaction rate that could be compared directly with the corresponding reaction rate calculated in a diffusion code which approximates leakage by a DB^2 term, and
- (ii) to provide decay curves which were largely independent of the asymmetry of the source.

It can be shown (Ritchie and Moo 1974) that to compare fundamental mode decay rates with diffusion theory calculations, the same quantity must be employed as the characteristic length in the Fourier analysis as is used to calculate the buckling term in the code. Furthermore, this quantity must be time and energy independent. There appears to be no clear criterion for choosing this quantity, although one such criterion would be that the fundamental mode decays more slowly than any other mode so that it quickly becomes an adequate description of the measured spatial distribution.

The extrapolation length used in the Fourier analysis of each reaction rate was one derived in the usual way from a transport mean free path $\bar{\lambda}_{tr}$ defined as

$$\bar{\lambda}_{tr} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_0^{\infty} \lambda_{tr}(E) \phi(E,t) R(E) dE$$

where T is the width of the time interval of interest, $\lambda_{tr}(E)$ the energy dependent transport mean free path, $\phi(E,t)$ the calculated time dependent energy spectrum and $R(E)$ the energy dependence of the reaction rate measured.

The success of this choice can be gauged from the fact that the decay rates of the higher spatial modes were in all cases markedly faster than that of the fundamental.

The Fourier analysis was essentially the same as that described by Rainbow and Ritchie (1971). The time dependent spatial distributions along each scan hole were Fourier analysed using a weighted least squares fitting routine and the amplitudes from the three independent scan holes used to extract the Fourier modes R_{111} , R_{113} or R_{133} . The error in the amplitude for the ^{237}Np fission rate was less than 5 per cent over a time interval of 110 ns after the peak fission rate, and less than 2 per cent for the ^{235}U and ^{239}Pu over a time interval of 200 ns after the peak of these fission rates. More detailed results are given elsewhere (MOO, Rainbow and Ritchie 1973b). Table 1 gives a summary of the main parameters of interest for experiments with the three detectors.

The logarithmic time derivative of the reaction rate is a useful parameter to evaluate since it is independent of any amplitude normalisation. It is therefore easier to compare calculation with experiment since there is no problem with source normalisation. Moreover, should calculation predict, say, too small a decay rate at one time leaving too many neutrons in the system, but predict the correct decay rate at some later time, this will be obvious from the convergence of the calculated and experimental values of the decay rate. On the other hand, the time dependent reaction rate will not converge since the calculated amplitude at the later time will still be incorrect. Hence it is easier to judge from a comparison of calculated and experimental decay rates the time regions and hence the energy regions in which calculation and experiment disagree.

The statistical accuracy at each time point was not sufficiently high to obtain a useful estimate of the logarithmic time derivative, so the reaction rate was fitted with an exponential over a short time interval and the 'decay

constant' $\lambda(t)$ used as a measure of the logarithmic time derivative. In practice, the time interval used was 27.39 ns for the ^{237}Np and ^{235}U detectors, and 25.46 for ^{239}Pu . Successive $\lambda(t)$ were obtained by advancing the interval of fit. The time associated with each $\lambda(t)$ was the time corresponding to the middle of the time interval. Near the peak of reaction rate the error in $\lambda(t)$ was ± 2 per cent for all the reaction rates. At -100 ns after the peak the error in $\lambda(t)$ was ± 4.4 per cent for ^{237}Np and ± 3 per cent for the broad range detectors. At 200 ns after the peak, the error in $\lambda(t)$ for the broad range detectors was ± 5 per cent.

3. COMPUTATIONAL METHOD

The main computational tool used was the time dependent diffusion code TENDS (Maher et al. 1967) which approximates leakage using a DB^2 term. This code took explicit account of the time and energy distribution of the source and the calculated reaction rates were folded with a Gaussian to take account of the timing resolution of the detectors. The reaction rates were then directly comparable with the experimental reaction rates. The folded reaction rates were also fitted with an exponential in exactly the same way as the experimental reaction rates to allow a direct comparison of experimental and calculated decay rates.

A number of calculations have also been done using the Monte Carlo code MORSE and 2D diffusion code POW (McGregor and Harrington 1974).

The data in the present study were taken from the neutron data file ENDF/B-II (unchanged in version IV for thorium inelastic data) using the code SUPERTOG (Wright et al. 1964) to produce a 50 group set covering the range 10 MeV to 5 keV. Since at the longest times investigated most neutrons have energies greater than 100 keV, no resonance self-shielding corrections were applied. The weighting spectrum used in averaging the data was a fission spectrum with a $1/E$ tail. The group transport cross section used to evaluate the group diffusion coefficient was taken as

$$\sigma_j^{tr} = \sigma_j^t - \mu_j^{el} \sigma_j^{el} \quad \dots(1)$$

$$\mu_j^{el} = \sigma_1^{el} / 3\sigma_0^{el} \quad \dots(2)$$

where σ_j^{tr} , σ_j^t , σ_j^{el} are the transport, total and elastic cross sections for group j, and σ_0^{el} and σ_1^{el} are the zeroth and first Legendre moments of the elastic scattering in group j.

Fission cross sections for the detectors were taken from the ENDF/B-IV file.

4. DISCUSSION

4.1 Sensitivity of ^{237}Np and ^{235}U Decay Rates to Nuclear Data

The fission cross section of ^{235}U is fairly constant over the energy range covered in the present measurements. Hence qualitatively we would expect the fission rate to measure the total flux

$$\bar{\phi} = \int \phi(E,t) dE$$

If we integrate the diffusion equations over energy and assume DB^2 leakage, we obtain

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \bar{v} [DB^2 + \bar{\Sigma}_a] N = 0$$

where N is the total neutron density, \bar{v} the velocity averaged over neutron density and the other quantities have their usual significance but are averaged over the flux..

$$\text{Now} \quad \bar{\phi} = \bar{v} N$$

$$\text{and hence} \quad \lambda(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \log \bar{\phi} = \bar{v} [DB^2 + \bar{\Sigma}_a + \left(-\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}\right) / \bar{v}^2]$$

In the energy range of interest (10 MeV to 100 keV) $\bar{\Sigma}_a$ is small and calculations show that $-\partial \bar{v} / \partial t / (\bar{v}^2)$ is about half the leakage term DB^2 . Hence we would expect the decay rate of ^{235}U at a given time to be sensitive to the parameters that change the leakage or the mean velocity at that time.

The ^{237}Np fission cross section is comparatively flat above 900 keV, but decreases quite rapidly with decreasing energy below this point. Hence at early times when most neutrons in the system have energies in the plateau region, the decay rate will be sensitive to the leakage rate in this energy region and the inelastic scattering rate out of it. At later times the decay rate will tend to reflect the behaviour of neutrons in a much narrower energy region, the energy decreasing with increasing time. In this case, the ^{237}Np decay rate will be effectively

$$\lambda(t) = v \left[\overline{DB}^2 + \sum_r^{\text{inel}} \right]$$

where \sum_r^{inel} is the scattering cross section out of that energy region. Hence we would expect the ^{237}Np decay rate to be a reflection of the inelastic scattering cross section.

4.2 Effect of Changes in Nuclear Data

Changes in nuclear data were made on the assumption that the total cross section should remain constant. Since in the energy region of interest fission, absorption and (n,2n) cross sections are small, any changes in the inelastic cross section were compensated for by changes in the elastic cross section. It should be noted from the definition of the transport cross section (equations (1) and (2)) that the compensation scheme implies an increase in the transport cross section and hence a decrease in leakage when the inelastic cross section is increased. These effects will tend to cancel in the case of the ^{237}Np decay rate, but will tend to be additive in the case of the ^{235}U decay rate since the increased inelastic cross section implies a softer spectrum. However, since in the present assembly, removal by inelastic scattering is at least twice as large as loss by leakage in the region 10 MeV to 300 keV, we would still expect the ^{237}Np decay rate to follow, to first order, changes in the inelastic cross section.

The quantitative effects of changes in the inelastic cross section on the

calculated decay rates are shown in Figure 3. It will be seen from the figure that the ^{237}Np decay rate does follow, to first order, changes in the inelastic cross section - a decrease in the inelastic cross section decreases the decay rate in the time range corresponding to the energy band where the changes were made. For example, decreasing the inelastic cross section by 20 per cent in the energy range 1 MeV to 330 keV decreases the ^{237}Np decay rate in the time range 0 to 120 ns with the most marked effect being at ~55 ns when the flux peaks at ~550 keV and the maximum contribution to the ^{237}Np fission rate comes from energies near 700 keV. A further 20 per cent decrease in this energy range decreases the decay rate even further. An increase of the inelastic cross section in the range 300 keV to 100 keV increases the ^{237}Np decay rate in the time range 65 to 180 ns, but not as dramatically as the change at higher energies. This is to be expected since in this time range the peak of the neutron energy response is between 350 keV and 130 keV where the ^{237}Np fission rate is small and the major contribution to the ^{237}Np fission rate still comes from energies ≥ 300 keV.

It can also be seen that decreasing the inelastic cross section in the energy range 1 to 0.333 MeV leads to an increase in the decay rate in the time range 120 ns to 180 ns. This follows from the harder spectrum and hence larger value of \bar{v} at these later times.

This change in the spectrum due to decreasing the inelastic cross section has an even more marked effect on the ^{235}U decay rate. It can be seen that the decrease in the inelastic cross section in the energy range 1.0 to 0.333 MeV, which decreases the decay rate of the ^{237}Np , increases the decay rate of the ^{235}U in a similar time range. This follows from the fact that the decreased inelastic cross section means that the higher energy neutrons persist in the system longer and lead to higher mean velocity and hence higher decay rate. It can also be seen that the spectrum shift persists for a time much longer than just that corresponding to the energies where the cross section changes were made.

The fact that changes in the inelastic cross section in the energy range below 1 MeV have opposite effects on the decay rates of ^{237}Np and ^{235}U , emphasises the usefulness of using both narrow energy range and broad energy range detectors.

4.3 Possible Modifications to Neutron Data

A comparison (see Figure 4) of the experimental ^{237}Np decay rate and the calculated decay rate using ENDF/B-II data, shows that, apart from the fact that theory produces too high a decay rate throughout, most of the structure present in the experimental curve is missing from the calculated curve. This lack of structure reflects the smooth decrease with energy of the ENDF/B-IV inelastic cross section for thorium below about 4 MeV. There are two features in the experimental curve that may be used to indicate shortcomings in the data,

- (i) the fairly rapid decrease and 'plateau region' $50 < t \leq 95$ ns, and
- (ii) the fairly rapid decrease $100 < t \leq 140$ ns.

From the discussion in sections 4.1 and 4.2, a decrease in the decay rate of ^{237}Np at $t \sim 75$ ns can be achieved either by decreasing the inelastic cross section in the energy range corresponding to that time or by decreasing the mean velocity at that time by increasing the inelastic cross section at a higher energy. Since an increase in the inelastic cross section will also increase leakage and hence the decay rate (equation 3.1), and since the ENDF/B-II inelastic cross section at high energies is low compared to the UKNDL data (Moo, Rainbow and Ritchie 1974), an increase in σ^{inel} of 40 per cent in the range 5.48 to 0.743 MeV is favoured.

The second feature also requires either a decrease in σ^{inel} at energies corresponding to the time interval 100 to 140 ns, or an increase in σ^{inel} at higher energies, to soften the spectrum in this time interval. Since increasing σ^{inel} at higher energies would increase the decay rate at earlier times, decreasing the inelastic cross section in the energy interval 370 to 55 keV is the favoured approach.

It can be seen from Figure 4 that the two modifications to the inelastic cross section reproduce the shape of the curve reasonably well. Decreasing the leakage (see below) on the energy range 10 MeV to 330 keV produces reasonable agreement between the calculated and the experimental curve, particularly at earlier times.

A comparison of the experimental and calculated decay rate for ^{235}U (see Figure 5) shows that theory overpredicts experiment throughout most of the time range. As this overprediction of the decay rate also occurs when the asymptotic reactor theory/diffusion theory method is replaced by more sophisticated techniques, such as 2D diffusion theory or Monte Carlo calculations (McGregor and Harrington 1974), the high value of the calculated decay rate is not due to the use of the simpler code. The discussion in 4.1 and 4.2 indicates that a decrease in the ^{235}U decay rate of the magnitude required would need a considerable increase in the inelastic cross section over most of the energy range and at high energies in particular. This would increase the ^{237}Np decay rate over most of the time range covered and increase the discrepancy between experiment and calculation. It therefore seems more likely that theory underpredicts the leakage rate, in particular at high energies (early times). Underprediction of the leakage rate will result from inadequate treatment of anisotropic scattering either in the data or in the calculation, the latter of which is presently under investigation. However, as an indication of the change required, $\bar{\mu}$ has been decreased by 40 per cent in the energy region 10 to 0.330 MeV. To first order, this has the effect of removing neutrons from all energies and affects the spectrum only through a diffusion cooling effect. This can be judged from Figure 4 where the major effect is to reduce the decay rate at all times; the major features of the decay curve remain unaltered.

5. EXTENSION OF TECHNIQUE

5.1 Variation of Source Spectrum

Because of the relatively high Q value of the Be(d,n) reaction, changes

of deuteron bombarding energy produce comparatively small changes in the neutron spectrum. However, quite marked changes can be achieved in the thick target $\text{Li}(p,n)$ source when the proton energy is varied. Angle integrated spectra for various thicknesses of target at various proton energies are shown in Figure 6 where it can be seen that with different choices of these parameters the peak of the neutron energy distribution covers the region 100 to 600 keV.

This source is quite anisotropic, but experiments have shown that as in the case of the $\text{Be}(d,n)$ source, asymmetry in the measured reaction rate spatial distribution becomes negligibly small quite rapidly.

These experiments are now carried out on an elevated low scattering facility and the time range covered is limited only by the intensity of the source. At a proton energy of 2.4 MeV and using a thick target, the time range covered is some 200 ns after the source pulse when the peak of the energy distribution is at ~100 keV. Figure 7 shows some sensitivity studies carried out assuming these source conditions. It can be seen that the ^{235}U decay rate in these experiments is quite sensitive to the absorption cross section which is to be expected using similar arguments to those presented in section 4.1 and 4.2.

5.2 Studies on ^{238}U

It is proposed to mount a similar series of experiments using a block of depleted uranium of similar dimensions to the thorium block. Figure 8 indicates the sensitivity of the decay rates of the ^{237}Np and ^{235}U fission rates to changes in the inelastic cross section when a thick target $\text{Be}(d,n)$ source is used as the source condition. The neutron data are from ENDF/B-IV and the changes are comparable to the changes that have been made in the inelastic cross section as this file has progressed through stages II to IV.

6. CONCLUSIONS

At a given time the decay rate of narrow energy response detectors, such as ^{237}Np in a heavy metal assembly with a high energy pulsed source, is determined to first order by the inelastic cross section in the energy region which dominates at that time. Hence the shape of the time dependent decay rate curve reflects the shape of the inelastic cross section. The present experiment indicates that the shape of the inelastic cross section for ^{232}Th given by ENDF/B-II (same as ENDF/B-IV for this material) in the region 165 keV to 5 MeV, is not consistent with the results of pulsed integral experiments.

The decay rate at a given time of a broad energy response detector such as a ^{235}U fission detector, depends on the average leakage and the average velocity. Hence it is sensitive, to first order, to changes on the inelastic cross section only through compensating changes on the elastic cross section and hence on the transport cross section. It is, however, much more sensitive than the ^{237}Np decay rate to spectrum changes brought about by changes in the inelastic cross section.

It is here that evaluation of inelastic cross section using pulsed integral methods is likely to prove most useful since the effect of changes in the inelastic cross section has opposite effects on the decay rates of narrow energy range and broad energy range detectors. The homogeneous structure and simple geometry of these experiments makes analysis straightforward.

The improved timing resolution now available in the detector system should allow further detail in the decay rate curve of the narrow energy response detectors to emerge. It should also make practical the use of ^{238}U and ^{232}Th detectors with their more rapid time response and their sensitivity to neutrons in an even more restricted range than the ^{237}Np .

7. REFERENCES

- Gandini, A., Petilli, M. and Salvatores, M. (1974) - RT/F1(74) 2.
- Greebler, P., Hutchins, B. A. and Cowan, C. L. (1970) - IAEA Conf. on Nuclear
Data for Reactors 1, 17.
- Inada, T., Kawachi, K. and Hiramoto, T. (1968) - J. Nucl. Sci. Technol. 5, 22.
- McGregor, B. J. and Harrington, B. (1974) - AAECE/E336.
- Maher, K. J., Ritchie, A. I. M. and Rainbow, M. T. (1967) - Proc. IAEA Symp.
Neutron Thermalisation and Reactor Spectra, 2, 245.
- Moo, S. P., Rainbow, M. T. and Ritchie, A. I. M. (1973a) - AAECE/TM613.
- Moo, S. P., Rainbow, M. T. and Ritchie, A. I. M. (1973b) - J. Nucl. Energy,
27, 753.
- Nikolaev, M. N., Bazazyants, N. O. and Gorbacheva, L. V. (1974) - INDC(CCP)-35/U, 56.
- Rainbow, M. T. and Ritchie, A. I. M. (1971) - J. Nucl. Energy 25, 461.
- Ritchie, A. I. M. and Moo, S. P. (1974) - J. Nucl. Sci. Technol. 11, 535.
- Rowlands, J. L. and MacDougall, J. D. (1969) - BNFS Conf. Pl, 16.
- Wright, R. G., Greene, N. M., Lucius, J. L. and Craven, Jr., C.W. (1964) -
ORNL-TM-2674.

TABLE 1

LIST OF EXPERIMENTAL PARAMETERS

	²³⁷ Np Experiment	²³⁵ U Experiment	²³⁹ Pu Experiment
Detector timing uncertainty* (ns)	±3.3 to ±5.0	±3.3 to ±5.0	±2.2 to 3.4
Beam pulse width (ns, FWHM)	12.4	9.6	4.0
Actual channel width (ns)	1.245	1.245	1.18
Time interval (ns) used in progressive exponential fitting	27.39	27.39	25.96
Extrapolation length (mm) used in Fourier analysis	42.6	29.0	30.5

x - dimension of assembly 401.8 mm

y - dimension of assembly 403.0 mm

z - dimension of assembly 401.3 mm

Effective density of assembly 11.94 g cm⁻³

*We define the timing uncertainty to be the standard deviation of the timing uncertainty distribution. The values presented are estimated upper and lower bounds (see Moo et al. 1973b).

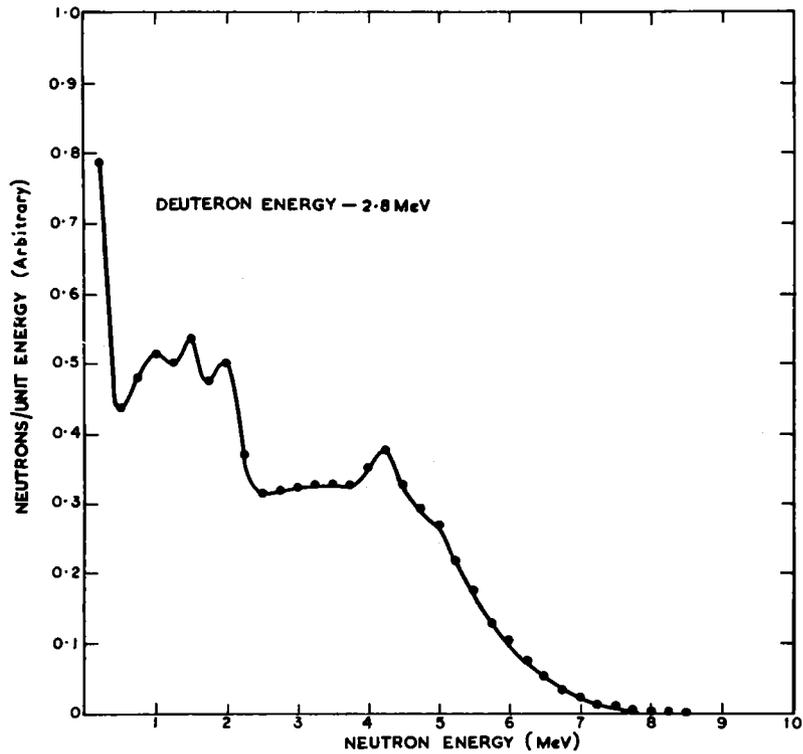


FIGURE 1 ANGLE INTEGRATED NEUTRON ENERGY SPECTRUM FROM THE ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ THICK TARGET

133

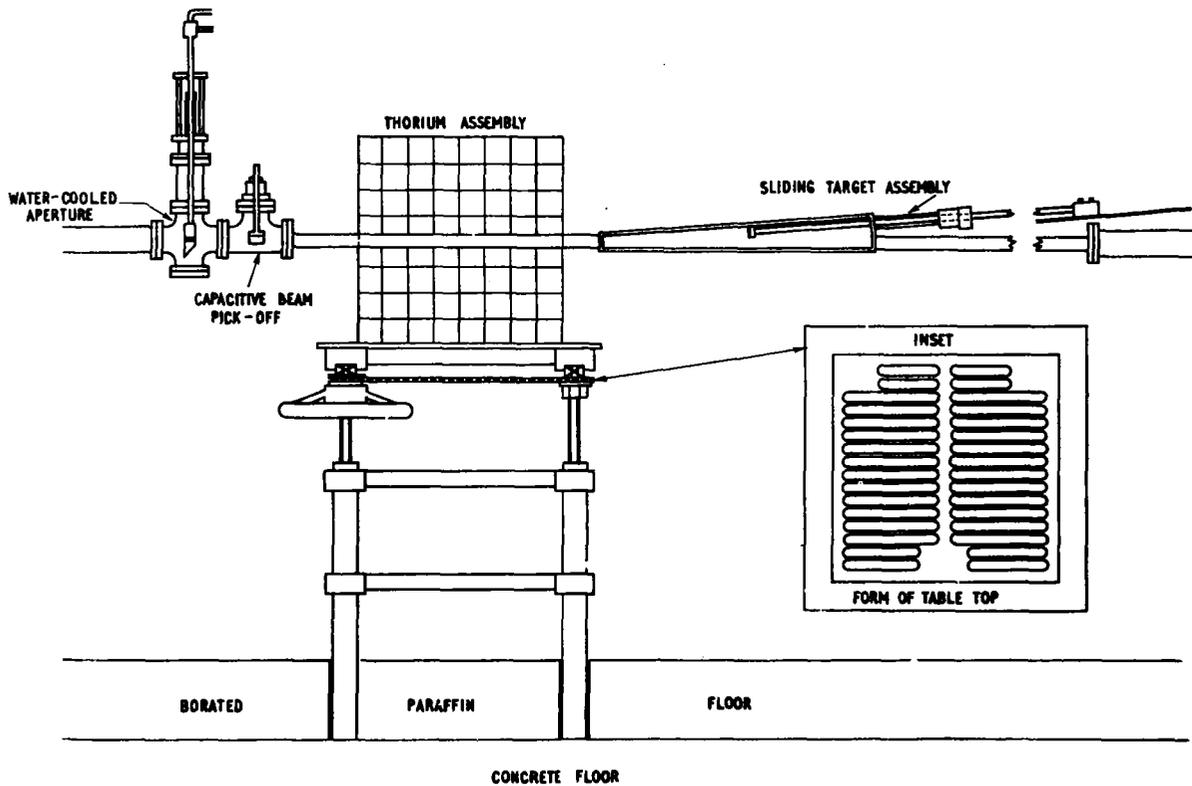


FIGURE 2 SCHEMATIC DIAGRAM OF THORIUM ASSEMBLY AND SOME ASSOCIATED FACILITIES

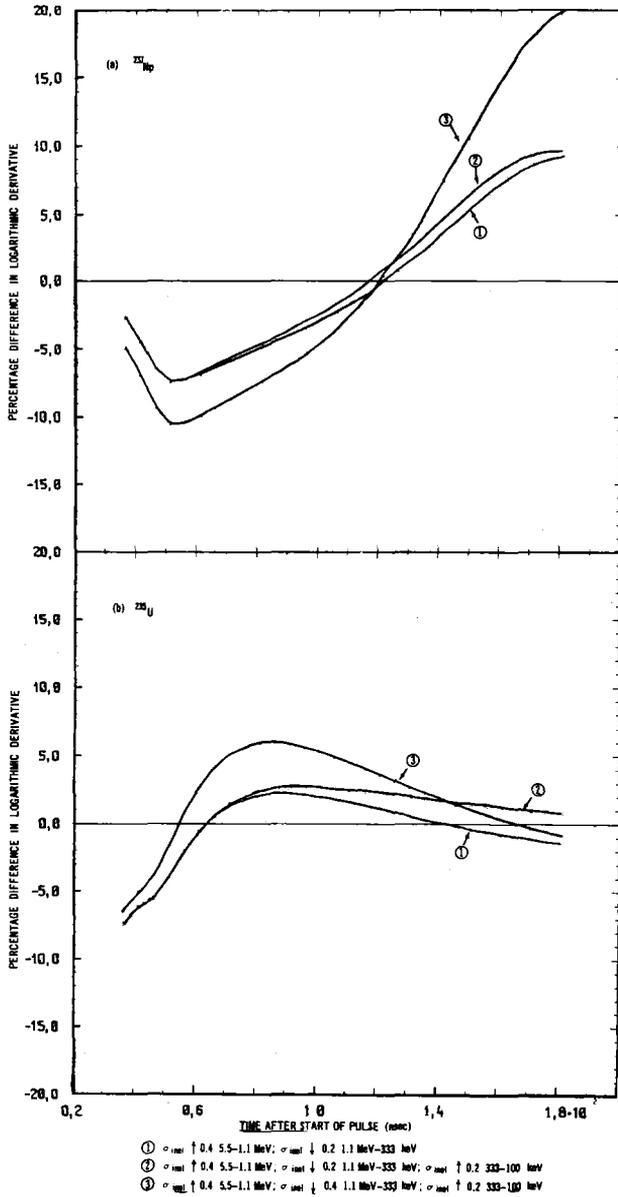


FIGURE 3 SENSITIVITY OF DECAY RATES OF FISSION RATES TO CHANGES IN INELASTIC CROSS SECTI

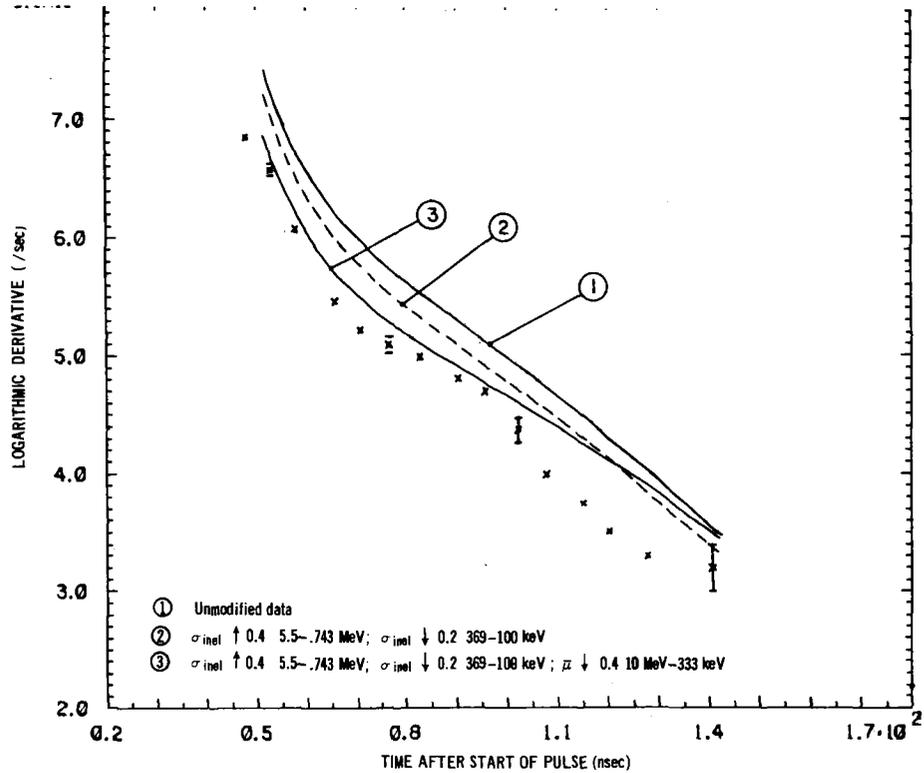


FIGURE 4 COMPARISON OF EXPERIMENTAL DECAY RATE FOR ^{237}Np FISSION RATE WITH CALCULATED DECAY RATE

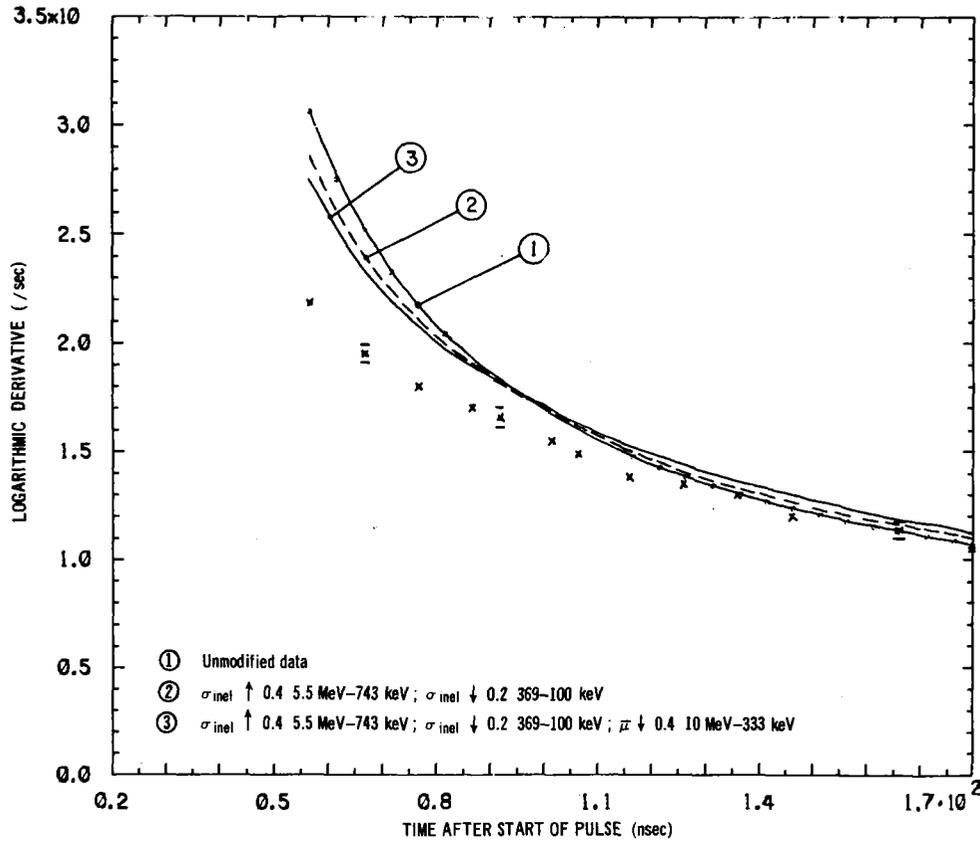


FIGURE 5 COMPARISON OF EXPERIMENTAL DECAY RATE FOR ^{235}U FISSION RATE WITH CALCULATED DECAY RATE

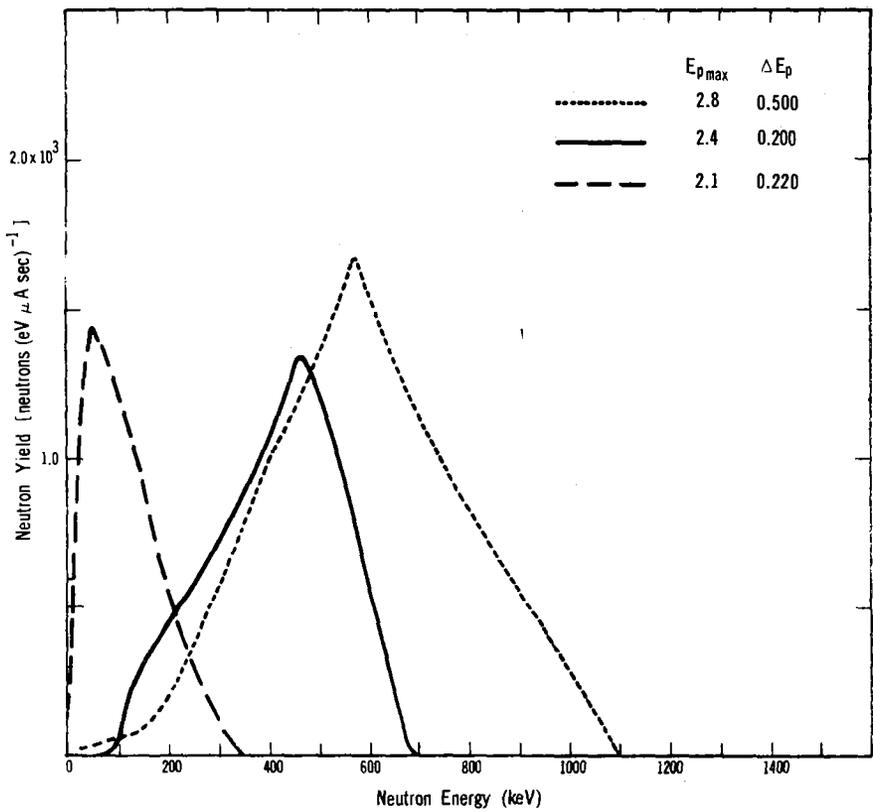


FIGURE 6 ANGLE INTEGRATED SPECTRA FROM THE Li(p,n) SOURCE FOR DIFFERENT TARGET THICKNESSES AND DIFFERENT INCIDENT PROTON ENERGIES

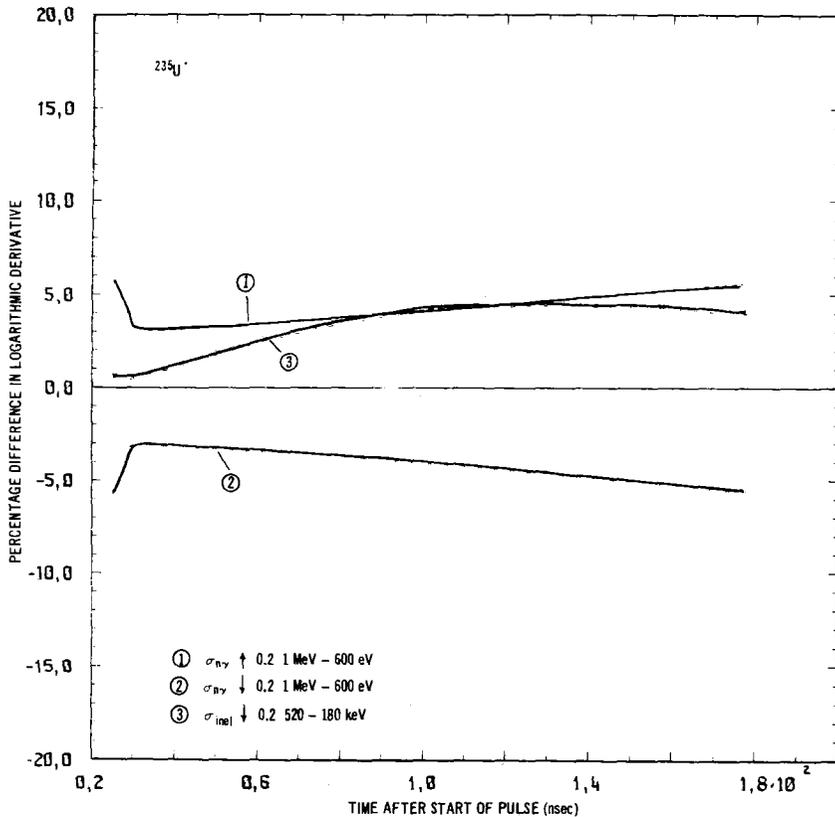


FIGURE 7 SENSITIVITY STUDIES ON ^{232}Th USING $\text{Li}(p,n)$ LOW ENERGY SOURCE

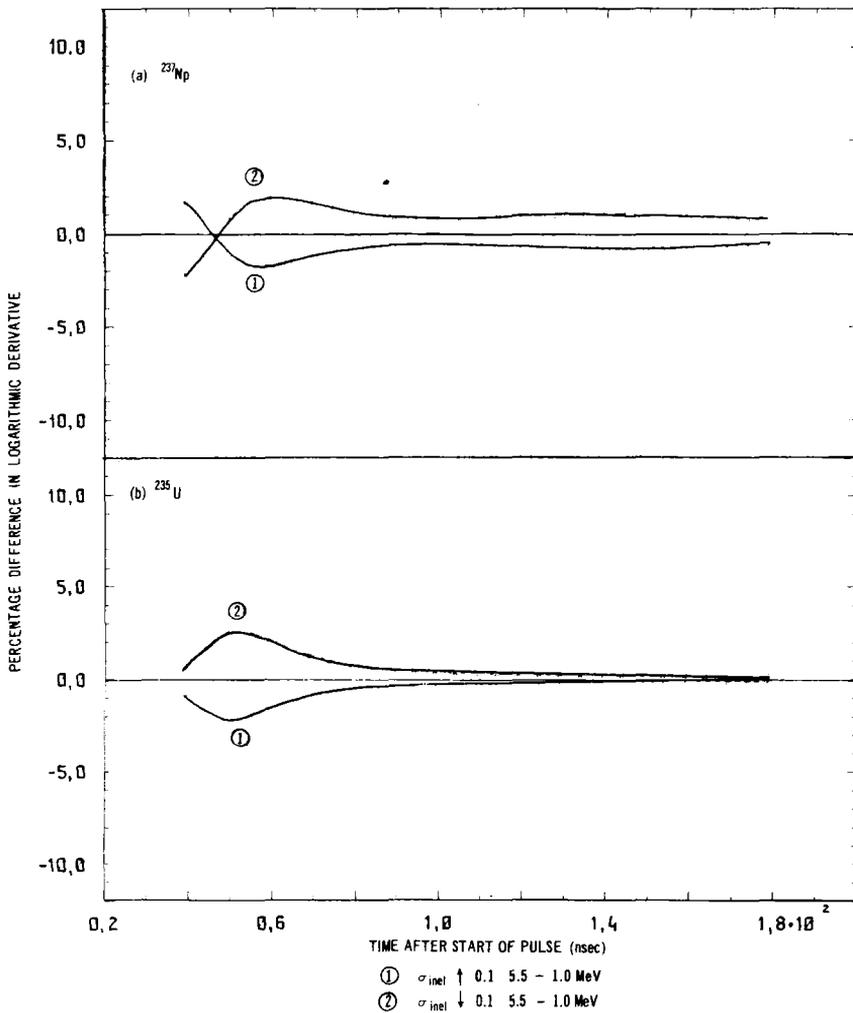


FIGURE 8 SENSITIVITY STUDIES ON ^{238}U USING $\text{Be}(d,n)$ HIGH ENFRGY SOURCE

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ НА ОСНОВЕ БИБЛИОТЕКИ НЕЙТРОННЫХ
ДАНЫХ СИСТЕМЫ СОКРАТОР

В.Е. Колесов, А.С. Кривцов.

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Изложен алгоритм и описана созданная на его основе программа получения усредненных по энергии групповых сечений, матриц межгрупповых переходов с учетом анизотропии процесса рассеяния, а также набора параметров для учета резонансной самоэкранировки. В качестве входной информации для работы программа использует файлы оцененных нейтронных данных в формате библиотеки СОКРАТОР.

Abstract

An algorithm and a program giving energy averaged group cross sections, transfer matrices including the anisotropic scattering process, parameter system for the calculation of the resonance self-shielding coefficients are presented. Files of the evaluated nuclear data in the SOCRATOR library format are used as program input data.

I. Введение

Существующие в настоящее время библиотечные форматы ядерных данных [1, 2, 3] позволяют хранить в удобном для практического использования виде большой объем разнообразной информации по взаимодействию нейтронов с ядрами различных веществ. Описываемый здесь комплекс программ СПРУТ (Система Программ Усреднения констант) автоматизирует процесс переработки данных библиотеки СОКРАТОР в групповые константы и непосредственно связывает этот процесс с программами расчета реакторов. Все программы комплекса написаны на языке АЛГОЛ-60 и пере-

ведены в машинные коды с помощью транслятора ТА-2М. Совместная работа отдельных программ обеспечивается системой NEXТ [4], эксплуатируемой в ФЭИ.

2. Вывод расчетных формул и привязка их к библиотеке

В работе [5] показано, что при выполнении определенных условий, касающихся ширины энергетических групп, рассматриваемой области среды и характера резонансных особенностей нейтронного потока, групповые сечения, входящие в многогрупповое кинетическое уравнение для сглаженного нейтронного потока, можно записать в виде

$$\bar{\sigma}_i^{\tau} = \int_{E_i}^{E_{i-1}} \sigma(E') \varphi(E') dE' / \phi_i, \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_{m,\ell}^{i \rightarrow j} = \int_{E_i}^{E_{i-1}} \varphi(E') \int_{E_j}^{E_{j-1}} S_{m,\ell}(E' \rightarrow E) dE' dE / \phi_i, \quad (2)$$

$\phi_i = \int_{E_i}^{E_{i-1}} \varphi(E') dE'$, где $\sigma(E')$ - сечение реакции типа τ ;
 $S_{m,\ell}(E' \rightarrow E)$ - ℓ -й момент индикатрисы рассеяния $S_m(E' \rightarrow E)$ [индекс $m = e$ относится к упругому рассеянию, а $m = in$ - к неупругому, причем в неупругое рассеяние включаются также реакции $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$];

$\varphi(E')$ - усредненный весовой спектр.

В библиотеке СОКРАТОР для каждого элемента имеются практически все интересующие нас сечения, поэтому по данному спектру $\varphi(E')$ легко вычислить величины $\bar{\sigma}_i^{\tau}$. Вычисление сечений перехода из группы в группу требует знания индикатрисы рассеяния, и далее задача будет состоять в том, чтобы свести ее к величинам, заданным в библиотеке.

Для анализа индикатрисы неупругого рассеяния представим ее в виде суммы

$$S_{in}(E' \rightarrow E) = \sum_{k=1}^M S_{ik}^n(E_0^k, E' \rightarrow E) + S_{cont}(E' \rightarrow E) + S_{2n}^n(E' \rightarrow E) + S_{3n}^n(E' \rightarrow E),$$

где $S_{ik}^n(E_0^k, E' \rightarrow E)$ - индикатриса рассеяния на отдельном разрешенном уровне E_0^k , а $S_{cont}(E' \rightarrow E)$, $S_{2n}^n(E' \rightarrow E)$ и $S_{3n}^n(E' \rightarrow E)$ - индикатрисы рассеяния в области непрерывного спектра для реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ соответственно. Упругое рассеяние будем считать частным случаем неупругого рассеяния на разрешенном уровне с $E_0^k = 0$.

Рассмотрим сначала рассеяние на разрешенном уровне E_0^k . В этом случае из законов сохранения энергии и импульса при рассеянии можно получить явное соотношение $E = \eta(E', E, E_0^k, A)$, связующее энергию нейтрона до и после неупругого рассеяния (A - атомный вес ядра). Тогда индикатриса рассеяния будет иметь вид

$$\bar{\sigma}_{\kappa}^{\nu}(E' \rightarrow E, E_0^k, M_L) = (\sigma_{in}(E', E_0^k, M_L) \delta[E - \eta(E', E, E_0^k, A)]) / \sigma_{in}(E'), \quad (3)$$

где $\sigma_{in}(E', E_0^k, M_L)$ - дифференциальное сечение на уровне E_0^k в лабораторной системе координат;

$\sigma_{in}(E)$ - полное сечение неупругого рассеяния;

M_L - косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат.

Представим индикатрису рассеяния (3) в виде разложения по полиномам Лежандра и подставим коэффициенты разложения в выражение (2). После проведения соответствующих преобразований согласно [5] получим

$$\bar{\sigma}_{\kappa, \ell}^{i, j} = (2\ell + 1) \int_{\bar{E}_i}^{\bar{E}_j} \sigma_{in}(E', E_0^k) \varphi(E) \int_{M_L(\bar{E}_i, E)}^{M_L(\bar{E}_j, E)} \psi_{\ell}(M_L) dM_L dE' / \phi_i, \quad (4)$$

где $\sigma_{in}(E', E_0^k)$ - сечение неупругого рассеяния на уровне E_0^k , заданное в библиотеке табулированной функции; $\psi_{\ell}(E', M_L)$ - нормированное на I угловое распределение вероятности рассеяния, которое представлено в библиотеке либо в дискретных точках по M_L , либо в виде коэффициентов разложения в ряд по полиномам Лежандра. Пределы интегрирования в выражении (4) сложным образом зависят от атомного веса ядра, ширины и взаимного расположения групп i и j . Таким образом, все величины, входящие в правую часть (4), определены с точки зрения библиотеки СОКРАТОР.

Выражение для индикатрисы неупругого рассеяния в области непрерывного спектра найдем в предположении, что $A \gg 1$. Это не является слишком серьезным ограничением, т.к. неупругое взаимодействие играет существенную роль только на тяжелых ядрах. Можно показать [6], что этим исключаем однозначную связь между углом неупругого рассеяния и потерей энергии нейтроном. Тогда индикатриса рассеяния представляется в виде

$$\bar{\sigma}_{cont}^{\nu}(E' \rightarrow E, M_L) = (\sigma_{cont}(E', M_L) \psi_{cont}(E' \rightarrow E)) / \sigma_{in}(E'), \quad (5)$$

где $\sigma_{\text{scat}}(E', \mu_L)$ - дифференциальное сечение в области непрерывного спектра, а $\psi_{\text{scat}}(E' \rightarrow E)$ - энергетический спектр нейтронов (испытывших неупругое рассеяние), который может задаваться в библиотеке различными законами. После подстановки коэффициентов разложения индикатрисы рассеяния (5) по полиномам Лежандра в выражение (2) получим

$$\bar{\sigma}_{\text{scat}, \ell}^{i \rightarrow j} = \frac{(2\ell+1)}{\phi_i} \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{\text{scat}}(E') \psi(E') \int_{E_j}^{E_{j+1}} \psi_{\text{scat}}(E' \rightarrow E) \int_{-1}^1 \sigma_{\text{scat}}(E', \mu_L) P_{\ell}(\mu_L) dE' d\mu_L \quad (6)$$

Все величины, входящие в правую часть выражения (6), задаются в библиотеке.

Формулы для матриц переходов реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ будут совпадать с (6), за исключением того, что энергетический спектр вторичных нейтронов в этом случае будет представлен в виде суммы двух или трех частичных спектров для каждого из нейтронов.

Полная матрица неупругого рассеяния будет равна сумме

$$\bar{\sigma}_{\text{scat}, \ell}^{i \rightarrow j} = \sum_{k=1}^M \bar{\sigma}_{k, \ell}^{i \rightarrow j} + \bar{\sigma}_{\text{scat}, \ell}^{i \rightarrow j} + \bar{\sigma}_{2n, \ell}^{i \rightarrow j} + \bar{\sigma}_{3n, \ell}^{i \rightarrow j}$$

3. Описание программы

На основе вышеизложенного алгоритма получения групповых констант комплекс СПРУТ для любого из библиотечных файлов рассчитывает:

для всех реакций

- весовые коэффициенты в группах ϕ_i ;
- усредненную обратную скорость $\langle v^{-1} \rangle_i$;
- обратные моменты полного сечения в зависимости от сечений разбавления $\sigma_c \quad \langle \frac{1}{(\sigma_c + \sigma_a)^k} \rangle_i$;

для каждой реакции r

- среднегрупповое сечение $\langle \sigma^r \rangle_i$;
- для (n, f) реакции $\langle \nu \sigma_f \rangle_i$, где ν - среднее число нейтронов деления на нейтрон поглощения;

- среднегрупповое квадратичное сечение $\langle (\sigma^g)^2 \rangle_i$;
- обратные моменты частичного сечения в зависимости от сечений разбавления σ_0 $\langle \frac{\sigma^g}{(\sigma_t + \sigma_0)^k} \rangle_i$;
- моменты матрицы переходов из группы i в группу j $\bar{\sigma}_{i,j}$.

Усредненный весовой спектр может задаваться отдельно в любой группе (или ряде групп) одним из четырех типов

$$\psi_i(E) = \begin{cases} a E^b \\ E \exp(-E/a)/a^2 \\ \sqrt{4/\pi a^2} \exp(-ab/4) \exp(-E/a) \operatorname{sh}(\sqrt{E}) \\ \delta^g(E) \end{cases} \text{ - произвольная табулированная функция.}$$

Кроме того, возможно задание спектра типа $\psi_i(E)/\sigma_t^g(E)$. Результаты работы СПРУТ в определенном формате записывает на магнитную ленту и может также выдавать их на выходную печать. Имеется блок контроля входного задания. По окончании работы комплекса можно произвести комбинацию групповых констант (например, для получения полной матрицы неупругих переходов).

Л и т е р а т у р а

1. В.Е.Колесов, М.Н.Николаев. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. Сб. "Ядерные константы". Вып. 8, часть 4, М., ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1972.
2. K.Parker. The Aldermaston Nuclear Data Library as at May 1963. AWE 0-70/63, September 1963.
3. D.Woll. Card Image Format of the Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KEDAK. KFK 880, BANC(E)-112, "U", EUR 4160 e, December 1968.
4. С.Х.Саберов, Б.А.Ефименко, Т.Д.Терехова, Г.А.Луравлева. Модульная система NEXT для ЭВМ М-220. Препринт ФЭИ-562, 1974.
5. Н.О.Базазянц, А.С.Забродская, М.Н.Николаев. Групповые параметры анизотропии рассеяния нейтронов. Сб. "Ядерные константы". Вып. 8, часть 2. М., ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1972.
6. Б.Р.Бергельсон, А.П.Суворов, Б.З.Горлин. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов., М., Атомиздат, 1970.

**ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ
МАШИННОЙ БИБЛИОТЕКИ НЕЙТРОННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ
СИСТЕМЫ СОКРАТОР**

В.Е.Колесов, А.С.Кривцов, Н.А.Соловьев.

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Подготовка констант для расчета реакторов и защиты на основе машинной библиотеки оцененных ядерных данных требует создания большого комплекса специальных программ обслуживания самой библиотеки в процессе ее эксплуатации. В докладе описывается комплекс программ, обеспечивающих наполнение библиотеки и поддержание ее в рабочем состоянии. Обсуждается структура комплекса и дается краткое описание отдельных программ.

Abstract

When preparing data for nuclear reactors and shield computations using the evaluated nuclear data library it is necessary to have a set of special service programs to maintain the library itself. In this paper the structure of this set is discussed and a brief description of some programs is presented.

I. Введение

Подготовка ядерно-физических констант для расчета реакторов и защиты на основе машинной библиотеки оцененных ядерных данных (СОКРАТОР) [1] требует создания большого комплекса специальных программ обслуживания самой библиотеки в процессе ее эксплуатации. Эти программы условно можно разбить в зависимости от их назначения на две группы. К первой группе можно отнести программы наполнения библиотеки, обмена между однотипными библиотеками и сервисные программы. Ко второй группе можно отнести программы, обеспечивающие связь данных из библиотеки с программами, выполняющими расчеты реакторов или защиты. Программы этой группы имеют дело, с одной стороны, с библиотекой ядерных данных, а с другой, с программами расчета реакторов или защиты, иногда выполняя часть функций этих задач. Они должны быть более гибкими, и единственное требование, которое налагается на них системой СОКРАТОР, заключается в использовании библиотечной лен-

ты данных. Программы первой группы более консервативны, и в основном они изменяются лишь с изменением ЭВМ или с изменением математического обеспечения ЭВМ.

2. Описание структуры системы программ наполнения библиотеки, обмена между библиотеками и сервиса

Для обеспечения эффективного прохождения задачи (цепочки задач) и надежности вычислительного процесса было расширено математическое обеспечение ЭВМ М-220, использующее язык АЛГОЛ-60 и транслятор ТА-2. Для управления прохождением пакета заданий создана управляющая программа (резидент). Все программы математического обеспечения библиотеки (модули) СОКРАТОР записаны на программной магнитной ленте (ПМЛ). На ПМЛ записывается резидент, паспорт комплекса и сами модули. Паспорт системы модулей формируется автоматически во время записи модуля на ПМЛ. На ПМЛ располагается также математическое обеспечение ТА-2 (ИС-2 и стандартные подпрограммы). Для прохождения задания составляется входной пакет следующей структуры:

1. Стандартные карты настройки системы.
2. Цепочка имен модулей с режимами их работы.

3. Структура и требования, наложенные на модуль

Вначале опишем структуру лент с данными в библиотеке СОКРАТОР. Нейтронные данные, которые проверены и которые можно использовать в расчетах, располагаются на Информационной Магнитной Денте (ИМЛ). На ИМЛ записан паспорт файлов, хранящихся на ленте, и сами файлы. Кроме ИМЛ, существует Рабочая Магнитная Дента (РМЛ), которая используется во всех случаях, когда файл либо неполный, либо его еще нельзя использовать из-за наличия ошибок, либо файл используется программами сервиса.

Вся система использует математическое обеспечение, которое имеется на ЭВМ класса М-220 [6], язык АЛГОЛ-60, транслятор ТА-2. Кроме этого, специально для системы СОКРАТОР написаны или переделаны следующие программы:

Административная Система (АС), программа вызова отдельных частей модуля с магнитного барабана, программа начальной загрузки АС, программа окончания работы модуля. Все программы, кроме ре-

зидента, включены в ИС-2, вместо соответствующих старых. Резидент обычно всегда находится в памяти машины, АС - только когда используется.

Исходя из всего этого были разработаны некоторые требования на модули. Модуль - программа, либо полученная после транслятора ТА-2, либо написана вручную, но удовлетворяющая требованиям, как и программа после трансляции.

Если модуль не помещается в оперативной памяти, то он может быть разбит на подпрограммы, которые будут связываться друг с другом с помощью системы *NEXT*, включенной в ИС-2. В случае, когда модуль не помещается на барабаны, его можно разбить на более мелкие модули, употребив для связи соответствующие операторы внутри модуля. Каждый модуль получает управление от резидента и передает также управление резиденту, хотя явного указания на это в модуле может и не быть.

Цепочку модулей можно создавать с помощью входного пакета (внешнее управление), вызовом самим модулем следующего модуля (внутреннее управление) и смешанным способом (смешанное управление).

Основными транзитными массивами служат файлы библиотеки ядерных данных на лентах. Отдельные модули могут использовать под транзитные массивы часть оперативной памяти и барабанов. В последнем случае пользователь сам должен проявить заботу, чтобы структура информации после одного модуля согласовывалась со структурой информации другого модуля, поскольку система гарантирует лишь сохранность информации в случае, если эта информация располагается не на месте резидента, рабочего поля ИС-2 и рабочего поля АС.

4. Краткое описание системных программ и модулей библиотеки СОКРАТОР

1. Резидент осуществляет загрузку модуля на ПМД и вызов с ПМД на барабан, следит за очередностью прохождения модуля, настраивает АС и др.

Написана в кодах ЭВМ типа М-220.

2. ПОСШОК - Программа Обнаружения Случайных Ошибок в библиотечных файлах. Состоит из 3-х модулей:

а) проверки сечений, разных величин и заголовочной информации;

б) угловых распределений;

в) энергетических распределений.

Типы ошибок и полное описание этой программы дано в [2].

3. ПШИ - Покарточная Печать Информации библиотечных файлов.
Выполняется печать содержимого каждой карты с рабочей ленты на одну строку широкой бумажной ленты либо всего файла, либо группы карт, указанных в задании.

4. ПАС - Печать Аннотированных Списков для библиотечных файлов.
Выполняется печать данных в виде таблиц всего файла, из отдельных интервалов энергии. Таблицы сопровождаются поясняющими надписями.

5. АСПЕКТ-1 - Автоматизированная Система Перевода Констант из формата библиотеки *UKNDL* [3] в формат СОКРАТОРА [1].

6. АСПЕКТ-2 - Автоматизированная Система Перевода Констант из формата библиотеки *КЕДАК* [4] в формат СОКРАТОРА.

Для программ АСПЕКТ-1 и АСПЕКТ-2 лента с константами и *КЕДАК* записана в двоичном виде.

7. ПРЕБ - Программа Редактирования файлов на рабочей ленте.
Выполняется запись *N* файлов с перфокарт на ленту, может копировать рабочую ленту, вносить изменения в файл.

8. ПКД - Программа Перекодировки Данных из алфавитно-цифровой формы в двоичное представление.

9. ВОСИ - Восстановление Служебной Информации.

Осуществляет перепись любого файла с информационной ленты на рабочую, с восстановлением служебной информации.

10. ФОБИД - Формирование Библиотечной Информационной Ленты.

Производит информационную ленту либо с рабочих лент, либо с других информационных лент.

11. ПРФ - Перфорация библиотечных файлов.

Осуществляет вывод информации с рабочей ленты на перфокарты в формате СОКРАТОР.

12. ПАП - Программа Арифметической Проверки библиотечных файлов.
Проверяет правильность некоторых соотношений; например, полное сечение должно быть равно сумме всех парциальных и др.

13. ГРАФ - Графическое представление сечений файлов.
Программа выводит сечения в заданном интервале энергии на графики.

14. ППС - Программа Подготовки Секций Сечений.

Программа производит часть секции сечений в формате СОКРАТОР

из данных, представляющих собой отдельные массивы энергий и сечений.

Все эти программы включены в комплекс и функционируют.

Часть программ в настоящее время разрабатывается, и, поскольку они еще не включены в комплекс, здесь не описываются. Другие программы, как, например, подготовки констант для расчета, являются слишком сложными, чтобы дать исчерпывающее описание, и поэтому они представлены отдельными докладами [5].

Л и т е р а т у р а

1. В.Е.Колесов, М.Н.Николаев. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. Сб. "Ядерные константы". Вып. 8, часть 4. М., ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1972.
2. В.Е.Колесов, А.С.Кривцов, Н.А.Соловьев. Автоматизация процесса проверки информации для библиотеки рекомендованных ядерных данных. Программа "Посошок". Сб. "Ядерные константы". Вып. 8, часть 4. М., ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1972.
3. K.Parker. The Aldermaston Nuclear Data Library as at May 1963. AWRE O-70/63, September 1963.
4. D.Woll. Card Image Format of the Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KENDAK. KFK 880, KANDC(E)-112, "U", EUR 4160 e, December 1968.
5. В.Е.Колесов, А.С.Кривцов. Алгоритм и программа подготовки групповых констант расчета реакторов на основе библиотеки нейтронных данных системы СОКРАТОР. См. настоящий сборник, с. 140.
6. В.Ф.Ляшенко. Программирование для ЦЕМ с системой команд типа М-20. "Советское радио", М., 1974.

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ
В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Излагается метод анализа энергетических зависимостей нейтронных сечений в резонансной области с помощью аппроксимации дробно-рациональными выражениями с целью получения резонансных параметров и представления информации в удобной для хранения форме.

Abstract

A method is outlined of the analysis of the neutron cross-sections energy dependence in the resonance region by rational approximation. The method allows to calculate the resonance parameters and is convenient for information storage.

Приближение Паде [1-4] является мощным методом аналитического продолжения функций, заданных, в частности, своими значениями в отдельных точках действительной оси (приближение второго рода). Если элементы S -матрицы являются аналитическими функциями энергии частиц, вызывающих ядерную реакцию, то можно использовать это приближение для описания энергетической зависимости сечений. Практически удобный алгоритм такого описания излагается в настоящей работе (см. также [5]).

Приближением Паде второго рода $f^{[N,M]}(z)$ для функции $f(z)$ называется отношение двух полиномов от z

$$f^{[N,M]}(z) = P_N(z) / Q_M(z), \quad (1)$$

которое в точках z_i ($1 \leq i \leq N + M + 1$) принимает значения $f(z_i)$. Для нас особый интерес представляет используемый в дальнейшем случай $M = N$, $N + 1$, сводящийся к цепным дробям. Для такого сведения определим, следуя [2], последовательность функций $f_n(z)$.

$$f_n(z) = C_n / (1 + (z - z_n) f_{n+1}(z)); f_1(z_i) \equiv f(z_i). \quad (2)$$

Тогда для $f_1(z)$ получим конечную цепную дробь:

$$f_1(z) = \frac{C_1}{1 + \frac{(z - z_1)C_2}{1 + \frac{(z - z_2)C_3}{1 + \dots + \frac{(z - z_n)C_{n+1}}{1 + (z - z_{n+1})f_{n+2}}}}}. \quad (3)$$

Введем также функции $u_n(z)$

$$f_n(z) = u_{n+1}(z) / u_n(z); u_1(z) \equiv 1. \quad (4)$$

Тогда из (2) получим соотношение

$$C_n u_n(z) = u_{n+1}(z) - (z - z_n) u_{n+2}(z), \quad (5)$$

которое используется для рекуррентного вычисления коэффициентов C_n , в которых и сосредотачивается информация о функции $f^{[N, M]}(z)$. Поясним процедуру их вычисления. Пусть по значениям $f(z_i)$ при $i \leq k$ вычислены C_n с $n \leq k$. Тогда, используя эти C_n , z_n и $u_1(z_{k+1}) = 1$,

$u_2(z_{k+1}) = f(z_{k+1})$, с помощью (5) получим все

$u_n(z_{k+1})$ до $u_{k+2}(z_{k+1})$ включительно, что и позволит вычислить C_{k+1} ($C_1 = f(z_1)$). Конечную цепную дробь (3) можно превратить в обыкновенную, т.е. в отношение полиномов P_n / Q_n (здесь n означает уже порядок приближения, но не степень полинома!), определяемых, как легко показать, следующими формулами:

$$P_n(z) = \sum_{m=0}^{[(n-1)/2]} p_n^m z^m; \quad Q_n(z) = \sum_{m=0}^{[n/2]} q_n^m z^m. \quad (6)$$

$[x]$ - целая часть числа x .

$$P_n^m = P_{n-1}^m - C_n (z_{n-1} P_{n-2}^m - P_{n-2}^{m-1}). \quad (7)$$

Для q_n^m соотношение совпадает с (7) при следующей разнице в начальных условиях:

$$P_0^0 = 0; P_1^0 = C_1; q_0^0 = q_1^0 = 1. \quad (8)$$

Построив функцию (I), можно, вычленив целую часть и найдя все корни полинома $Q_N(z)$, представить (I) в виде суммы элементарных слагаемых

$$\frac{P_N(z)}{Q_N(z)} \equiv C + \frac{P_{N-1}(z)}{Q_N(z)} \equiv C + \sum_{i=1}^{\ell_1} \frac{a_i}{E - E_i^{(0)}} + \sum_{k=1}^{\ell_2} \frac{\alpha_k + \beta_k (E - E_k^{(0)})}{(E - E_k^{(0)})^2 + \frac{\gamma_k^2}{4}}, \quad (9)$$

где $\ell_1 + 2\ell_2 = N$, а $E_i^{(0)}$ и $E_k^{(0)} \pm i\gamma_k/2$ — соответственно действительные и комплексные корни полинома $Q_N(E)$. Если найти также и корни полинома P_N , то можно представить функцию (9) в другой полезной для обсуждения ее свойств форме

$$\frac{P_N(z)}{Q_N(z)} \equiv A \prod_{k=1}^N \frac{(z - z_k^p)}{(z - z_k^q)}, \quad (10)$$

где $z_k^{p,q}$ — все корни соответствующих полиномов, действительные и комплексные.

Вопрос о сходимости приближения Паде решен (см. [2 - 3]) только для аналитических функций. При дробно-рациональной аппроксимации экспериментальных зависимостей возникает вопрос о влиянии "шума", т.е. случайного разброса опорных точек, на свойства приближения. Практика показывает (см. [3], [5]), что присутствие шумовой компоненты приводит к появлению у полиномов P_N и Q_N взаимно близких действительных корней, так называемых "шумовых" дублетов.

Как видно из (10), при точном совпадении таких корней соответствующие биномы сокращаются и влияния на ход построенной функции не оказывают. Если же совпадение лишь приближенное, то соответствующее отношение $(z - z_k^p)/(z - z_k^q)$ отлично от единицы лишь в узкой окрестности z_k^q (но при $z = z_k^q$ обращается в бесконечность). Представление (9) подсказывает

способ борьбы с таким влиянием шумов. Соответствующие слагаемые характеризуются малыми значениями α_i , и, выполнив практически разложение (9), их следует отбросить. Есть, однако, случай, когда действительные полюсы в выражении (9) имеют физический смысл - при энергиях нейтронов, близких к нулю, когда большой вклад в сечение дает член $\sim 1/\sqrt{E}$ и отрицательные уровни. Общим этим слагаемым соответствует член первого типа в выражении (9) с $E_i^{(0)} < 0$, которые также легко отделяются от шумовых.

Если анализируемые данные достаточно подробны, то число экспериментальных точек обычно много больше практически требуемого ранга приближения, т.е. числа опорных точек. Итеративный процесс отбора наиболее "информативных" опорных точек, обеспечивающих наилучшее приближение, подробно описан в работе(5).

Его основой служит минимизация среднего квадратичного относительного отклонения построенной кривой от всех экспериментальных точек. "L - резонансной формуле" соответствует приближение ранга $4L + 1$.

Изложенный метод был проверен как на модельных задачах, так и при обработке экспериментальных данных по измерению нейтронных сечений для ядер Li , B , V , Mn , U^{235} (некоторые из этих результатов представлены в других докладах на настоящую конференцию). Полученные результаты показывают, что он является достаточно универсальным и практически удобным как для аппроксимации экспериментальных зависимостей гладкими функциями, имеющими достаточно простой аналитический вид, так и для определения резонансных параметров. Следует заметить, что использованный метод аналитического продолжения функции за пределы действительной оси позволяет, в принципе, точно определить положение полюсов матрицы рассеяния, т.е. значения энергии и полной ширины уровней компаунд-системы без каких-либо априорных предположений о степени сложности интерференционной структуры.

Рассмотрение модельных задач показывает, что при статистической независимости экспериментальных значений в разных точках отклонение восстановленной кривой от истинной может быть значительно - в несколько раз - лучше среднего разброса точек.

Л и т е р а т у р а

1. Pade H. Ann Ecole Normal Superieure. Paris, v. 9 (1892), v.16 (1899).
2. Zinn-Justin J. "Phys. Rev.", v. 1c, No 3 (1971).
3. Basdevant J.L. "Fort. der Physik", v. 20, p. 283 (1972).
4. Baker G.A., Gammel J.L. The Pade-Approximant in Theoretical Physics. Acad. Press, N.-Y. (1970).
5. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-484 (1974).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ ДЛЯ РАЗЛОЖЕНИЯ
ФУНКЦИЙ В СУММУ ЭКСПОНЕНТ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ
НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Предлагается метод разложения функции, заданной дискретными значениями на конечном отрезке, в сумму экспонент с неизвестными заранее периодами. Метод основан на аппроксимации образа Лапласа анализируемой функции дробно-рациональным выражением. Рассмотрены примеры анализа функций пропускания.

Abstract

A method is outlined of expansion of a function represented by discrete points on an interval into the sum of exponents with the periods a priori unknown. The method is based on the Pade-approximation of the Laplas-transformation of the function. Some examples of the analysis of neutron transmission functions are presented.

Образ Лапласа суммы экспонент является дробно-рациональной функцией своего аргумента. Поэтому при необходимости приближенно представить функцию в виде такой суммы естественно воспользоваться для анализа её образа Лапласа приближением Паде (см. [1-4]), т.е. дробно-рациональным выражением, имеющим важные преимущества перед другими способами аппроксимации. В докладе авторов [5] на настоящей конференции приближение Паде второго рода было использовано для анализа энергетических зависимостей нейтронных сечений в резонансной области, т.е. в том случае, когда сама анализируемая функция хорошо аппроксимируется дробно-рациональным выражением; там приведены все основные соотношения, позволяющие построить приближение Паде второго рода. Здесь мы дадим лишь его определение.

Приближением Паде второго рода $f^{[N,M]}(z)$ для функции $f(z)$ называется отношение двух полиномов от z степеней N и M .

$$f^{[N,M]}(z) = P^N(z) / Q^M(z), \quad (1)$$

такое, что в точках z_i ($1 \leq i \leq N+M+1$) оно принимает значения исходной функции, т.е. $f^{[N,M]}(z_i) = f(z_i)$.

Если

$$f(t) = \sum_{k=1}^M a_k e^{-p_k t}, \quad (2)$$

то образ Лапласа этой функции

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt = \sum_{k=1}^M \frac{a_k}{s+p_k} = \frac{P^{M-1}(s)}{Q_M(s)}. \quad (3)$$

Из сказанного вытекает следующий способ разложения функций в сумму экспонент:

1. Численным интегрированием образ Лапласа $F(s)$ разлагаемой функции $f(t)$ вычисляется в выбранных точках $0 \leq s_i \leq s_{\max}$ действительной оси ($i = 1, 2, \dots, N_s$), полное число их должно быть $N_s \geq 2M+1$, где M - число искомым экспоненциальных слагаемых. Практически полное число точек по s (будем называть их исходными) удобно брать значительно большим, а из них выбрать $2M+1$ опорную точку.

2. По формулам, приведенным в [5], через эти точки проводится дробно-рациональная функция, которая разлагается в сумму элементарных слагаемых, в соответствии с формулой (3).

3. Каждому такому слагаемому в $F(s)$ сопоставляется экспоненциальная компонента функции - оригинала $f(t)$, и по совокупности полученных параметров восстанавливается её значения.

Продемонстрируем возможности метода на примере анализа кривых пропускания в нейтронной физике, т.е. зависимости от толщины образца t следующего интеграла:

$$\Gamma_i(t) = \int_{E_1}^{E_2} \Psi(E) \sigma_i(E) e^{-\sigma_{tot}(E) \cdot t} dE, \quad (4)$$

который берется по интервалу энергетической группы. Здесь σ_{tot} и σ_i - полное и парциальное сечения соответственно; $\Psi(E)$ - функция, описывающая нейтронный спектр. Если приближенно заменить $\sigma_i(E)$ ступенчатой функцией, т.е. ввести подгрупповые константы и перейти в интеграле (4) к переменной σ , то, поскольку производная от ступенчатой функции есть сумма дельта-функций, получим

$$\Gamma_i(t) = \int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} \Psi \sigma_i e^{-\sigma t} \frac{dE}{d\sigma} d\sigma = \sum_{k=1}^M a_k^i e^{-\sigma_k^i t}, \quad (5)$$

При этом сумму

$$P(\sigma^i) = \sum_{k=1}^M a_k^i \delta(\sigma^i - \sigma_k^i) \quad (6)$$

можно трактовать как приближенное распределение вероятностей для различных значений сечения в энергетическом интервале группы (см. [6]). Тогда, разложив функцию $\Gamma_i(t)$ на сумму экспонент, мы определим набор постоянных a_k^i и σ_k^i , который с помощью (6) позволит очень просто вычислять различные интегральные величины, зависящие от поведения сечения в пределах группы, например средние сечения и коэффициенты самоэкранировки

$$\langle \sigma^i \rangle = \sum_{k=1}^M a_k^i \sigma_k^i; f_i(\sigma_0) = \left(\sum_{k=1}^M \frac{a_k^i}{\sigma_k^i + \sigma_0} \right) / \left(\sum_{k=1}^M \frac{a_k^i}{\sigma_k^i + \sigma_0} \right). \quad (7)$$

В таблице I приведены результаты анализа кривых пропускания для марганца, полученных в работе [6] для энергетической группы $2 \text{ кэВ} \leq E \leq 4 \text{ кэВ}$. Число экспоненциальных слагаемых в каждой сумме ограничивается конечной точностью расчетов. Данные таблицы I показывают, что при восстановлении образа Лапласа с точностью 6 - 7 знаков обеспечивается точность восстановления кривых с относительной погрешностью 0,3 - 0,5% в интервале 8-9.

Таблица 1
 Результаты анализа кривых пропускания T_t и T_c для Mn ,
 соответствующие энергетическому интервалу 2 кэВ $\leq E \leq 4$ кэВ

M	$\overline{\Delta f} \%$	a_1 p_1	a_2 p_2	a_3 p_3	a_4 p_4	a_5 p_5	a_6 p_6	a_7 p_7
6	0,67	0,00317 9,302	0,0185 14,45	0,0255 30,04	0,0632 77,46	0,237 244,1	0,659 567,0	-
7	1,28	0,00406 9,577	0,0128 16,06	0,0698 35,53	0,262 91,94	0,619 271,5	0,032 581,1	0
8	0,96	0,00098 8,412	0,0068 11,39	0,0176 21,03	0,0379 47,97	0,081 121,1	0,296 313,6	0,559 601,9
9	0,66	0,00117 9,043	0,0074 12,71	0,0165 22,58	0,0359 48,50	0,077 117,4	0,287 304,8	0,573 597,1
6	0,74	0,0885 9,394	0,2011 15,06	0,2295 33,88	0,1986 107,8	0,277 446,76	0	-
7	0,36	0,1118 9,7508	0,2121 16,64	0,2227 39,018	0,1911 126,73	0,2593 477,9	2×10^{-4} 5,593	0
8	0,31	0,0612 9,0706	0,1346 12,54	0,1653 20,63	0,1714 40,39	0,1943 92,98	0,105 256,0	0,1753 576,1

Таблица 2
 Значения среднего сечения и коэффициентов самоэкрани-
 ровки f_c для сечения захвата σ_c по группе 2 кэВ $\leq E \leq 4$ кэВ,
 полученные в работе [6] численным интегрированием и рас-
 четом по параметрам, полученным в настоящей работе

	$\langle \sigma_t \rangle$ барн	f_c $\sigma_o = 0$	f_c $\sigma_o = 10$ барн	f_c $\sigma_o = 100$ барн
Численный расчет [6]	167,7	0,1514	0,1995	0,4087
Расчет по параметрам экспонент	166,8	0,1504	0,1981	0,4075

декад при выделении 6-7 экспоненциальных компонент. Поскольку величина полного сечения в энергетическом интервале рассмотренной группы заключена в пределах от 10 до 600 барн, то примерно в тех же пределах должны располагаться полученные значения σ_k^i , что, как видно из таблицы 1, выполняется. Проверить "качество" полученного набора подгрупповых констант можно, рассчитав с их помощью средние сечения и коэффициенты самоэкранировки и сравнив их со значениями, полученными путем численного интегрирования с использованием фактической энергетической зависимости $\sigma(E)$. Результаты такого сравнения приведены в таблице 2. Оба типа величин хорошо согласуются между собой, что и оправдывает представление (σ) с константами, приведенными в таблице 1.

Л и т е р а т у р а

1. H.Pade. Ann. Ecole Normal Supérieure, Paris, vol.9, (1892), vol. 16 (1899).
2. J.Zinn-Justin. "Phys.Rev.", vol. 10, No.3(1971).
3. J.L.Basdevant. "Fort. der Physik", vol.20, 283(1971).
4. G.A.Baker, J.L.Gammel. The Pade-Approximants in Theoretical Physics . Acad. Press. N.-Y.(1970).
5. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С.. См. настоящий сборник, с.150.
6. Аблян Л.П., Николаев М.Н., Синица В.В. В сб. "Ядерные константы", вып.9, стр.146, 1972.

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ
И ХРОМА В БЫСТРОЙ ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ

В.М.Бычков, В.Н.Манохин, В.Г.Проняев, В.И.Попов,
А.Б.Пащенко

(Физико - энергетический институт)

Аннотация

В работе проведен анализ нейтронных сечений, функций возбуждения и угловых распределений неупругого рассеяния нейтронов на изотопах Cr и Ni в энергетическом интервале 1-15 Мэв с помощью обобщенной оптической модели и статистической теории ядерных реакций. Предсказания теоретических моделей сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Abstract

This paper contains the analysis of neutron cross sections, the excitation functions and angular distributions of inelastically scattered neutrons for the isotopes of Cr and Ni in the energy interval (1-15) MeV using the generalized optical model and the statistical theory of nuclear reactions. The predictions of the theoretical models are compared with available experimental data.

В данной работе выполнен теоретический анализ сечений взаимодействия нейтронов с ядрами Cr^{52} , Ni^{58} и Ni^{60} в области энергий налетающего нейтрона от 1 до 15 Мэв. При этом рассмотрены как процессы, протекающие через стадию образования составного ядра, так и прямые реакции. Методика подобного анализа и основные соотношения, используемые в расчетах, изложены в работе [1]. Необходимым условием достоверности проводимых расчетов является корректный выбор параметров теоретических моделей: оптического потенциала, параметра плотности уровней и спектроскопических характеристик ядра. В настоящей ра-

боте исследовалось влияние этих параметров на конечные результаты расчета.

Начальным этапом настоящего анализа нейтронных сечений является выбор параметров оптического потенциала. В литературе имеется несколько систематик оптических параметров, полученных при рассмотрении широкого круга экспериментальных данных (наиболее фундаментальный подход был применен в работе [2]), однако эти систематики отражают лишь общую тенденцию зависимости параметров от атомного веса и энергии. Для учета индивидуальных свойств рассматриваемых ядер в данной работе был проведен поиск оптимальных параметров оптической модели на основе совокупности экспериментальных данных по полным сечениям и угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов для Cr и Ni в исследуемой области энергий. Качество описания средних сечений σ_{tot} и σ_{non} для этих элементов демонстрируется на рис. 1, 2.

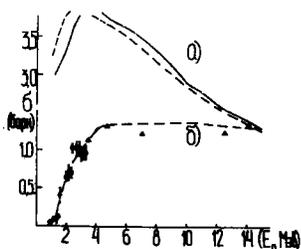


Рис. 1.

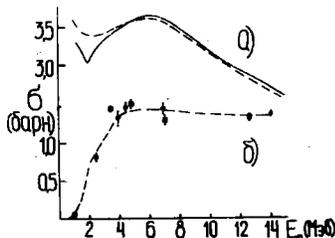


Рис. 2.

Сравнение расчетных сечений σ_{tot} и σ_{non} с экспериментальными данными для Cr (рис. 1) и Ni (рис. 2). Домплайция экспериментальных данных по сечению σ_{non} (б) и рекомендованный ход усредненного по энергии полного сечения (а) взяты из работ [3, 4]. Результаты расчетов показаны пунктирной линией.

Следует отметить, что, как и в работе [1], для рассматриваемых ядер не удается удовлетворительно описать полное сечение по оптической модели при энергии ниже 3 Мэв.

Сечения реакций, протекающие через стадию образования составного ядра, рассчитывались в рамках статистического под-

Уода Хаузера-Фешбаха [5]. Коэффициенты проницаемости ядра были вычислены по оптической модели с оптимальными параметрами, найденными в данной работе. Изотопическая зависимость глубины действительного и мнимого потенциалов учитывалась согласно работе [2]. Расчет функций возбуждения дискретных уровней проводился по формулам, полученным Тепелем и др. [6] на основе параметризации S - матрицы рассеяния в терминах R - матрицы. Как показано в работе [6], такая процедура приводит к соотношениям типа Хаузера-Фешбаха с учетом флуктуации и корреляции нейтронных ширин.

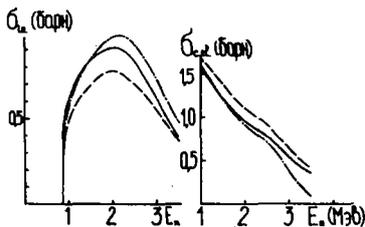


Рис.3. Сравнение расчетов по соотношениям Тепеля (сплошная линия) и Молдауэра (пунктирная и штрих-пунктирная линии для $Q=0$ и $Q=1$ соответственно).

при нейтронных ширин ($Q=1$), а с увеличением числа открытых каналов приближается к варианту расчета с коэффициентом корреляции $Q=0$. Следует также отметить, что практическая реализация алгоритма расчета по соотношениям работы [6] оказывается более простой, чем в формализме Молдауэра.

В области неразрешенных уровней остаточного ядра в расчетах по статистической теории использовалась формула плотности уровней в модели Ферми-газа с обратным смещением, [8], величина которого выбиралась следующим образом: для четно-четных ядер $\delta = 1,0$ Мэв, для четно-нечетных ядер $\delta = -0,5$ Мэв и для нечетно-нечетных ядер $\delta = -2,0$ Мэв. Схемы уровней рассматриваемых ядер взяты из компиляции [9]. Вклад прямых процессов в сечение возбуждения первых 2^+ уровней

На рис.3 приведено сравнение результатов расчета функции возбуждения первого уровня при неупругом рассеянии нейтронов и сечения σ_{01} для ядра Fe^{56} по соотношениям Молдауэра [7] и Тепеля. При малом числе открытых каналов ($E < 2$ Мэв) расчет по формулам работы [6] согласуется с кривой Молдауэра, полученной с учетом корреля-

Они вычислен по методу связанных каналов в предположении о вибрационной природе низлежащих коллективных состояний. Параметры деформации ядер взяты из компиляции [9]. Расчеты сечений и угловых распределений неупругого рассеяния нейтронов на коллективных состояниях четно-четных ядер проводились по программам, описанным в работе [10]. На рис.4 приведены

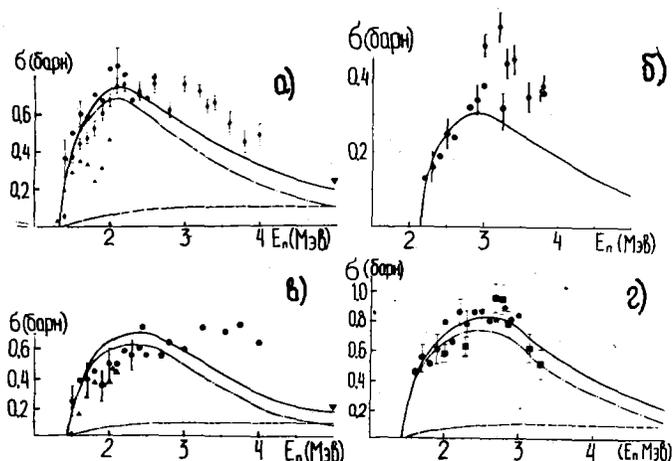


Рис. 4. Функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов: а) Ni^{60} , $E_j = 1,332$ Мэв, $I_j^\pi = 2^+$; б) Ni^{60} , $E_j = 2,158$ Мэв, $I_j^\pi = 2^+$; в) Ni^{58} , $E_j = 1,452$ Мэв, $I_j^\pi = 2^+$; г) Cr^{52} , $E_j = 1,434$ Мэв, $I_j^\pi = 2^+$. Пунктирной, штрих-пунктирной и сплошной линиями указаны соответственно вклады процессов, идущих через составное ядро, прямых процессов и полных сечений возбуждения уровней

результаты расчетов функций возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах Cr^{52} , Ni^{58} и Ni^{60} вместе с экспериментальными данными из компиляции [3,4].

Результаты расчета сечений реакций с вылетом заряженных частиц показаны на рис. 5. Приведенные на графиках экспериментальные данные взяты из компиляции [3]. Влияние различных факторов на результаты расчетов исследовано на примере реакции $Ni^{58}(n,p)Co^{58}$. Пунктирной и штрих-пунктирной линия-

ми указаны соответственно расчеты со средними и минимальными (из приведенного в работе [9] интервала) значениями спинов уровней остаточного ядра и с коэффициентами проницаемости протонов, вычисленными с использованием оптического потенциала Бечетти [2]. Сплошной

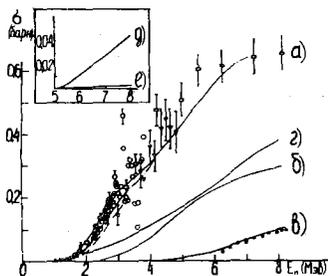


Рис.5. Сечение реакции (n, p) (a, b, δ) и реакции (n, α) (δ, ϵ, e) для изотопов Ni^{54} , Ni^{60} и Cr^{52} соответственно. Пояснения даны в тексте.

линией показан расчет, в котором протонные коэффициенты были получены по оптической модели с оптимальными параметрами, найденными в данной работе, а уровням остаточного ядра были приписаны минимальные значения спинов из указанного выше интервала. Параметры оптического потенциала для расчета коэффициентов проницаемости альфа-частиц взяты из работы [11].

Заклучение. Заметное влияние на результаты расчетов оказывает также выбор параметра плотности уровней. Анализ широкого круга экспериментальных данных по сечению реакции (n, p) с помощью статистической теории ядерных взаимодействий может служить источником дополнительной информации о параметре плотности уровней.

Л и т е р а т у р а

1. Бычков В.М. и др. Нейтронная физика, ч.1, с.316. Обнинск, 1974.
2. F.D.Becchetti, G.W.Greenless. "Phys.Rev.", 182, 1190, 1969.
3. J.J.Schmidt. KFK-120, Karlsruhe, 1966.
4. M.D.Goldberg et al. BNL-325, Second Edition, 1966.
5. W.Hauser, H.Feshbach. "Phys.Rev.", 87, 366, 1952.
6. J.W.Tepel et al. "Phys.Letters", 49B, 1, 1974.
7. P.Moldauer. "Rev.Mod.Phys.Rev.", 36, 1074, 1964.
8. J.R.Huizenda et al. "Phys.Rev.", 182, 1145, 1969.
9. Nucl. Data Sheets, section B, 1968-1970.
10. Игнатик А.В. и др. "Ядерные константы", вып. 13, с.59. 1974.
11. "B.Buck. Phys.Rev.", 127, 940, 1962.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЗОЛОТОМ - 197

В.Н.Виноградов, В.Н.Манохин, В.П.Платонов, Н.С.Работнов,
В.А.Толстикова

(Физико-энергетический институт)

АННОТАЦИЯ

В работе описана оценка сечения радиационного захвата $Au-197$ в области энергий нейтронов 0,01 - 3,5 Мэв. Оцененная кривая проведена на основе отобранных рядов данных методом дробно-рациональной аппроксимации.

ABSTRACT

The evaluation of the neutron capture cross section for $Au-197$ in the neutron energy region 0,01 + 3,5 ev are described in this paper. The evaluated curve is obtained on the basis of the relevant data sets by means of fractional - rational expressions.

Золото часто используют при проведении внутриреакторных измерений, распределений числа захватов по активной зоне и отражателю быстрых реакторов. Кроме того, оно используется как монитор при измерениях сечений захвата других изотопов.

Появление в последнее время большого количества новых экспериментальных работ, в которых измерены $\sigma_{n,\gamma} Au^{197}$, требует пересмотра усредненной кривой захвата быстрых нейтронов золотом.

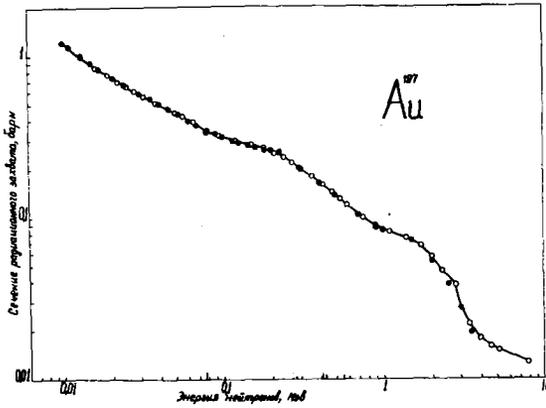
На основе анализа экспериментальных данных было отобрано 15 работ, данные которых использовались при построении усредненной кривой захвата быстрых нейтронов в золоте. Из активационных измерений использовались только те, где стандартом служило $\sigma_f U^{235}$ или были проведены абсолютные измерения. Данные Барра [4] не использовались в оценке из-за

возникших у нас сомнений в корректности учета фонов. Не использовались также данные Цирра [1] для $E = 412$ и 319 кэВ. Используемые данные были единообразно отнормированы. Как видно из перечня литературы, использовались в основном данные работ, выполненных после 1965 г., т.е. за последние 10 лет.

Проведение кривой по экспериментальным данным осуществилось методом дробно-рациональной аппроксимации, аналогично тому, что было сделано нами при оценке сечения захвата U^{238} [16]. При этом совокупность экспериментальных данных разных авторов рассматривалась как единый статистический ансамбль. Весь энергетический интервал разбивался на четыре: $1,5 - 20,5$ кэВ; $17,5 - 74$ кэВ; $68 - 223$ кэВ; $0,19 - 3,5$ МэВ. Результаты аппроксимации в перекрывающихся областях энергий нейтронов "сшивались" в пределах расхождения $\sim 1\%$. Среднее квадратичное отклонение усредненных данных от исходных, экспериментальных составило $6,5\%$ в области энергий $1,5 - 20,5$ кэВ; $4,2\%$ в области энергий $17,5 - 74$ кэВ; $5,2\%$ - в области энергий $68 - 223$ кэВ и $6,5\%$ в области энергий $0,19 - 3,5$ МэВ.

Приводимые в работе оцененные данные по $\sigma_{n,\gamma} Au^{197}$ следует рассматривать как один из вариантов оценки, а их погрешности - как оценки ошибки усредненных данных в случае отсутствия корреляций между данными разных авторов и внутри массивов данных каждого автора.

На рисунке результаты нашей оценки сравниваются с оценкой сечения захвата золота из работы [17]. Обе оценки дают близкие результаты, особенно в области ниже 200 кэВ.



Сравнение усредненной кривой $\sigma_{n,\gamma}(E)$ для Au^{197}
с оценкой из работы [17]:

- - данные настоящей работы;
- - оценка из работы [17]

Л и т е р а т у р а

1. J. B. Czjrr, M. I. Stelts. Nucl. Sci. Eng., v. 52, N3, p. 299, 1973.
2. В. Б. Челюков, В. А. Толстиков, Д. И. Стависский, А. А. Бергман, А. Е. Самсонов. Препринт ФЭИ-292, 1971 г.
3. W. P. Roenitz, D. Compe, H. O. Menlove. J. Nucl. Eng., 22, 505, 1968.
4. H. J. Barrg. J. Nucl. Eng., A/B, v. 18, 491, 1964.
5. K. K. Harris, H. A. Grench, R. J. Jonson, F. J. Vaughn, J. H. Ferziger, R. Sher. Nucl. Phys., 69, 37, 1965.
6. F. J. Vaughn, K. I. Coop, H. A. Grench, H. O. Menlove. Bull. Am. Phys. Soc., v. 11, N5, p. 753, 1966.
7. D. Compe. Nucl. Phys., A133, 513, 1969.
8. W. P. Roenitz. J. Nucl. Eng. A/B, 20, 825 (1966).
9. W. P. Roenitz. Neutron Capture Cross Section Measurements of Ar 197 and U238 from 20 + 3500 KeV. Сообщение на МАНД в Австралии. Осень 1974.
10. А. Н. Давлетшин, А. О. Тигунков, В. А. Толстиков, С. Н. Байкалов, В. С. Королев, В. В. Чубинский. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов ядром ^{197}Au . Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 г.
11. R. J. Nagle, J. H. Landrum, M. Lindner. Proceedings of the Third Conference: Neutron Cross Sections and Technology Knoxville, March 15-17, 1971; v. 1, p. 259.
12. C. Le Rigoleur, A. Arnaud, J. Taste. Mesure de la Section efficace de capture radiative des neutrons par l'or entre 75 KeV. Centre d'Etudes Nucle'aires de Cadarache, CEA-N-1662 (1973).
13. M. P. Fricke, D. R. Mathews, S. J. Friesenhahn, A. D. Carlson and J. M. Neil. Proceedings of the Third Conference Neutron Cross-Section and Technology, March 15-17, 1971, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee.
14. В. С. Шорин, В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР". Выпуск №17, стр. 9. Атомиздат, 1974 г.
15. В. Н. Кононов, Б. Д. Орлов, Е. Д. Полетаев. Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для золота, талла, индия. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 г.
16. R. L. Macklin, J. Halperin, R. R. Winters. Gold Neutron Capture Cross Sections from 3 to 550 KeV. Oak Ridge National Laboratory, Priv. Communication (1974).
17. The Evaluated Neutron Data File, Version IV (ENDF-B/IV), 1974.
18. В. Н. Виноградов, А. Н. Давлетшин, В. П. Платонов, Н. С. Работнов, В. А. Толстиков. Радиационный захват быстрых нейтронов ядром урана-238. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 г.

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРИ $v = 2200$ м/сек И РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ИЗОТОПОВ С $Z = 57 \div 71$.

А.Ф.Федорова, Ж.И.Писанко, Г.М.Новоселов

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

В данной работе приведены оцененные значения нейтронных сечений для скорости нейтронов $v = 2200$ м/сек и резонансных интегралов для изотопов редкоземельных элементов.

Abstract

The estimated values of neutron cross sections for neutron velocity $V = 2200$ m/sec and resonance integrals for isotopes of the rare-earth elements are given here.

Рекомендованные нами величины получены с использованием всех имеющихся экспериментальных данных до 1975 года [2] и следующих критериев для оценки:

1. Произведена перенормировка результатов к современным значениям стандартов, помещенных в таблице I.

2. Если результаты находятся в разумном согласии друг с другом, рекомендованная величина определяется как взвешенное среднее, причем взвешивание производилось обратно пропорционально квадрату установленной ошибки.

3. Если среди многочисленных экспериментальных данных имеется одно, сильно отличающееся от других, значение, то после анализа возможных причин расхождения оно опускалось при определении среднего значения, если анализ не приводил к согласию этой величины с другими.

4. В процессе оценки принимался во внимание метод, с помощью которого была получена измеряемая величина. Предпочтение отдавалось более точным методам.

5. В связи с непрерывным совершенствованием экспериментальной техники предпочтение отдавалось более поздним работам.

Таблица I.

Нейтронные сечения при $v=2200$ м/сек и резонансные интегралы используемых стандартов

Ядро	Величина	Значение сечения в барнах	Значение резонансного интеграла в барнах
^{10}B	$\sigma(n, \alpha)$	3835 ± 7	
В	$\sigma(n, \alpha)$	$770,5 \pm 2$	
V	σ_s	$4,75 \pm 0,03$	
Co^{59}	$\sigma_{\text{акт}}$	$37,5 \pm 0,13$	75 ± 4
Au^{197}	σ_{nr}	$98,8 \pm 0,3$	1550 ± 20

Значения нейтронных сечений при $v=2200$ м/сек и резонансных интегралов стандартов взяты из работы [1].

В табл. 2 приведены оцененные нами значения нейтронных сечений для скорости нейтронов $v=2200$ м/сек и резонансных интегралов изотопов с $Z = 57-71$.

В 1-й колонке таблицы записаны символы элементов изотопов, их массовые числа, в скобках указаны периоды полураспадов образующихся активностей. Во 2-й колонке приведены рекомендованные значения сечений поглощения для скорости нейтронов $v=2200$ м/сек, в 3-й колонке - сечение рассеяния, в 4-й колонке помещены рассчитанные значения вкладов положительных резонансов в сечение при $v=2200$ м/сек. Эти значения рассчитаны с использованием резонансных параметров, приведенных в работе [1], по формуле

$$\Delta\sigma_+ = \frac{0,65}{\sqrt{E}} \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^0 \Gamma_{\gamma i}}{(E - E_{zi})^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}},$$

где $E=0,0253$ эв, g - статистический множитель, Γ_{ni}^0 - приведенная нейтронная ширина уровня в мэв, Γ_{γ} - радиационная ширина резонансов в мэв, Γ_i - полная ширина в эв, E_{zi} - энергия резонанса в эв. Суммирование проводится по всем известным резонансам. В 5-й колонке таблицы приведены оцененные значения резонансных интегралов по экспериментальным данным. В 6-й колонке приведены значения резонансных интегралов, рассчитанные с использованием резонансных параметров, приведенных в работе [1].

Таблица 2

Оцененные значения нейтронных сечений при $v = 2200$ м/сек и резонансных интегралов

Ядро	σ_a , барн	σ_s , барн	$\Delta\sigma_s$, барн	RJ , барн	RJ , барн(расчет)
1	2	3	4	5	6
La I38			34,8 \pm 3,7		687 \pm 36
I39	9,15 \pm 0,25	10,0 \pm 0,5	0,18 \pm 0,05	11,2 \pm 0,4	15,63
I40	2,8 \pm 0,3			69 \pm 4	70,68
Ce I36	7,3 \pm 1,8		2,2 \pm 0,7		70,1 \pm 30
I36/9ч/	6,3 \pm 1,5				
I36/34,4ч/	0,95 \pm 0,25				
I38	1,22 \pm 0,21				
I38/I40дн/	1,2 \pm 0,2				
I38/55сек/	0,015 \pm 0,005				
I40	0,58 \pm 0,04	3,2 \pm 0,2		0,48 \pm 0,03	
I41	29 \pm 3				
I42	0,96 \pm 0,04	3,0 \pm 0,2		1,12 \pm 0,03	
I43	6,0 \pm 0,7				
I44	1,0 \pm 0,1			2,6 \pm 0,26	
Pz I41	11,4 \pm 0,2	3,5 \pm 0,1	1,8 \pm 0,3	17 \pm 3	24,6 \pm 8,5
I41/I9,2ч/	7,6 \pm 0,4				
I41/I4,6мин/	3,9 \pm 0,5				
I42	20 \pm 3				
I43	90 \pm 10			190 \pm 25	
Nd I42	18,7 \pm 0,7	8,3 \pm 0,3	0,02 \pm 0,0016		9 \pm 1,7

171

Продолжение табл.2

	I	2	3	4	5	6
<i>Nd</i>	I43	330±5	80±2	2,6±0,8	56±3	54,3±3
	I44	3,8±0,3	1,0±0,2	2,0±0,6	5,0±1	3,6±0,8
	I45	45±3	15,5±0,6	10±5	240±50	216±50
	I46	1,4±0,1	9,5±0,3	0,14±0,03	2,9±0,2	1,9±0,5
	I48	2,5±0,2	4,0±0,5	3,1±0,6	17±0,4	33,8±17
	I50	1,2±0,2	3,5±0,5	0,3±0,1	20,3±0,7	15,5±3,5
<i>Pm</i>	I46	8400±1680				
	I47	180±7		88±10	2270±90	2160±130
	I47/5,37дн/	96±2			1270±70	
	I47/41,3дн/	84±5			1000±300	
	I48	23000±2000			3600±2400	
	I48	2000±1000				
	I48	21000±1000				
	I49	1450±300				
	I51	700				
<i>Sm</i>	I44	0,7				
	I45	110				
	I47	54±3		13±4	690±40	600±50
	I48	2,7±0,6			27±14	
	I49	42100±400				
	I50	100±5		6±1	300±15	291±115
	I51	15000±2000			3300±700	2550±200

Продолжение табл.2

	1	2	3	4	5	6
173	Sm I52	210±5		209±30	2970±80	2969±2000
	I54	5±1				30±15
	Eu I51	9300±100	8,5±1		3300±300	3265±310
	I51/I2лет/	6160±200			1900±400	
	I51/9,3ч/	3140±120			1400±100	
	I52	12800±600				
	I53	300±10	7,5±0,2	72	1780±200	1419±45
	I54	1500±200				
	I55	4000±150				
	Gd I52	1100±100			3000±300	
	I54	85±15		2,6±0,5	300±70	217±17
	I55	61000±500				
	I56	1,5±1,2		1,4±30	100±30	77±15
	I57	255000±2000				
	I58	2,9±0,4		1,2±0,2	78±4	61,5±7,7
	I60/3,7мин/			0,17±0,03	7±2	6,8±1,7
	Tb I59	23,5±0,7	8,7±0,2	9,4±1,4	375±25	331±25
I60	600±100					
Dy I56	33±3	6,1			2550±450	
I58	43±6					
I60	61±6	3,3	64±27	1160±130	1303±314	
I61	630±16	22±1	43±6	1200±100	1000±40	
I62	177±10	0,3±0,3	200±70	2250±250	2460±360	
I63	120 10	7,0 0,4	140 20	1700 150	1880 150	

Продолжение табл.2

	1	2	3	4	5	6
Dy	I64	2700±70	260±10		810±60	38
	I65	3900±300				
No	I65	65±2	11,0±0,4	I9±2	700±30	628±30
	I65/27,2ч/	63,0±3,3				
	I65/I20лет/	3,5±0,5				
Ez	I62	I70±30	4±2	10,4±1,3		482±32
	I64	I3±2	11,0±0,7	2,8±0,5		133±12
	I66	47±7	I7±1		I22±13	I22±13
	I67	635±30	5,0±0,8		3200±325	3177±325
	I68	2,0±0,4	I2,0±0,7		35,5±7,0	35,5±7,0
	I70	5±1	I5,0±0,8		I9±2	44±7
	I71	280±30				
	I71	280±30				
Tm	I69	I07±2	9,0±0,3	99,5±6	2800±400	2838±400
	I70	92±4				
	I71	4,5±0,2				
YB	I68	3460±50			31900±4500	31900±4500
	I70	11±1	2,6±0,5	10±1,5	270±30	326
	I71	48±4	3,4±0,9	22,4±3,3		682±45
	I72	0,4±0,05	4,3±0,9	0,4±0,07	29±9	23,8±9
	I73	I9±2	3,8±0,6	11±1	400±200	608,3±110
	I74	65±5	72±5		26±6	33,8±5
	I76	5,5±1	4,2±0,8		10,5±2	7,6±3
	I75	23±3	6,2±0,2		1158±230	563,6±60
	I76	2030 ±70				

по формуле

$$J = 4090 \sum_i \frac{g \Gamma_{ni} \Gamma_{\gamma i}}{\Gamma_i E_{zi}^2},$$

где Γ_{ni} , $\Gamma_{\gamma i}$, Γ_i выражены в мэв, E_{zi} - в эв, суммирование производится по всем известным резонансам. В том случае, когда радиационные или нейтронные ширины не известны для каждого резонанса, для расчета использовались величины средних радиационных или нейтронных ширины, полученные усреднением по известным экспериментальным данным.

Л и т е р а т у р а

1. Neutron cross sections. Vol.1. Resonance parameters. BNL-325, 3-ed. 1973.
2. CINDA-74. IAEA.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ 0,025 эв - 14 Мэв

В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин, В.Г.Проняев,
В.П.Платонов, В.И.Попов

(Физико - энергетический институт)

Аннотация

В данной работе описаны результаты оценки нейтронных сечений естественного железа в области энергий от 0,025 эв до 14 Мэв.

Abstract

The results of neutron cross-section evaluation for the natural iron in the energy region from 0,025 eV to 14 MeV are described in this report.

Введение. В Центре по ядерным данным выполнена оценка всех сечений взаимодействия нейтронов с естественным железом в области энергий от тепловой до 14 Мэв. Получены рекомендованные значения полного сечения, сечений и угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов, функций возбуждения и спектров неупругого рассеяния, сечений радиационного захвата и реакций (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$. При оценке полного сечения и сечения радиационного захвата в резонансной области энергий учитывался вклад изотопов $Fe - 54$ (5,84%), $Fe - 56$ (91,68%) и $Fe - 57$ (2,17%). В быстрой области энергий учитывался вклад изотопов $Fe - 54$ и $Fe - 56$ в сечения (n, p) и (n, α) и в функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии. Оценка сечений проводилась на основе имеющихся экспериментальных данных и расчетов по современным моделям ядерных реакций.

Полное сечение. При оценке полного сечения в резонансной области энергий (до ~ 200 кэв) использовался R - матричный формализм Рейха-Мура.

Для расчета сечений использовались резонансные параметры, полученные при многоуровневом анализе данных по пропусканию в работах [1, 2], а также параметры, приведенные в компиляциях [3, 4]. Параметры были выбраны для следующих систем уровней: $Fe-54 (\ell=0, I)$, $Fe-56 (\ell=0, I)$, $Fe-57 (\ell=0)$. Для описания полного сечения в тепловой точке, согласно работе [1], в расчет включен отрицательный резонанс при $E_0 = -2$ кэв. Расчет по R - матричным параметрам корректировался путем сравнения с детальным ходом сечения, измеренным в работах [5, 6]. При энергиях $E > 200$ кэв рекомендованные значения полного сечения получены на основе экспериментальных данных работ [7, 8, 9].

Сечение радиационного захвата. Сечение радиационного захвата в области энергий до 30 кэв получено в рамках одноуровневого приближения R - матричной теории с резонансными параметрами, рекомендованными в обзоре Моксона [10] и включающими данные Хокенбари [11], полученные в измерениях захвата на естественном железе. Для описания сечения в тепловой точке ($\sigma_{\gamma}^{ren} = 2,55$ барн) был добавлен отрицательный резонанс для $Fe-56$ при энергии $E_0 = -2$ кэв с радиационной шириной $\Gamma_{\gamma} = 0,6$ эв.

Расчет по резонансным параметрам Хокенбари, которые известны вплоть до энергии 60 кэв, дает, очевидно, заниженное сечение выше 30 кэв из-за пренебрежения вкладом α - волны. Поэтому в качестве рекомендованной кривой в интервале 30 кэв - 100 кэв взят расчет по статистической теории с коэффициентами проницаемости, полученными из средних резонансных параметров $S_0 = 1,6 \cdot 10^{-4}$; $S_1 = 0,1 \cdot 10^{-4}$; $S_2 = 1,6 \cdot 10^{-4}$; $\Gamma_{\gamma 0} = 1,4$ эв; $\Gamma_{\gamma 1} = \Gamma_{\gamma 2} = 0,6$ эв. В области энергий 100 - 200 кэв этот расчет хорошо согласуется с результатами измерений работ [12-15]. При энергиях $E > 200$ кэв в качестве рекомендованной кривой принят расчет сечения захвата по статистической теории с использованием оптических коэффициентов проницаемости и с учетом механизмов прямого и полупрямого захвата, выполненный в работе [16].

Сечения σ_{inl} , σ_{np} , $\sigma_{n\alpha}$, σ_{n2n} , σ_{non} , σ_{el} , спектры неупругого рассеяния и функции возбуждения уровней. В области энергий 1-14 Мэв при оценке сечений использованы расчеты по обобщенной оптической модели и статистической теории Хаузера-Фешбаха, выполненные в работе [16]. Функции возбуждения рассчитаны для 13 дискретных уровней ядра $Fe-56$. Вклад прямого возбуждения первого уровня $2^+(E=0,845 \text{ Мэв})$ получен методом связанных каналов. Функция возбуждения первого уровня на $Fe-54$ ($E=1,408 \text{ Мэв}$) получена из экспериментальных данных [17-19] в предположении ее подобия функции возбуждения первого уровня на $Fe-56$. В области энергий возбуждения $E > 3,5 \text{ Мэв}$ для описания уровней остаточного ядра использована модель Ферми-газа плотности уровней с феноменологическим учетом остаточного взаимодействия нуклонов. При расчете спектров неупругого рассеяния нейтронов кроме статистического механизма рассматривался механизм прямого возбуждения в рамках метода искаженных волн.

Сечение реакции $(n, 2n)$ рекомендовано на основе данных, полученных путем выделения из измеренн спектров неупругого рассеяния спектра первого нейтрона [20] и полуэмпирических методов систематики данных [21]. Оценка сечений (n, p) и (n, α) выполнена для изотопов $Fe-54$ и $Fe-56$ с учетом экспериментальных данных, собранных в работе [4], и расчетов по статистической теории.

Сечение σ_{non} получено как сумма сечений всех неупругих процессов $\sigma_{non} = \sigma_{inl} + \sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} + \sigma_{ny} + \sigma_{n2n}$. Сечение σ_{el} находилось как разность между полным сечением и сечением всех неупругих процессов $\sigma_{el} = \sigma_{tot} - \sigma_{non}$.

Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния. Угловые распределения упругого рассеяния в данной оценке представлены в виде коэффициентов при полиномах Лежандра в системе центра инерции.

В интервале 0,06 - 1,5 Мэв оценка выполнена на основе экспериментальных данных из работ [22-24]. При энергиях $E > 1,5 \text{ Мэв}$ рекомендованные значения получены при разложении по полиномам угловых распределений упругого рассеяния,

рассчитанных для Fe -56 в модели сильной связи каналов в предположении о вибрационной природе низколежащих коллективных состояний и с учетом вклада упругого рассеяния через составное ядро по статистической теории. Аналогичная процедура применялась при разложении по полиномам угловых распределений неупругого рассеяния нейтронов на первом уровне Fe -56, полученных как суперпозиция прямого возбуждения коллективного состояния и рассеяния через составное ядро.

Заключение. Полный файл естественного железа введен в машинную библиотеку Центра по ядерным данным. Проведено сравнение полученных из файла групповых констант с системой констант БНАБ. Имеющиеся различия связаны главным образом с учетом в данной оценке экспериментальных работ, выполненных после 1964 года. Сравнение оценки полного сечения с оценкой работы [25] показывает, что они согласуются в области выше 3 Мэв. Расхождение в области ниже 3 Мэв связано с учетом в данной оценке результатов работы [9].

Л и т е р а т у р а

1. J.B.Gerg et al. "Phys. Rev." **CS**, 1827, 1973.
2. H.Beer et al. KFK-1516, Karlsruhe, 1972.
3. BNL-325. Second Edition, Suppl. No.2, 1966.
4. J.J.Schmidt. KFK-120, Karlsruhe, 1966.
5. I.Rainwater et al. "Phys. Soc.", **8**, 334, 1963.
6. F.Bahn et al. "Nucl. Sci. Eng.", **47**, 373, 1972.
7. Bowman et al. "Ann. of Phys.", **17**, 319, 1962.
8. Barnard et al. ANL-APREL, 1968.
9. Carlson and Carbonne. WASH-1127, 45, 1969.
10. M.C.Moxon. Conference, Helsinki, CN-26/32, 1970.
11. R.W.Hockenbury et al. "Phys. Rev.", **176**, 1746, 1969.
12. C.Le Rigoleur et al. CEA-N-1661, 1973.
13. Стависский Ю.Я. и др. "Атомная энергия", **10**, 264, 1961; "Атомная энергия", **17**, 503, 1964.
14. V.C.Diven et al. "Phys. Rev.", **120**, 556, 1960.
15. R.L.Macklin et al. "Phys. Rev.", **152**, 1007, 1967.
16. Бычков В.М. и др. "Нейтронная физика". Обнинск, 1974, ч. I, с. 316.
17. P.Boschung, I.T.Lindow et al. "Nucl. Phys.", **A161**, 593, 1971.
18. Benjamin et al. "Phys. Rev.", **163**, 1252, 1967.
19. Gibbo, Towle. "Nucl. Phys.", **84**, 130, 1965.
20. Сальников О.А. и др. "Ядерная физика", 1970, **12**, 1132; D.Hermadorf et al. ZFK-262, Dresden, **28**, 1973.

21. Z.T. Bedy, S. Pearlstein. "Nucl. Energy", 27, 81, 1973.
22. R. Zehr et al. SANDS(US)-168 "U", 1972.
23. S.A. Cox. WASH-1044, 1963.
24. A.B. Smith. "Nucl. Phys.", A118, 321, 1968.
25. В.В. Филиппов. "Ядерные константы", вып. 8, ч. I, с. 39, 1972.

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С УГЛЕРОДОМ

Л.В.Чулков

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

В настоящей работе приведены компиляция и оценка ядерных данных по взаимодействию нейтронов с углеродом в области энергий нейтронов от 7 до 50 Мэв.

Abstract

Compilations and evaluation data for neutron interaction with carbon are presented for energy range 7 - 50 Mev.

Введение. Оценочные данные по углероду в области энергий нейтронов до 15 Мэв имеются во многих известных библиотеках ядерных данных (КЕДДАК, ENDF и др.). Систематические компиляции и оценки ядерных данных при энергиях нейтронов выше 15 Мэв в литературе отсутствуют.

В интервале энергий 7-15 Мэв настоящие оценки основывались на данных библиотеки ENDF-B/III. Здесь нами были пересмотрены данные по реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ с учетом последних экспериментальных исследований. При этом все изменения сечения данной реакции компенсировались изменением сечения неупругого рассеяния. Полное сечение и сечение упругого рассеяния оставались неизменными.

В интервале 15-50 Мэв были проведены компиляция литературных данных и их оценка. При этом использовались результаты измерений обратных и зеркальных реакций

Полное сечение. На рис.1 представлено полное сечение, полученное в работах [1-3]. Результаты работы [4], также использованные при оценке, на рисунке не показаны. Измерение полного сечения в этой работе проведено с рекордным временным разрешением (0,044 нсек/м). В полном сечении проявляются два резонанса при энергиях около 17-19 Мэв. Сечение в резонансах достигает 1500 мбарн. При больших энергиях оно плавно спадает до 900 мбарн при 50 Мэв.

Сечение неупругого взаимодействия. Для оценки сечения неупругого взаимодействия нейтронов (рис.2) использовались работы [5-8]. Максимальная величина сечения 600 мбарн достигается при энергии нейтронов около 17 Мэв и плавно спадает до 350 мбарн при 50 Мэв.

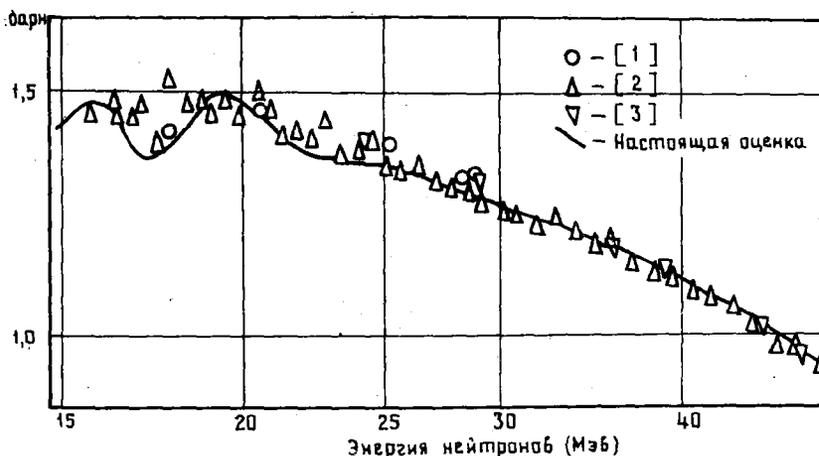


Рис.1. Полное сечение

Сечение упругого рассеяния. Сечение упругого рассеяния (рис.3) было получено вычитанием из полного сечения, сечения неупругого взаимодействия. Имеющиеся экспериментальные данные [8-9] удовлетворительно согласуются с вычисленными значениями вплоть до энергии примерно 20 Мэв и идут несколько ниже оцененной кривой в интервале 20-24 Мэв.

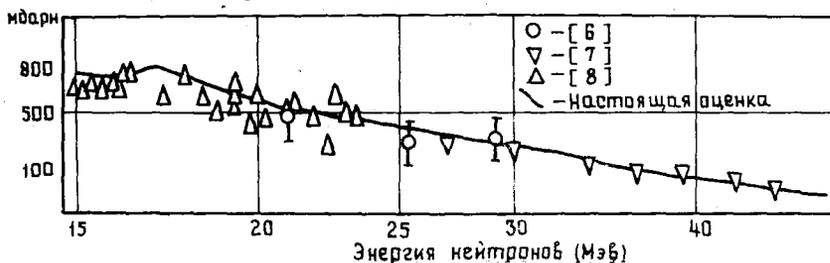


Рис.2. Сечение неупругого взаимодействия

Сечение неупругого рассеяния. Сечение неупругого рассеяния при энергии ниже 15 Мэв было получено вычитанием из сечения неупругого взаимодействия нейтронов сечений реакций $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(n, n'2\alpha)^4\text{He}$ соответствующих нашей оценке (см. ниже). Результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [10].

При энергии нейтронов выше 15 Мэв в литературе отсут-
 ствуют данные по измерению неупругого рассеяния нейтронов.
 Для оценки величины сечения использовались результаты из-
 мерений зеркальной реакции $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^*$ [11-13]
 (рис.4).



Рис.3. Сечение упругого рассеяния.

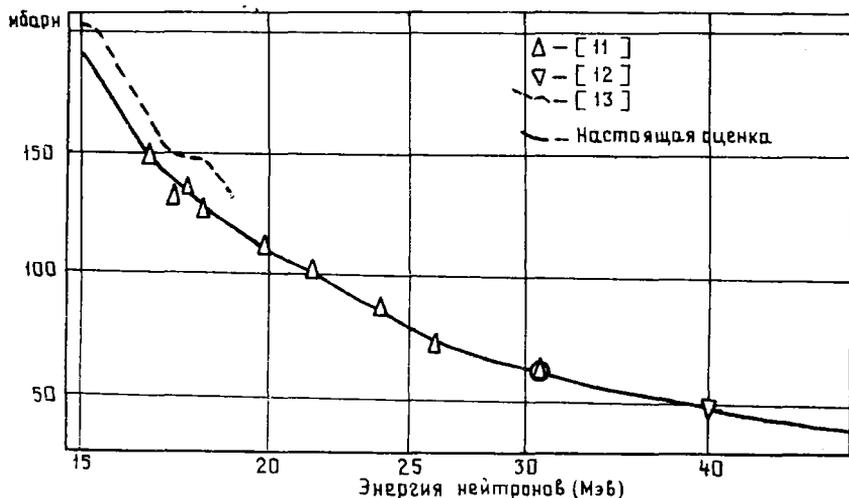


Рис.4. Сечение неупругого рассеяния.

Сечение реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$. Оценка сечения
 реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ в диапазоне энергий до 10 Мэв про-
 ведена на основе измерений сечения реакции $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$

[14-17]. Полученное значение сечения в этом интервале энергий примерно в два раза выше значений, приведенных в работе [18] и в оценках *ENDF-B/III* и КЕДАК.

Для определения сечения вплоть до энергии 15 Мэв использованы результаты измерений сечения обратной реакции [19] и сечения реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ при энергии нейтронов около 14 Мэв [20-24]. В этом диапазоне энергий оцененное сечение ниже приведенного в *ENDF-B/III* в 1,5-2 раза.

Сечение процесса $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ при энергии нейтронов от 15 до 18 Мэв (рис.5) было получено интегрированием угловых распределений α -частиц [25]. Измерение сечения зеркальной реакции $^{12}\text{C}(p,\alpha)^9\text{Be}$ [26] хорошо согласуются с этими данными.

В области энергий выше 18 Мэв использованы результаты сечения обратной [27] и зеркальной [28] реакций.

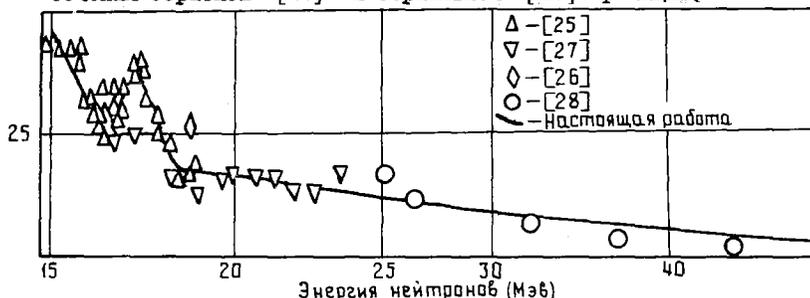


Рис.5. Сечение реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$.

Сечение реакции $^{12}\text{C}(n,n'2\alpha)^4\text{He}$ было получено вычитанием из сечения неупругого взаимодействия суммы сечений всех остальных неупругих процессов. Согласие полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными [29,30] удовлетворительное. Величина сечения плавно изменяется от 350 мбарн при 18 Мэв до 200 мбарн при 50 Мэв.

Нами были проведены также оценки сечений реакций $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$, $^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{B}$, $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$, $^{12}\text{C}(n,ln)^{12}\text{C}$ в интервале энергий до 50 Мэв.

После окончания работы были получены данные библиотеки *ENDF-B/IV*. Проведенные сравнения показали удовлетворительное согласие данных в области энергий 7-15 Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. J.M.Petersen, J.P.Stoering, *Phys.Rev.*, 120(1960)521.
2. P.H.Bowen, J.P.Scannon, G.H.Stafford, J.J.Thresher, *Nucl.Phys.*, 22(1961)640.
3. A.Auman, P.P.Brady, J.A.Jungerman, *Phys.Rev.*, C5(1972)1.
4. S.Cierjaks, P.Forti, L.Kropp, J.Nebe, H.Unseld, *KFK - 1000*, 1968.
5. R.G.Voss, R.Wilson, *Proc.Royal.Soc.*, 236(1956)41.
6. M.H.MacGregor, W.P.Ball, R.Booth, *Phys.Rev.*, 110(1958)1392; 111(1958)115.
7. J.M.Cameron, UCLA-10 P18-10, 1968.
8. F.Borelli, B.B.Kinsey, P.N.Shrivastava, *Phys.Rev.*, 174(1968), 1147.
9. G.Deconinck, J.P.Meulders, *Phys.Rev.*, C1(1970)1326.
10. Н.Насиат, Ф.Сосу, Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973г. т.3, стр.233.
11. J.K.Dickens, D.A.Haner, C.W.Waddell, *Phys.Rev.*, 129(1963)743. 132(1963)2159.
12. L.N.Blumberg, E.E.Grass, A.Van der Wonde, A.Zucker, R.H.Bassel, *Phys.Rev.*, 147(1966)812.
13. W.W.Daenick, S.Sherr, *Phys.Rev.*, B133(1964)934.
14. J.R.Risser, J.E.Price, C.M.Class, *Phys.Rev.*, 105(1958)1288.
15. T.Retz-Schmidt, T.W.Bonner, G.U.Din, J.L.Weil, *Bull.Am.Phys.Soc.*, 5(1970)110.
16. L.Van der Zwan, K.W.Geiger, *Phys.Rev.*, B137(1970)500.
17. A.W.Obst, T.B.Grandy, J.L.Weil, *Phys.Rev.*, C5(1972)738.
18. E.A.Davis, T.W.Bonner, D.W.Worley, Jr, R.Bass, *Nucl.Phys.*, 48(1963)169.
19. V.V.Verbinski, F.G.Perey, J.K.Dickens, W.R.Burrus, *Phys.Rev.*, 170(1968)916.
20. E.R.Graves, R.W.Davis, *Phys.Rev.*, 97(1956)1205.
21. R.A.Alkital, R.A.Peck, Jr, *Phys.Rev.*, 130(1963)1500.
22. M.L.Chatterjee, B.Sen, *Nucl.Phys.*, 51(1964)583.
23. D.Kopsh, S.Cierjaks, *Nucl.Instr.Meth.*, 54(1967)272.
24. M.Brendle, M.Mörike, S.Standt, G.Steidl, *Zeit. für Natur.*, A23(1968)1229.
25. W.Salathe, E.Baumgäther, P.Hubert, *Helv.Phys.Acta*, 44(1971)815.
26. D.R.Moxon, *Phys.Rev.*, 128(1962)1321.
27. G.Deconinck, M.DeVroey, J.P.Meulders, J.Simonet, *Nucl.Phys.*, 49(1963)424.
28. P.Guazzioni, I.Iori, S.Micheletti, M.Molho, M.Rignanelli, G.Tagliaferri, *Nuovo Cimento*, 57(1970)407.
29. G.M.Frye, Jr, L.Rosen, L.Stewart, *Phys.Rev.*, 99(1955)137.
30. С.С.Васильев, В.В.Комаров, А.М.Попова, *ЖЭТФ*, 6(1958)1016.

**ПРИМЕНЕНИЕ R-МАТРИЧНОГО ФОРМАЛИЗМА
В ОЦЕНКЕ РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ ЯДЕР СРЕДНЕГО
АТОМНОГО ВЕСА**

В.М.Бычков, В.П.Платонов, В.В.Сеница
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В работе описано применение R-матричного формализма в оценке резонансных сечений ядер среднего атомного веса. Алгоритм расчета реализован в системе программ, результаты использования которой для оценки сечений показаны на примере железа.

Abstract

The application of R-matrix formalism for resonance cross-section of the middle-weight nuclei evaluation is described. The calculation algorithm is realized in a system of computer codes and results of utilization this system for cross-section evaluation are shown on example of iron.

В настоящее время для описания резонансных сечений и анализа экспериментальных данных по пропусканию широко используются различные многоуровневые формализмы ядерных реакций. В данной работе рассмотрено применение R-матричного варианта формальной теории ядерных реакций [1] в приближении Рейха-Мура [2] для оценки резонансных сечений σ_{tot} и σ_{ny} ядер среднего атомного веса.

Удобная для вычислений формула была получена А.А.Дукьяновым [3] в предположении о существовании всего двух конкурирующих процессов - упругого рассеяния и радиационного захвата. Это предположение справедливо для рассматриваемых ядер, поскольку область разрешенных резонансов лежит ниже порога неупругого рассеяния. Так как полное сечение в резонансной области определяется в основном S- и P- волнами, то для нейтронного канала справедливо одноканальное приближение.

Предполагая радиационную ширину постоянной ввиду большого числа независимых радиационных каналов, для диагонального элемента матрицы столкновений получаем следующее выражение:

$$U_{nn}^{\nu} = e^{2i\varphi_n^{\nu}} \frac{1 + iX^{\nu}}{1 - iX^{\nu}},$$

где

$$X^{\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(\nu)} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} + X_0^{\nu}(E).$$

Суммирование проводится по уровням данной системы $\nu \in \{J, \pi\}$, расположенным в исследуемой области энергий, $X_0^{\nu}(E)$ учитывает вклад резонансов, расположенных вне исследуемой области. Для сечений получаются следующие формулы:

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \lambda^2 \sum_{\nu} g_{\nu} \left\{ \frac{(\alpha_{\nu} + \alpha_{\nu}^2 + \beta_{\nu}) \cos 2\varphi_{\nu}}{(1 + \alpha_{\nu})^2 + \beta_{\nu}^2} - \frac{\beta_{\nu} \sin 2\varphi_{\nu}}{(1 + \alpha_{\nu})^2 + \beta_{\nu}^2} + \sin^2 \varphi_{\nu} \right\};$$

$$\sigma_{n\gamma}(E) = 4\pi \lambda^2 \sum_{\nu} g_{\nu} \frac{\alpha_{\nu}}{(1 + \alpha_{\nu})^2 + \beta_{\nu}^2}; \quad \sigma_{\text{el}}(E) = \sigma_{\text{tot}}(E) - \sigma_{n\gamma}(E);$$

$$\alpha^{\nu} = \text{Im}(X^{\nu}) = \sum_{\lambda(\nu)} \frac{\Gamma_{n\lambda}/\Gamma_{\gamma\lambda}}{1 + (2(E_{\lambda} - E)/\Gamma_{\gamma\lambda})^2};$$

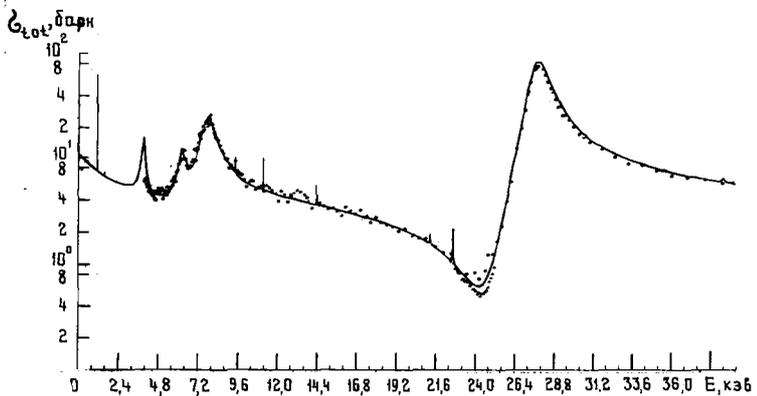
$$\beta^{\nu} = \text{Re}(X^{\nu}) = \sum_{\lambda(\nu)} \frac{\Gamma_{n\lambda}/\Gamma_{\gamma\lambda} (2(E_{\lambda} - E)/\Gamma_{\gamma\lambda})}{1 + (2(E_{\lambda} - E)/\Gamma_{\gamma\lambda})^2} + X_0^{\nu}(E),$$

где φ^{ν} - фаза рассеяния. Для X_0^{ν} было принято выражение

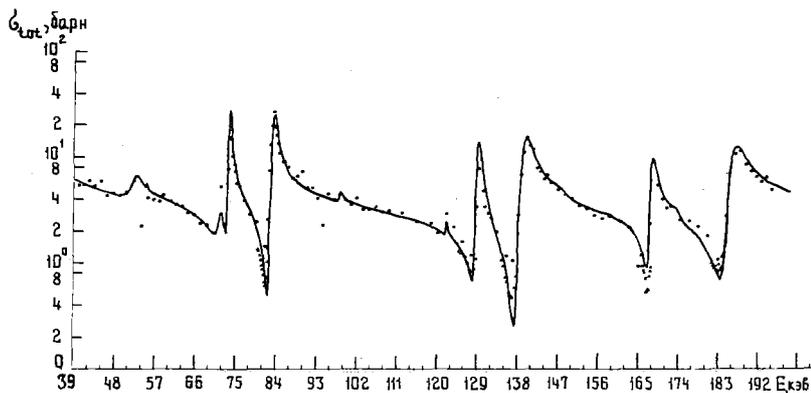
$$X_0^{\nu} = A^{\nu} + B^{\nu} (E - E_{\text{I}/2}),$$

здесь $E_{\text{I}/2}$ - центр исследуемой области энергий.

Алгоритм расчета детального хода сечений по приведенным выше соотношениям реализован в программе "МУФ", опубликованной в работе [4]. Программа "МУФ" была поставлена на ЭВМ М-222 Центра по ядерным данным (ЦЯД) и включена в комплекс программ "СИГМА", выполняющий следующие операции: расчет сече-



а



б

Полное сечение железа в области энергий
0-39 кэв (а) и 39-200 кэв (б):

Δ - данные работы [10]; \odot - данные работы [9];
— - теоретическая кривая

ний по заданным резонансным параметрам, сглаживание расчетных сечений с учетом экспериментального разрешения и сравнение расчета с экспериментальными данными на графопостроителе. С помощью комплекса "СИГМА" в ЦЯД проведена оценка резонансных сечений железа и хрома. На рисунке приведены результаты сравнения расчета полного сечения для естественной смеси изотопов железа с экспериментальным ходом сечения. Расчеты выполнены с резонансными параметрами, взятыми из работ [5 - 8]. Экспериментальные данные, приведенные на графиках, получены в работах [9, 10]. Следует отметить, что описание полных сечений на крыльях резонансов достигается за счет подбора параметров A^v , B^v и радиусов потенциального рассеяния.

Л и т е р а т у р а

1. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. И.Л., 1960.
2. Moor, Reich. Phys. Rev., 118, 718, 1960.
3. Лукьянов А.А. Препринт ФЭИ-124, 1968.
4. Абагян Л.П., Николаев М.Н., Свинца В.В. Ядерные константы. Атомиздат, 1972, вып. 9, с.146.
5. J.B.Garg et al. Phys. Rev., 21, 2447, 1971.
6. H.Beer et al. KFK-1516, Karlsruhe, 1972.
7. BNL-325. Second Edition, Suppl. No.2, 1966.
8. M.C.Moxon. Conference Nuclear Data for Reactors. Helsinki, CN-26/32, 1970.
9. J.Rainwater, J.B.Garg, W.W.Havens. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 334, 1963.
10. F.Rahn et al. Nucl. Sci. Eng., 47, 373, 1972.

NEUTRON CROSS SECTION EVALUATION FOR ^{93}Nb IN THE ENERGY
RANGE FROM 30 keV TO 20 MeV

D. Hermsdorf, G. Kiessig, D. Seeliger
Section of Physics, Technical University Dresden
GDR

Abstract

Basing on critical analysis of experimental data as well as calculations in the frame of nuclear reaction models, the reaction cross sections for $^{93}\text{Nb}+n$ at neutron incident energies from 30 keV up to 20 MeV were evaluated. Especially statistical models including particle emission from pre-equilibrium states have proved as valuable tools for evaluation purposes.

In the present work recommended data were given and compared with results of older evaluations.

Аннотация

На основе критического анализа экспериментальных данных и расчетов, сделанных в рамках моделей ядерных реакций, проведена оценка эффективных сечений для реакции $^{93}\text{Nb}+n$ при начальной энергии нейтронов между 30 кэВ и 20 МэВ. Статистические модели с учетом эмиссии частиц из предравновесных состояний оказались важным фактором при оценке ядерных данных.

В настоящей работе даются рекомендованные ядерные данные, а также сравнение результатов с более ранними оценками.

1. Introduction

Niobium represents a material of further growing interest to fusion reactors because it is preferred for the design of the neutron blanket surrounding the fusion plasma. An accurate knowledge of the cross sections of such materials composing the blanket is essential for estimating breeding, heat generation, radiation damage, and radioactivity. During the last years some blanket models have been analysed neutronically [1,2,3,4], and requirements for cross sections and accuracies have been obtained by various sensitivity calculations [2,4,5,6,7,8,9]. The situation is summarized in table 1 for the nucleus ^{93}Nb including only the most important reaction channels having inadequate data for neutronics, heating, damage, and activity calculations. We have to state that these data requirements can be fulfilled only partially, and some of the wanted data have not been evaluated up to now. This situation exists although since the initial evaluations by Howerton [11] and Allen and Drake [12] the cross sections have undergone several revisions and re-evaluations [13,14]. Also further independent evaluations [15,16] and compilations [17] were carried out (see table 2).

This work presents a re-evaluation of niobium cross sections founded on recent measurements published in the period from 1969 to April 1975 as well as calculations in the frame of some nuclear reaction models. In all cases recommended data obtained here will be compared with older evaluations, and their accuracy will be estimated.

2. Methods and models used for evaluation

The main features of this evaluation are

- I the use of an unique set of parameters for different model calculations (i.e. nuclear level density parameters a [18], β -values [19], pairing energies [20], optical potential parameters [14,21] transmission coefficients (inverse cross sections), nuclear level scheme [22] and other)
- II the use of nuclear reaction models which enable us to calculate different reaction channels in an unique and consistent manner (i.e. optical model, Hauser-Feshbach

model and models including pre-equilibrium particle emission)

- III the comparison with data obtained from systematics and calculations basing on empirical formulae to get further informations on the reliability of such methods
- IV recommended data were obtained from the evaluation of separate reaction channels putted together to yield an overall consistency and to meet the need for avoiding arbitrary correlations between uncertainties in some cross sections [5]
- V evaluated data were obtained by fitting experimental results in different manner from a simple averaging procedure up to least-squares-fits with weighting functions according to experimental errors, estimated validity of experimental technique and the use of standard cross sections

In this sense the following reaction models and computer programs have been applied:

- I the Hauser-Feshbach program ELISA [23] for calculation of σ_{nT} , $\sigma_{n,n}$, $\sigma_{n,n'}$ as well as $\sigma_{n,\alpha}$ and $\sigma_{n,p}$ in the energy range 0.03 MeV to 5 MeV. Whole spectroscopic informations up to an excitation energy of about 1.5 MeV (16 and 10 isolated levels in the neutron and proton channel respectively) were treated exactly, whereas the continuum region was taken into account by a nuclear level density dependent part. The calculations based on a spherical optical potential with energy dependent parameters which have proved very successful for niobium [14].
- II optical model calculations (also by means of the program ELISA) in the energy region 10 to 20 MeV to clarify some ambiguities in σ_{nT} and $\sigma_{n,n}$. Here Holmqvist's parameter set [21] has proved convenient to get cross sections in fair agreement with experimental one.
- III calculations by means of statistical models including pre-equilibrium and equilibrium particle emission in the energy range above 9 MeV. The programs GLUNE [24] and WREG [25] have been applied. Especially GLUNE, basing on Blann's hybrid model [26], proved very successful for consistent calculations of the excitation functions

for $\sigma_{n,n'}$, $\sigma_{n,2n'}$, $\sigma_{n,3n'}$, $\sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,np}$, and $\sigma_{n,pn}$ as well as neutron and proton emission spectra [27]. By pre-equilibrium emission the particle spectra are changed in the high energy part resulting in harder spectra. In order to get an adequate representation of such emission spectra this part has to be taken into account necessarily [7,9].

The proof for treating neutron and proton emission from pre-equilibrium states in the same way has been substantiated by some authors for (n,n') and (n,p) [28,29] as well as for (p,n) and (p,p') reactions. This formalism has been extended also for description of the (n, α) reaction channel [30].

These models are estimated as very valuable tools for data evaluation.

IV Basing on the complete statistical model (Weisskopf-Ewing-formalism) there are some known computer programs for data evaluation purposes [31,32] and a variety of different empirical formulae. We used some of them for comparison. Especially Pearlstein's program THRESH [32] has been tested extensively.

No attention was given to a theoretical description of gamma-ray production cross sections and gamma-ray spectra as well as calculations of angular distributions of inelastic neutron scattering. All data presented here are founded on available experimental results.

3. Results

Only the most important results can be shown here. They will be discussed in comparison with older evaluations, especially with the last one done by Smith et al. in 1972.

3.1. Neutron total cross section

The total cross section is the most extensive investigated quantity for niobium in the energy range 0.03 to 14.5 MeV. Therefore it represents a standard and upper limit for adjustment of other uncertain cross sections.

Taking into account some new measurements for σ_{nT} [33,34, 35,36] Smith's evaluation can be confirmed. Small corrections were done in the energy regions from 0.03 to 0.5 and 1.5 to 6 MeV yielding about 3% lower values. Above 6

MeV optical model calculations result in cross sections, which are in excellent agreement with Smith's evaluation. On the other hand, this overall agreement within $\leq 5\%$ leads to decisions for excluding some strong discrepant measurements or corrections in other reaction channels (for example Coles' total elastic cross sections [36]).

It should be noted, that the total cross section from Angeli's systematics at 14 MeV [37] amounts to 4003 ± 44 mbarn and fits very well the evaluation. Also an empirical formula derived by Angeli and Csikai [38] for σ_{nT} yields excellent data in the energy range from 6 to 12 MeV. For higher energies this formula leads to lower cross sections (about 15% at 20 MeV).

3.2. Elastic scattering cross section

Total elastic cross section:

Experimental cross sections are sparse and spread in wide limits above 5 MeV. To get consistency between evaluated total and non-elastic cross sections the elastic scattering cross section has to be adjusted. Such an adjustment was carried out within the following limits:

uncertainties of measured total elastic scattering data, uncertainties of angle-integrated differential cross sections (including some measurements which have not been interpreted up to now [39,40,41,42,43]), and optical model calculations using several potential parameters.

At 14 MeV also a value from mass systematics 2120 mbarn deduced by Angeli et al. [44] was used.

The present evaluation has derived elastic scattering cross sections which differ from those recommended by Smith as well as by Basasyants [16] by up to 25%. Above 11 MeV Smith's evaluation could be confirmed by use of Holmqvist's optical parameters, whereas Basasyants' data tend to lie systematically too low. This is illustrated in fig. 1. The accuracy of $\sigma_{n,n}$ is estimated to be in the order of 10%.

Elastic scattering angular distributions:

Usually these cross sections are expressed numerically as coefficients of a Legendre' polynomial expansion of measured or calculated angular distributions. In this

work an evaluation of such coefficients was not undertaken. We state that Smith's evaluation as well as Basasyants' one are valid with minor corrections due to changes in the integral values. On the contrary, the coefficients recommended by Basasyants should be used with some caution in the energy range above 7 MeV because they tend to yield negative cross sections in the sharpest minima of the angular distribution.

3.3. Inelastic scattering cross section

Total inelastic scattering cross section:

To evaluate inelastic scattering cross sections two methods have been applied:

- I in the low energy region from about 0.8 to 3 MeV a critical inspection of the excitation functions of isolated levels was combined with calculations in the frame of the Hauser-Feshbach formalism.
- II the evaluation of neutron emission spectra basing on the experimental material and calculations using pre-equilibrium emission models. Some recent experimental results could be included in the present evaluation [41,45,46,47].

Both results were joined together yielding an evaluated data set for inelastic neutron scattering.

Especially the investigation of neutron emission spectra has proved a valuable tool for favouring or exclusion of integral inelastic cross section measurements. Above 9 MeV the recommended data are founded on theoretical calculations only, but these were adjusted to fit several reaction channels (as $\sigma_{n,n}$, $\sigma_{n,\gamma}$, $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,p}$, and $\sigma_{n,np}$) all at once with the same parameters.

The result is shown in fig. 2. Remarkable deviations from Smith's evaluation can be observed at about 2 to 3 MeV and above 13 MeV. The present data are lower by 30% and more at energies above 15 MeV. The accuracy of recommended data is estimated to amount 20%.

Excitation functions of isolated levels:

Figs. 3 and 4 show typical examples for evaluated excitation functions including experimental and theoretical data. In this way the first 16 levels of niobium were evalu-

ated from their thresholds up to 5 MeV. Groups of levels, which can not be resolved energetically by neutron experiments, were treated as one level by summing up the contributions of the single members of the groups.

Differential cross sections for inelastic neutron scattering:

The investigation of neutron emission spectra results in the following conclusions:

- I deviations from the simple "Weisskopf" evaporation spectrum (temperature distribution) are important in the energy range above 5 MeV; these spectra can be well described taking into account neutron emission from pre-equilibrium states (see fig. 5).
- II a-parameters in the order of 21.5/MeV [14] and 26/MeV used in older evaluations [13,36] are too high and do not fit the amount of experimentally determined nuclear temperatures as is shown in fig. 6.
- III the present evaluation is in fair agreement with Popov's et al. parametrization [15] up to 9 MeV neutron incident energy. Above this energy deviations appear because of the presence of secondary neutron emission from the (n,2n) reaction especially.
- IV proceeding from experiments at 14 MeV [41,46,47] calculations of secondary neutron emission spectra could be studied, and fair agreement with experiments was observed.

All these experiences were summarized in order to evaluate the neutron emission cross sections σ_{nI} as shown in fig. 7. For the first time all available informations on angular distributions of neutron inelastic scattering [41, 43,45, 46,47] were compiled in the present work.

3.4. Further neutron emitting reactions

(n,2n) and (n,3n) cross sections:

Calculations carried out by means of the program GLUNE yield an excitation function for $\sigma_{n,2n}$ which is in surprisingly good conformation with measurements and mass-systematics at 14 MeV (see fig. 8). In comparison with Smith's evaluation these values are enlarged by 10% to 30%. Their accuracy is assumed to be $\sim 10\%$.

The excitation function for the (n,3n) reaction has not been

measured up to now, but cross sections of roughly the same magnitude have been calculated in frame of different reaction models.

(n,np) and (n,n α) cross sections:

The (n,np) cross section at 14 MeV is expected by several authors to be in the order of ~ 300 mbarn [48,49]. Calculations have not confirmed this value, but yield a cross section lower by about one order of magnitude in consistency with other reaction channels and cross section limits as the non-elastic cross section $\sigma_{n\pi}$ (see fig. 9).

Like the (n,np) reaction, the (n,n α) reaction will have only a little effect for evaluation because of the small cross sections appearing in both channels.

3.5. Charged particle emitting reactions

Although the excitation function for the (n, α) process is experimentally well determined, Smith's evaluation should be improved in the energy region from 15 to 20 MeV. The present evaluation bases on theoretical considerations in the frame of pre-equilibrium emission of pre-formed α -particles developed by Colli et al. [30]. The required accuracy is believed to be achieved now.

On the other hand, the (n,p) reaction is unknown totally. All evaluations result from mass-number systematics at 14 MeV and various reaction model calculations. Measurements are requested to prove the calculations which yield excitation functions in relative good agreement as can be seen in fig. 10.

Further reaction channels with charged particle emission are of minor interest for the consistency of niobium cross section evaluation because of their small cross sections.

3.6. Gamma-ray emitting reactions

Neutron capture cross section:

Since 1972 no further experimental data were published. Therefore a re-evaluation has to rely upon theoretical support especially in the questionable energy region from 1 to 15 MeV. Calculations by means of the computer code NISPRC by Benzi et al. [50] show smaller values by a factor up to 4 than Smith's evaluation above 5 MeV.

Gamma-ray production cross section:

Due to the small capture cross section in the MeV-region the gamma-ray production cross section is mainly determined by gamma-ray emission from neutron inelastic scattering [51]. In the present work is also included a compilation of excitation functions for the gamma-ray production of some separable gamma-ray energies as well as the excitation function for the whole gamma-ray production cross section basing on recent measurements of gamma-ray emission spectra by Drake et al. [51] (see figs. 11 and 12). Up to now, no theoretical considerations can support an evaluation of such cross sections needed in shielding calculations for thermonuclear reactors.

4. Summary and conclusions

The present work was carried out to meet the nuclear data requirements for some niobium cross sections to a better extent than some older evaluations. This was tried to achieve by use of very recent measurements and new nuclear reaction models. Thereby these models have been examined for their suitability and certainty. Especially it has been paid attention to apply different models and computer codes for a consistent description of several reaction channels at once by use of the same parameters for the structure of the nucleus under investigation. Models including pre-equilibrium particle emission have proved their importance for nuclear data evaluation. Reliable theoretical models are needed urgent because the amount of experimental material is in common not sufficient to clear all discrepancies and uncertainties. In this sense, some of the required cross sections given in this paper represent not more than a first compilation or are founded on theoretical calculations alone. Therefore further measurements are demanded.

References:

- [1] S. Blow, V. J. Crocker, B. O. Wade,
BNES Nuclear Fusion Reactor Conf., Culham
- [2] V. J. Crocker, S. Blow, C. J. H. Watson,
Nucl. Data for Reactors, Helsinki, Vol. I, 67
- [3] Yu. F. Chernilin, G. B. Yankov,
Nucl. Data for Reactors, Helsinki, Vol. I, 49
- [4] O. V. Bochkarev, E. A. Kuzmin, L. V. Chulkov, G. B. Yankov,
Nejtronnaya fizika, Kiev, Vol. 1, 30, 1973
- [5] M. Tobias, D. Steiner, ORNL - TM - 4200, June 1973
- [6] J. T. Kriese, ORNL - TM - 4277, Aug. 1973
- [7] D. Bogart, D. F. Shook, D. Pieno,
Nucl. Science & Engng. 53 (1974) 285.
- [8] D. E. Bartine, R. G. Alsmiller, Jr., E. M. Oblow, F. R. Mynatt,
Nucl. Science & Engng. 53 (1974) 304
- [9] L. P. Hansen, J. D. Anderson, R. J. Howerton, J. L. Kammer-
diener, C. M. Logan, E. P. Plechaty, C. Wong,
UCRL - 74316, 1972, and
Nucl. Science & Engng. 51 (1973) 278
- [10] E. D. Cashwell, E. P. Plechaty, UCRL - 73977, 1972
- [11] R. J. Howerton, UCRL - 5351, 1958
- [12] M. S. Allen, M. K. Drake, GA - 8133, 1967
- [13] S. Blow, B. A. Lipscombe, AERE - M 2230, 1969
- [14] A. B. Smith, J. P. Whalen, P. T. Guenther,
ANL - AP/CTR/TM - 4, 1973
- [15] V. I. Popov, V. I. Trykova, V. M. Sluchevskaya,
Byull. Centra Yad. Dann. 4 (1967) 169
- [16] M. O. Basasyants, A. S. Zabrotskaya, A. F. Larina, M. N. Ni-
kolaev, Yad. Konst. 8 (1972) 61
- [17] W. E. Alley, R. M. Lessler, UCRL - 50484 (Rev. 1), 1972
- [18] Yu. F. Shubin, Byull. Centra Yad. Dann. 4 (1967) 304
- [19] J. E. Mattauch, W. Thiele, A. H. Wapstra,
Nucl. Phys. 67 (1965) 32
- [20] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, Canad. J. of Phys. 43 (1965) 1446
- [21] B. Holmqvist, T. Wiedling, J. Nucl. Energy 27 (1973) 543
- [22] I. J. van Heerden, W. R. McMurray, R. Saaymann,
Z. Phys. 260 (1973) 9
- [23] C. Kiessig, Thesis, TU Dresden, 1975
- [24] U. Herrmann, D. Seeliger, K. Seidel, ZfK - 271, p. 80, 1974
- [25] K. K. Sudima, G. A. Ososkov, V. D. Toneev,
E4 - 7821, Dubna, 1974.

- D. Seeliger, K. Seidel, V. D. Toneev, ZfK - 271, p. 63, 1974
 D. Seeliger, K. Seidel, D. Hermsdorf, S. Sassonov, V. D. Toneev, Neutronnaya fizika, Kiev, Vol. 1, 269, 1973
- [26] M. Blann, A. Mignerey, Nucl. Phys. A 186 (1972) 245
- [27] D. Meister, D. Seeliger, K. Seidel, contribution to this conf.
- [28] G. M. Braga-Marcazzan, E. Gadioli-Erba, L. Milazzo-Colli, P. G. Sona, Phys. Rev. C 6 (1972) 1398
 G. M. Braga-Marcazzan, L. Milazzo-Colli, ZfK - 271, p. 39, 1974
- [29] D. Seeliger, K. Seidel, A. Meister, ZfK - 271, p. 97, 1974
- [30] L. Milazzo-Colli, E. G. Braga-Marcazzan, Nucl. Phys. A 210 (1973) 297
- [31] M. Azziz, J. W. Connelley, WCAP - 7280, 1970
- [32] S. Pearlstein, J. Nucl. Energy 27 (1973) 81
- [33] L. Green, J. A. Mitchell, WAPD - TM - 1073, 1973
- [34] F. Manero, Nucl. Phys. 65 (1965) 419
- [35] V. V. Filipov, M. E. Nikolaev, 68 DUBNA, ACC - 68/17
- [36] R. E. Coles, AWRE - O - 66/71, 1971
- [37] I. Angeli, J. Csikai, J. L. Nagy, T. Scharbert, T. Sztricskai, Phys. Acad. Sc. Hung. 30 (1971) 115
- [38] I. Angeli, J. Csikai, Nucl. Phys. A 170 (1971) 577
- [39] S. Buccino, C. Hollandsworth, P. Bevington, Z. Phys. 196 (1966) 103
- [40] M. Salama, AE - 452, 1972
- [41] J. L. Kammerdiener, UCRL - 51232, 1972
- [42] G. V. Gorlov, N. S. Lebedeva, V. M. Morozov, Yad. Fiz. 6 (1967) 910
- [43] D. B. Thomson, Phys. Rev. 129 (1965) 1649
- [44] I. Angeli, priv. communication, 1973
- [45] N. S. Biryukov, B. V. Zhuravlev, N. V. Kornilov, V. I. Plyaskin, O. A. Salnikov, V. I. Trikova, Yad. Fiz. 19 (1974) 1201
- [46] O. A. Salnikov, G. M. Lovchikova, G. V. Kotelnikova, A. M. Trufanov, N. I. Petisov, Yad. Konst. 7 (1971) 134
- [47] D. Hermsdorf, S. Sassonov, D. Seeliger, K. Seidel, J. Nucl. Energy 27 (1973) 747, and ZfK - 277, 1974
- [48] H. G. Carter, Proc. of Conf. on Neutron Cross Section Technology, Washington, Vol. 2, 682, 1966
- [49] Wen-deh Lu, R. W. Fink, Phys. Rev. C 4 (1971) 1173

/50/ V. Benzi, R. D'Orazi, G. Reffo, M. Vaccari,

ONEN , RT/TI (72) 6

/51/ D. M. Drake, J. C. Hopkins, C. S. Young, H. Condé,

Nucl. Science & Engng.40 (1970) 294

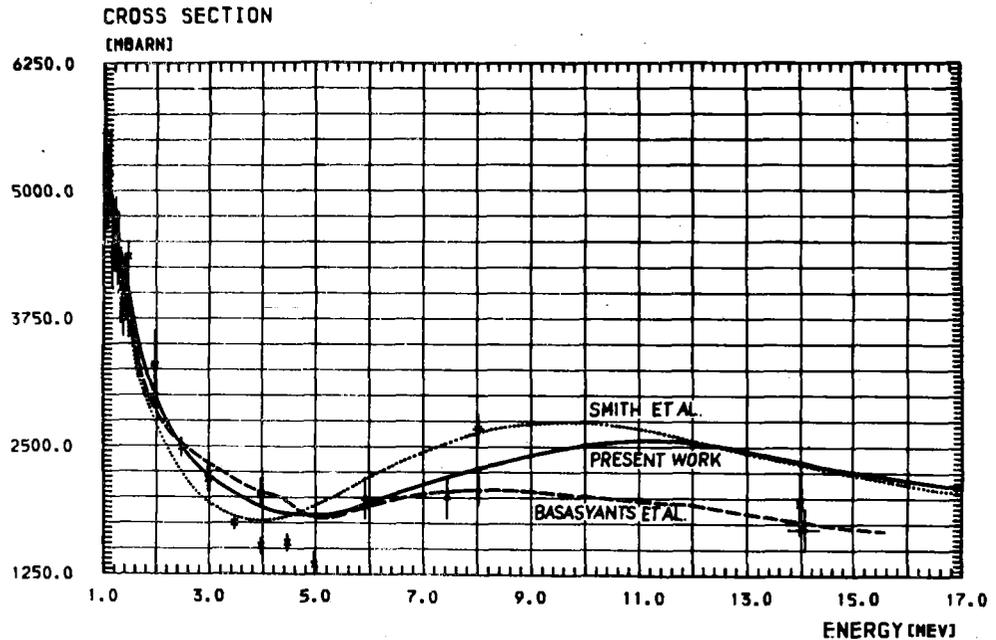
Table 1 : Status of niobium neutron cross sections for fusion reactor calculations

Quantity	by	Required for	Accuracy in %		Energy range in eV
			achieved (1970)	required (1973)	
$\sigma_{n,n}(E_0)$	[2,4]	shielding	uncertain	10 /4/	3 -15
$\sigma_{n,n'}(E_0)$	[2,4]	neutron - downscattering	/2/	15 /4/	0.03-15
$\sigma_{n,n_1}(E_0)$	[2]	radioactivity	not measured		
$\sigma_{n,n_1'}(E_0; E)$	[2]	neutron- downscattering, shielding	not measured		7 -15
$\sigma_{n,n_1}(E_0; E, e)$	[2, 9, 10]		incomplete measurements		7 -15
$\sigma_{n,n_1}(E_0; E)$	[2]		unknown		9 -15
$\sigma_{n,n_1'}(E_0)$	[2,4]	parasitic absorption, collection of heavy isotopes	few measurements		0.03- 0.1
$\sigma_{n,n_1'}(E_0)$	[2,4]		not measured	15 /4/	0.1 - 1.0
$\sigma_{n,n_1'}(E_0)$	[2]	Gamma-ray heating, shielding	no complete measurement		1.0 -15
$\sigma_{n,n_1'}(E_0)$	[2, 4, 5]	recoil heating, damage, n-multiplication	very uncertain	10 /4/	5 -14
$\sigma_{2nd}(E_0; E)$	[2, 10]	shielding	unknown		9 -15
$\sigma_{n,p}(E_0)$	[2,4]	damage, heating	20	15 /4/	3 -15
$\sigma_{n,\alpha}(E_0)$	[2,4]	damage, heating	20	15 /4/	7 -15

Table 2 : Evaluations and compilations of niobium neutron cross sections.

Author	Reference	Year	Representation/ Accessibility
R. J. Howerton	UCRL-5351	1958	Graphs
M. S. Allen / M. K. Drake	GA-8133 Addendum	1967 1969	ENDF/B - III, MAT 1164
V. I. Popov et al.	BCYD 4 ,169	1967	Tables of parameters
S. Blow, B. A. Lipscombe	AERE-M 2230	1969	UKNDL DFN 79, Tape 807 ENDF/B - III, MAT 8132
N. O. Basasyants et al.	YK 8, 61	1972	Tables of Legendre' coefficients
W. E. Alley, R. M. Lessler	UCRL-50484 (Rev. 1)	1972	Graphs
H. B. Smith et al.	ANL-AP/CTR/ TM-4	1973	Graphs and tables (prepared for ENDF/B)

ELASTIC SCATTERING CROSS SECTION 93-NB (N,N)



204

Fig. 1.

+ REITMANN ET AL.	NP 48 593
□ KAZATKOVA ET AL.	
▲ HOPKINS ET AL.	NSE 36 275
• HOLMQUIST ET AL.	JNE 27 543
◊ KÄHMERDIENER	UCRL-51232

× COLES
○ GORLOV ET AL.
∇ SALAMA
× WESTERN

AVRE-0-66/71
YF 6 910
AE - 452
66 WASH 2 675

INELASTIC SCATTERING CROSS SECTION 93-NB(N, N')

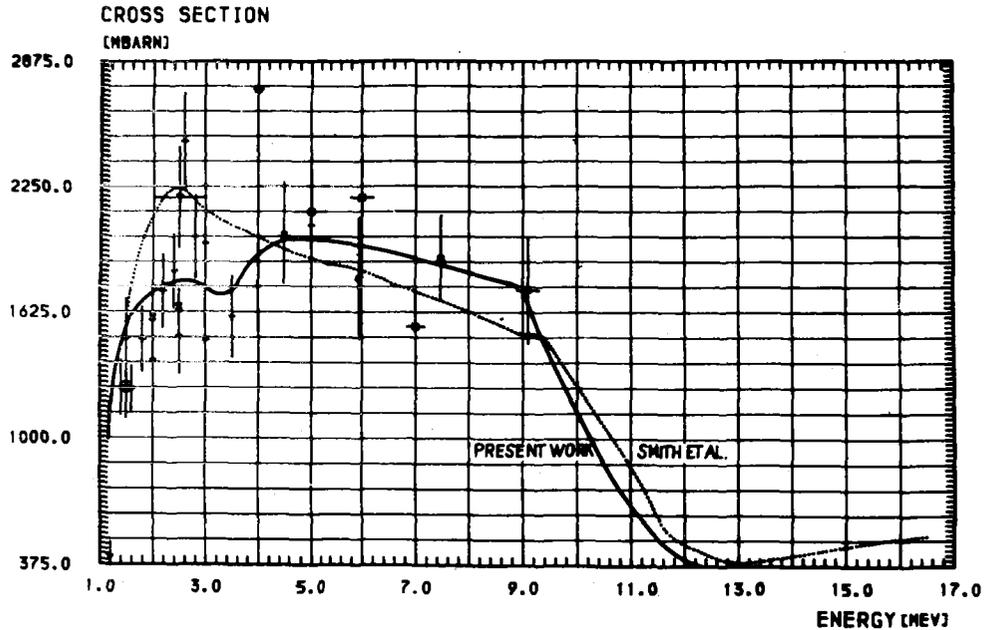


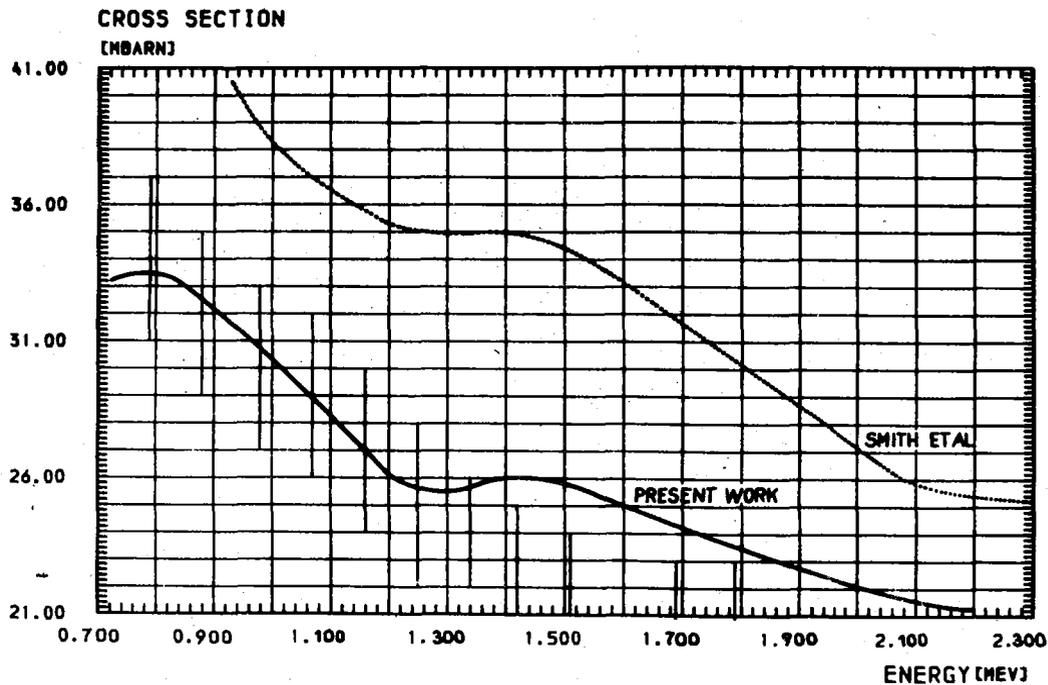
Fig. 2.

♦ COLES
□ THOMSON
▲ BIRYUKOV ET AL.

AVRE-0-66/71
PR 129 1649
YF 16 1201

× VAN HEERDEN ET AL. ZP 240 9
• HOPKINS ET AL. NSE 34 275
▼ GOEBEL ET AL. ZP 240 430

93-NB (N,N1) E1=0.028MEV



206

Fig. 3. + ROGERS ET AL.

NSE 45 297

93-NB (N, N6+N7) E6=0.9496MEV , E7=0.9786MEV

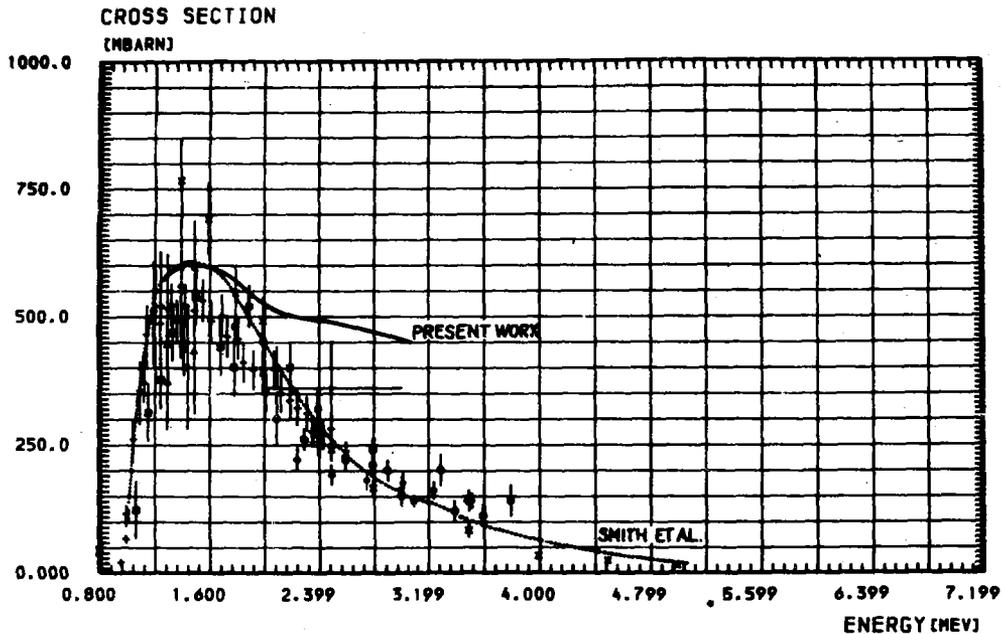


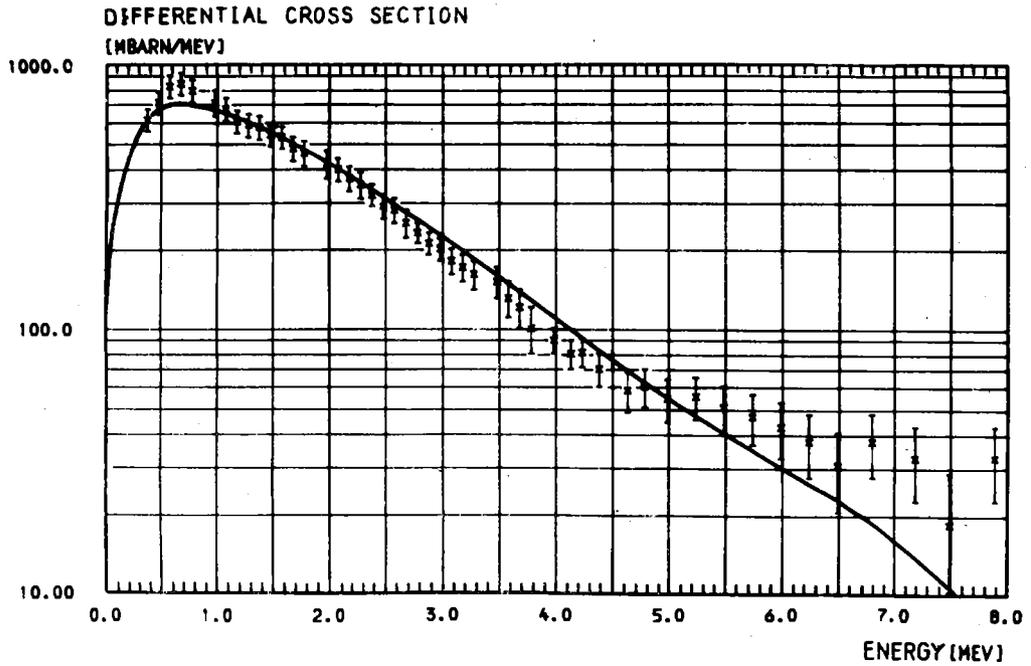
Fig. 4.

* VAN HEERDEN ET AL. ZP 260 9
 ■ ROGERS ET AL. NP A142 100
 • REITHANN ET AL. NP 48 593
 • ALMEN ET AL. 70 HELS 2 349
 • GOEBEL ET AL. ZP 240 430

x COLES ET AL.
 o SMITH ET AL.
 v BARRY ET AL.
 ■ MORGAN ET AL.

AVRE-0-66/71
 ANL-AP/CTR/TH-4
 DR0-2791-26 55

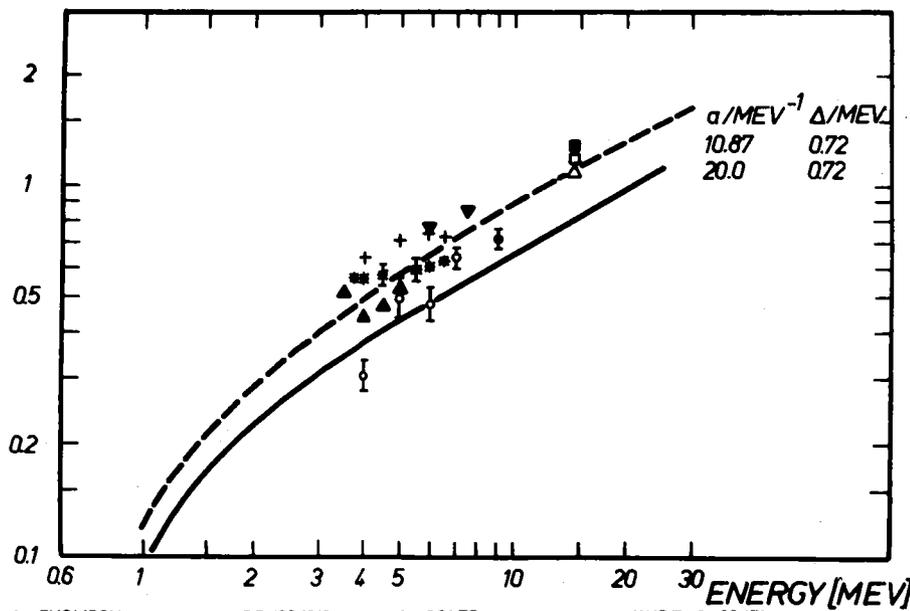
NEUTRON EMISSION SPECTRUM , $E_0 = 9$ MEV



208

Fig.5. * BIRYUKOV ET AL. YF 16 1201

NUCLEAR TEMPERATURE [MEV]

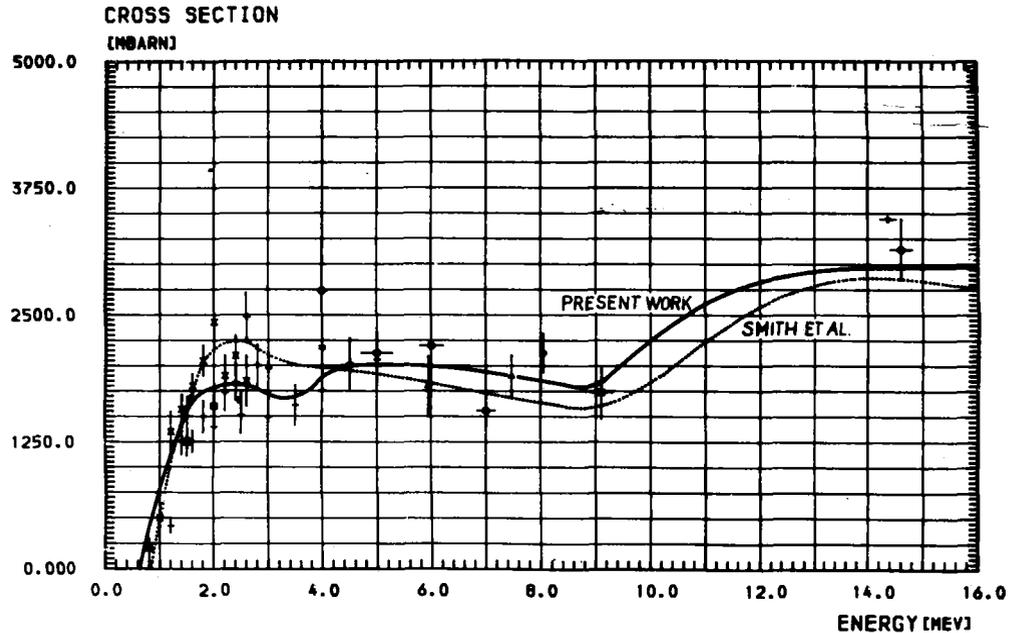


209

Fig. 6.

○ THOMSON	PR 129 1649	▲ COLES	AWRE-0-66/71
● BIRYUKOV ET AL.	YF 19 1190	▼ HOPKINS ET AL.	NSE 36 275
□ SALNIKOV ET AL.	YK 7 102	△ ANUFRIENKO ET AL.	FEI - 30
■ HERMSDORF ET AL.	JNE 27 742	* MARUYAMA	NP A131 145
+ BUCCINO ET AL.	NP 6077		

NEUTRON EMISSION CROSS SECTION 93-NB + N



210

Fig. 7.

- | | | | |
|----------------------|--------------|--------------------|-------------|
| + COLES | AVRE-0-66/71 | x ABRAMOV | AE 12 62 |
| □ VAN HEERDEN ET AL. | ZP 240 9 | o THOMSON | PR 129 1649 |
| ▲ HOPKINS ET AL. | NSE 36 275 | v GORLOV ET AL. | YF 6 910 |
| • HOLMQUIST ET AL. | JNE 27 543 | x BIRYUKOV ET AL. | YF 16 1201 |
| + SALNIKOV ET AL. | YK 7 102 | • HERMSDORF ET AL. | JNE 27 747 |

93-NB (N,2N) EXCITATION FUNCTION

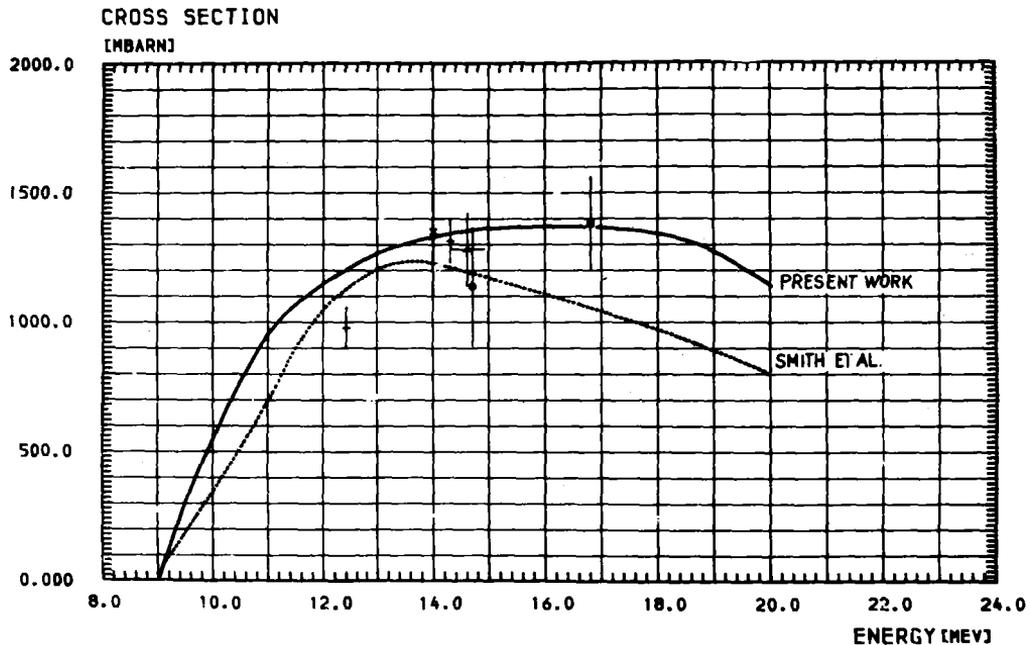
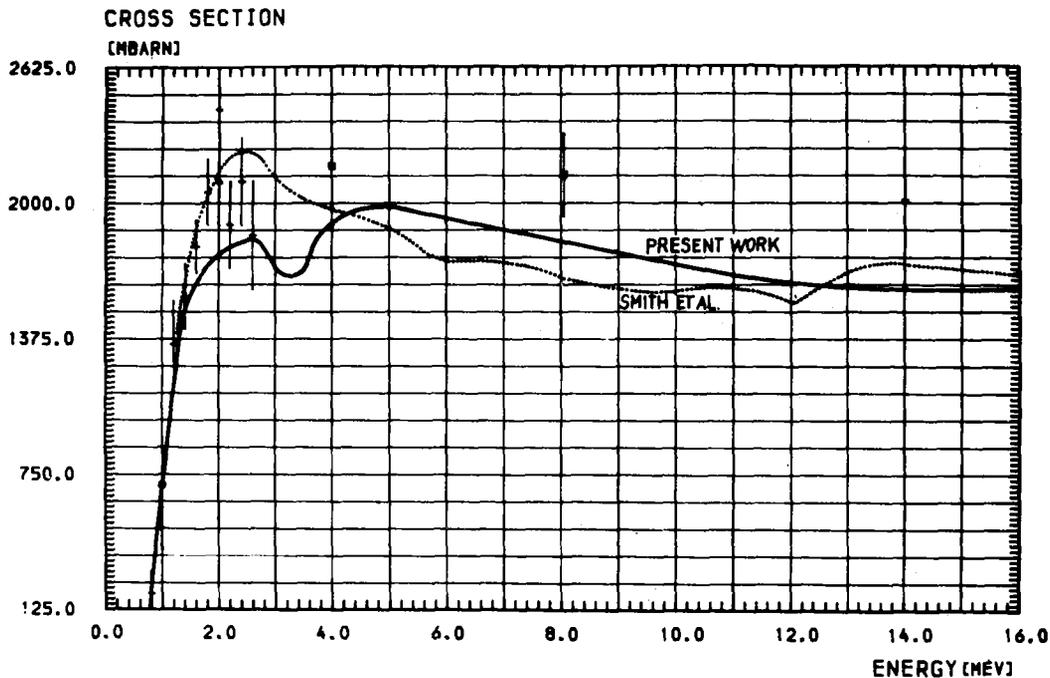


Fig. 8

- + MATHER ET AL. AVRE-0-72/72
- x HAERING ET AL. ZP 244 352
- PAULSEN ET AL. ZP 238 23
- CARTER 66 WASH 2 682
- ▲ HERMSDORF ET AL. JNE 27 747

NONELASTIC CROSS SECTION 93-NB + N



212

Fig. 9. + ABRAHOV
 □ HOLMQUIST ET AL.
 ▲ KAZATKOVA ET AL.

AE 12 62
 JNE 27 543

× GORLOV ET AL.
 ○ WALT ET AL.
 ▼ WESTERN

YF 6 910
 PR 93 1062
 66 WASH 2 675

93-NB (N,P) EXCITATION FUNCTION

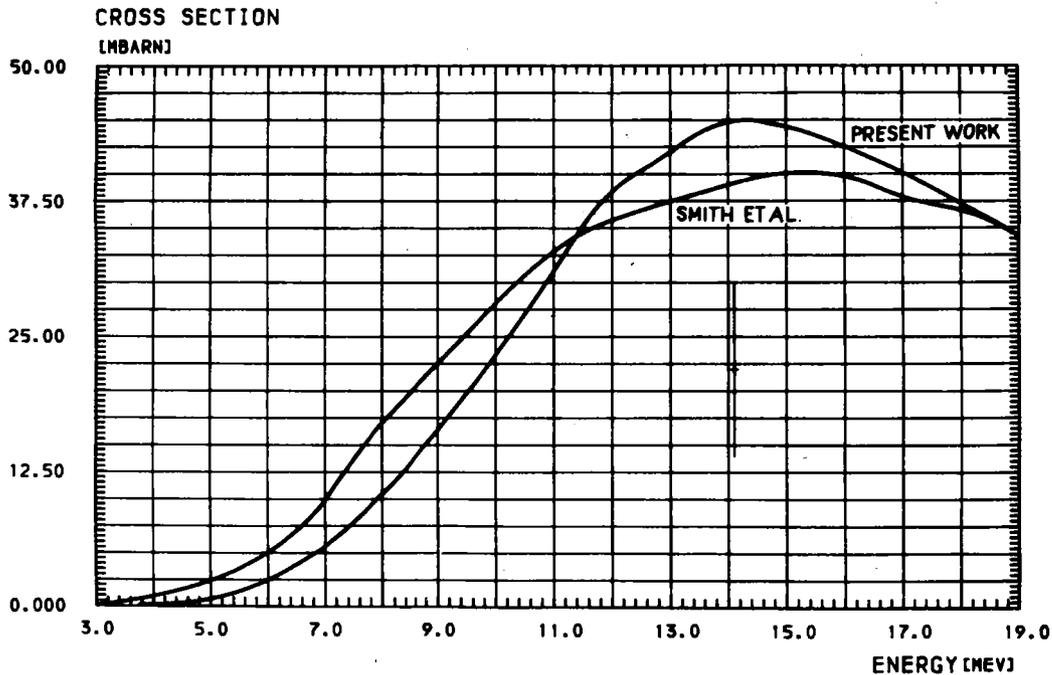
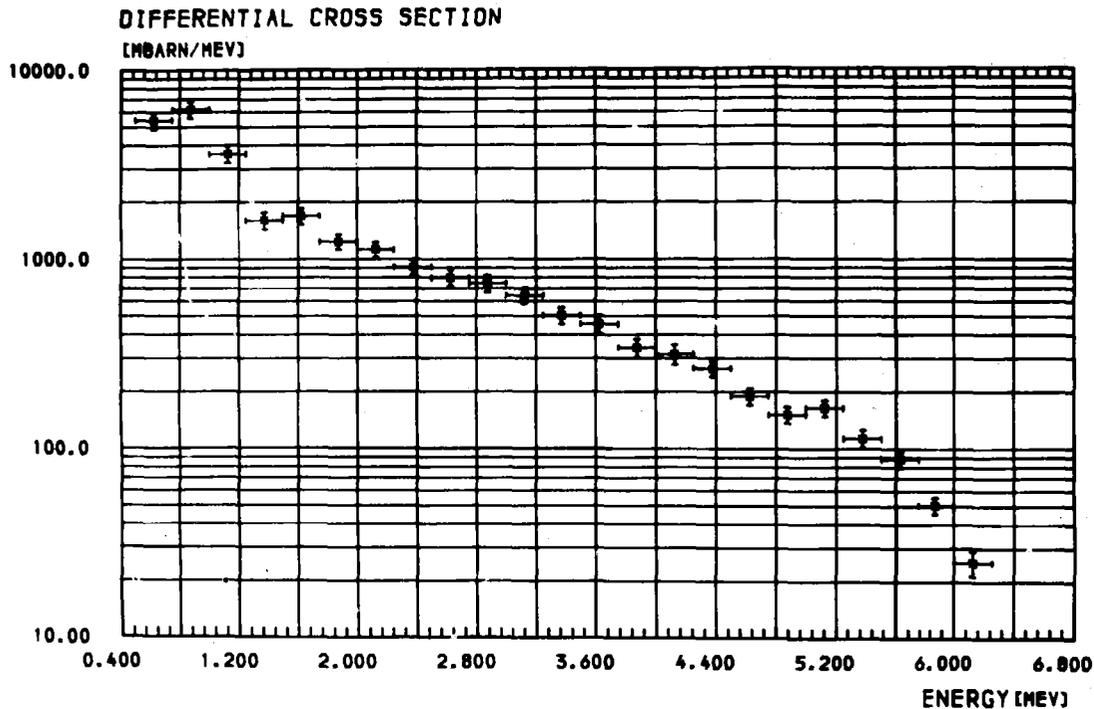


Fig.10. + VERBINSKI ET AL. PR 108 779

GAMMA-RAY EMISSION SPECTRUM , $E_0 = 7.2$ MEV



214

Fig. 11. x DRAKE ET AL.

NSE 40 294

93-NB (N, N' GAMMA) , EGAMMA = 0.960 MEV

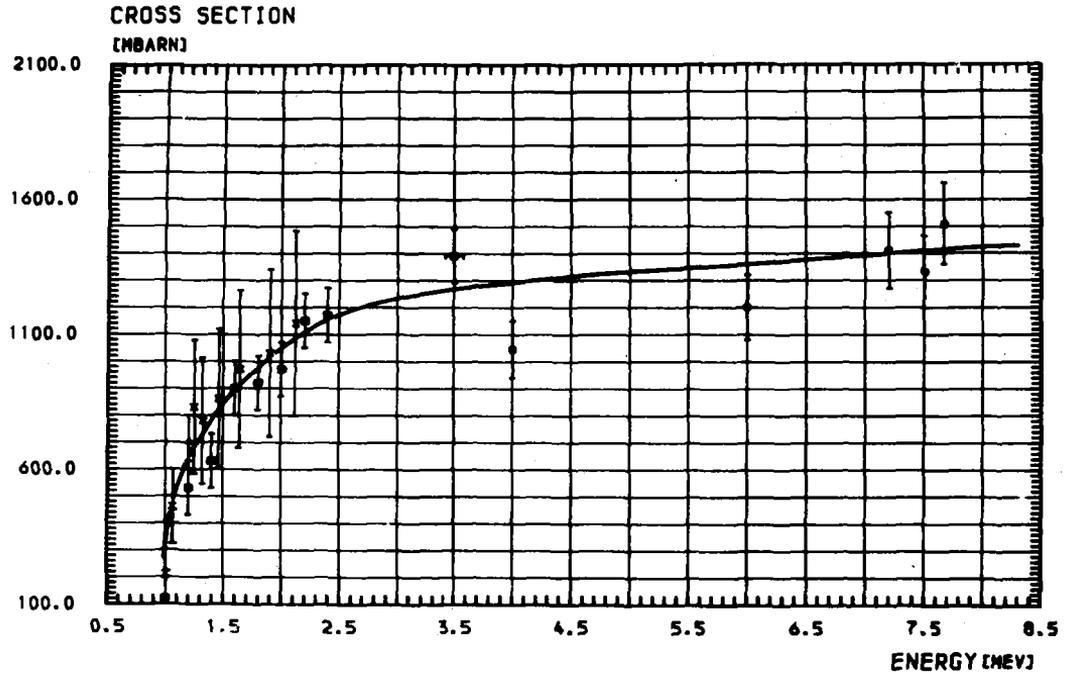


Fig. 12. * NATH ET AL. NP 14 78
□ BRODER ET AL. AE 16 103
○ DRAKE ET AL. NSE 40 294
△ GLATZKOV AT AL. AE 15 416

EVALUATION PAR MODELES NUCLEAIRES D'UN ENSEMBLE COHERENT DE
SECTIONS EFFICACES $n + {}^{238}\text{U}$ ENTRE 3 keV et 20 MeV

J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Une méthode d'utilisation des modèles optique et statistique est présentée dans le but de déterminer un ensemble physiquement cohérent des sections efficaces neutroniques sur ${}^{238}\text{U}$ entre 3 keV et 20 MeV. Il est montré qu'un ajustement adéquat sur certaines données expérimentales permet d'évaluer d'autres sections efficaces de façon satisfaisante.

ABSTRACT

We present a method for an optical and statistical model evaluation of a coherent set of neutron cross-sections on ${}^{238}\text{U}$ from 3 keV to 20 MeV. It is shown that a satisfying determination of various cross-sections can be obtained from an adequate adjustment of the models on some experimental data.

I - INTRODUCTION

L'utilisation des modèles nucléaires peut être envisagée pour obtenir un ensemble physiquement cohérent des diverses sections efficaces neutroniques relatives à une même cible dans un domaine d'énergie étendu. L'étude présente examine cette possibilité, au moyen des modèles optiques et statistiques couramment utilisés, dans le cas de la cible ^{238}U et pour les énergies de neutron comprises entre 3 keV et 20 MeV. Dans la méthode proposée ici, certaines données expérimentales assez bien connues, en particulier les sections efficaces totale et de fission, servent à l'ajustement des modèles, tandis que d'autres données, comme la section efficace de capture radiative et diverses distributions angulaires de diffusion "élastique", permettent de tester la validité des calculs. En même temps, une évaluation cohérente est faite de données pour lesquelles subsistent encore des incertitudes à lever pour des raisons d'applications pratiques : en ce qui concerne ^{238}U , c'est le cas des fonctions d'excitation des diffusions inélastiques.

Dans une première étape, nous avons déterminé un ensemble adéquat de paramètres d'un potentiel optique déformé permettant de calculer la section efficace totale et les sections efficaces élastique et inélastique relevant de mécanismes directs. Ensuite, les pénétrabilités neutron issues des calculs en voies couplées précédents ont été utilisées dans les évaluations suivantes faites par modèle statistique :

- . sections efficaces de capture radiative, de diffusions inélastiques et de fission jusqu'à 2 MeV.
- . sections efficaces (n, xn) et (n, xnf) entre 2 MeV et 20 MeV.

II - DETERMINATION DES PARAMETRES DU POTENTIEL OPTIQUE

^{238}U est un noyau déformé comme en témoignent les bandes rotationnelles bien établies de son spectre d'états excités. Dans les états de diffusion également, les effets de déformation ne sont pas négligeables. Aussi il est apparu nécessaire d'employer la méthode du modèle optique en voies couplées [1], méthode dans laquelle le potentiel d'interaction nucléon-noyau tient compte de la déformation nucléaire. Les données expérimentales que nous nous sommes imposées de reproduire sont, par ordre d'importance décroissante :

- 1) les fonctions densité S_0 et S_1 , et le rayon de diffusion R' à basse énergie.
- 2) la section efficace totale.
- 3) les distributions angulaires de diffusion "élastique" dans le domaine d'énergie 2 MeV - 15 MeV. (Pour la diffusion de neutron, il n'est expérimentalement pas possible de séparer le niveau fondamental des premiers états excités ; aussi comparons nous les résultats expérimentaux à la somme calculée des diffusions par les états pris en compte dont l'énergie d'excitation est inférieure à 400 keV.

Pour décrire l'interaction neutron-noyau-cible, nous avons adopté le potentiel effectif couramment utilisé [1], qui s'exprime dans le système d'axes lié au noyau sous la forme :

$$V(r, \theta) = V_f(r, a, R) + 4iW a' \frac{d}{dr} f(r, a', R') + \left(\frac{\hbar}{m c}\right)^2 \frac{1}{2} V_s \vec{l} \cdot \vec{\sigma} \frac{d}{dr} f(r, a, R)$$

$$f(r, a, R) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$$

$$R = r_0 A^{1/3} \left[1 + \beta_2 Y_2^0(\theta) + \beta_4 Y_4^0(\theta) \right]$$

Les paramètres β_2 et β_4 sont une mesure des déformations respectivement quadrupolaire et hexadécapolaire du noyau. Ce potentiel est développé en polynômes de Legendre, et les termes de couplage dus à la déformation sont pris réels. Nous avons adopté le schéma de couplage 0^+ , 2^+ , 4^+ pour une énergie E_n du neutron inférieure à 10 MeV, et l'approximation adiabatique aux énergies supérieures.

Comme l'ensemble de la paramétrisation présentée Table 1, est très sensible au choix des paramètres de déformation, nous avons utilisé pour ces derniers les valeurs évaluées par MÖLLER [2], à savoir :

$$\beta_2 = 0,216 \qquad \beta_4 = 0,067$$

1) Fonctions densité et rayon de diffusion

Les autres paramètres du potentiel optique ont été déterminés à basse énergie de manière à reproduire au mieux l'ensemble de ces trois quantités

expérimentales S_0 , S_1 et R' . Le résultat de l'ajustement obtenu est présenté Table 2, en comparaison avec les données issues de l'évaluation récente [3].

2) Section efficace totale

La variation avec l'énergie des paramètres V et W du potentiel optique a été déterminée de manière à reproduire la section efficace totale entre 30 keV et 20 MeV. Le résultat de l'ajustement est représenté fig. 1, a, b et c, en comparaison avec les valeurs expérimentales extraites des références [4, 5 et 6].

Le soin tout particulier que demande la détermination des paramètres au cours de ces deux premières étapes, nous a apparu déterminant puisqu'il explique le succès de la paramétrisation dans les deux étapes suivantes.

3) Section efficace de diffusion élastique différentielle

La comparaison théorie-expérience pour la diffusion élastique (cf. figures 2, 3 et 4) permet de juger du bien-fondé de la paramétrisation.

Le seul ajustement supplémentaire qui a été fait porte sur le comportement de la valeur de W au-delà de 10 MeV en nous basant sur les résultats expérimentaux obtenus au voisinage de 15 MeV. Les données utilisées à cet effet sont extraites des références [7 à 15].

4) Diffusion inélastique sur le premier niveau excité

Nous obtenons à une énergie de 3 MeV, où la contribution due au noyau composé peut être négligée, une valeur de la section efficace inélastique intégrée de 0,418 barns, en bon accord avec la valeur expérimentale récemment obtenue par SMITH [16]. L'obtention d'une valeur deux fois plus faible (ENDF/BIV) aurait demandé une sérieuse altération des autres résultats (section efficace totale en particulier) ou une incohérence grave de la paramétrisation.

III - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE CAPTURE RADIATIVE ET DE DIFFUSION INELASTIQUE JUSQU'À 2 MeV

Ces sections efficaces sont calculées par modèle statistique et d'après la méthode qui a été développée en référence [17] et testée favorablement sur

quelques cibles lourdes.

1 - Détermination des différents paramètres

. Les pénétrabilités "neutron" nécessaires sont celles issues des calculs en voies couplées décrits en II, et utilisant la paramétrisation de la Table 1.

. Les niveaux excités de la cible, pris en référence [18], sont connus jusqu'à 1,16 MeV environ avec des valeurs déterminées du spin et de la parité. Au dessus de cette énergie d'excitation, nous avons introduit une densité de niveaux continue de la forme :

$$\rho(E_n) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_n - E_0}{T}\right)$$

Les paramètres E_0 et T ont été déterminés en ajustant $\rho(E_n)$ sur la densité obtenue à partir des niveaux expérimentaux discrets. Nous avons obtenu : $E_0 = -0,15$ MeV et $T = 0,41$ MeV.

. Le paramètre de densité de niveaux "a" est calculé avec la formule conventionnelle des densités de niveaux [19] ajustée sur l'espacement moyen entre niveaux Dobs mesuré dans la zone des résonances séparées. Nous avons pris la valeur $Dobs = 19 \pm 2$ eV, moyenne de plusieurs résultats expérimentaux [20]. La valeur correspondante trouvée pour "a" est de $30,924$ MeV⁻¹, pour une énergie de pairing δ fixée à $0,69$ MeV.

La largeur moyenne radiative Γ_γ choisie égale à 21 ± 3 MeV, est également une moyenne de plusieurs données expérimentales [20].

. La détermination des paramètres des voies de fission (positions de barrières et nombres effectifs de voies) a été faite par un ajustement de la section efficace de fission calculée sur les valeurs expérimentales correspondantes [21] (évaluation 1974 de M.G. SOWERBY) prises dans la gamme d'énergie $0,6$ MeV - $2,6$ MeV. Nous avons choisi une forme de barrière - identique pour toutes les voies - définie par [22] :

$$E_a = 6,25 \text{ MeV} ; E_{II} = 2,34 \text{ MeV} ; E_b = 5,93 \text{ MeV} ; \hbar\omega_a = 1,05 \text{ MeV} ;$$

$$\hbar\omega_b = 0,50 \text{ MeV}$$

Nous avons fixé $\hbar\omega_{II}$ à $1,0$ MeV. Les positions et nombres effectifs des différentes voies ont été ajustés suivant la méthode décrite en [17].

2 - Résultats

La section efficace de capture radiative calculée est reportée sur la figure 5 et comparée avec différentes déterminations expérimentales [21] et à la récente évaluation ENDF/BIV. On peut noter le bon accord de notre calcul avec les mesures dans le domaine d'énergie compris entre 1 keV et quelques centaines de keV environ. Au-delà de 1 MeV, où l'effet du continuum inélastique se manifeste, la section efficace de capture est très sensible au choix des paramètres E_0 et T . Probablement, le manque de niveaux expérimentaux dans cette zone d'énergie conduit à une sur-estimation de la section efficace de capture qui reste, par conséquent, supérieure à la fois à celle de M.G. SOWERBY [21] et à l'évaluation ENDF/BIV. Les sections efficaces de diffusion inélastique avec excitation de différents états discrets de la cible sont reportées sur la figure 6 en fonction de l'énergie incidente (on a omis cependant le 3ème niveau excité $6+$ pour lequel les sections efficaces calculées sont très faibles). Pour les deux premiers niveaux à 0,045 MeV et 0,148 MeV, les valeurs expérimentales de P. GUENTHER et A. SMITH [16] sont en très bon accord avec notre calcul. Par contre, l'évaluation ENDF/BIV, au dessus d'environ 1 MeV, donne une contribution inélastique trop faible notamment pour le premier niveau excité. La table 3 donne les valeurs calculées dans cette étude, c'est-à-dire la contribution due au noyau composé obtenue par le modèle présent, ainsi que la contribution directe issue des calculs en voies couplées décrits en II.

Pour les autres niveaux plus excités (cf. Fig.6), on observe encore un bon accord général avec les résultats de l'expérience tirés de la référence [18]. Notre évaluation donne des valeurs de section efficace inférieures à celles calculées en [18] par un modèle statistique également du type Hauser-Feshbach avec fluctuations.

IV - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES (n,xn) et (n,xnf) DE 2 MeV à 20 MeV

Le modèle statistique simplifié utilisé pour calculer ces sections efficaces est décrit par ailleurs [23]. Il utilise ici globalement les sections efficaces de formation des noyaux composés issues des calculs en voies couplées décrits en II.

Le calcul des sections efficaces du type (n,xn) et (n,xnf) fait intervenir une série d'isotopes formés successivement. C'est pourquoi nous avons choisi ici la paramétrisation systématique suivante. Les densités de niveaux néces-

saires sont celles introduites par GILBERT et CAMERON [19] avec les corrections dues aux effets de couche et d'appariement de COOK [20]. Les paramètres de densité de niveaux a des différents noyaux apparaissant dans le processus sont ici calculés systématiquement d'après [19], suivant :

$$a = A [0,00917 S + 0,120] \text{ MeV}^{-1}$$

où A est le nombre de masse et S la correction due aux effets de couches. De même, l'énergie d'excitation de transition E_x^* où la densité de niveaux passe de la forme $\rho_2(E^*) \sim \exp(2\sqrt{a(E^* - \delta)})$ à la forme $\rho_1(E^*) \sim \exp\left(\frac{E^* - E_0}{T}\right)$ obéit à la loi :

$$E_x^* = 2,5 + \frac{150}{A} + \delta$$

Dans ces expressions E^* est l'énergie d'excitation, δ l'énergie d'appariement, T la température nucléaire, et E_0 résulte du raccordement sans discontinuité des valeurs $\rho_2(E_x^*)$ et $\rho_1(E_x^*)$.

La table IV donne les valeurs des énergies de séparation des neutrons [24], des barrières de fission [25], des largeurs radiatives expérimentales (cf. MALECKY [20] et VOROTNIKOV [26]) nécessaires au calcul ainsi que les constantes ajustées K_1 et K_2 et les données de sections efficaces de fission utilisées pour les obtenir (cf. Réf. [23]).

Les diverses sections efficaces calculées sont reportées sur la figure 7 en comparaison avec différentes mesures ou évaluations expérimentales. Seule, la section efficace de fission a fait l'objet d'un ajustement, lequel a été fait sur l'évaluation expérimentale de SOWERBY [21]. Les sections efficaces $(n,2n)$ calculées, qui servent ici de test pour le modèle utilisé, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux [27]. On note cependant qu'au delà de 15 MeV les valeurs issues de ce traitement simplifié décroissent trop rapidement par rapport aux mesures. Pour la réaction $(n,3n)$ [27], l'accord est acceptable, mais le domaine d'énergie voisin du seuil de la réaction demanderait un calcul plus complet tenant compte explicitement de la conservation des moments angulaires.

Les sections efficaces (n,xn) et (n,xf) calculées sont données dans la Table V.

CONCLUSION

Cette étude effectuée sur le noyau ^{238}U montre l'intérêt de l'utilisation des modèles nucléaires même conventionnels pour l'évaluation d'un ensemble cohérent de données neutroniques dans un large domaine d'énergie. Cependant il apparaît important pour une cible donnée d'adapter convenablement la paramétrisation de ces modèles, et notamment celle du potentiel optique qui est à la base des calculs. L'ajustement sur certaines données convenablement connues permet alors de mieux préciser certaines autres, telles que les fonctions d'excitation de diffusion inélastique dans le cas présent. L'utilité de cette méthode a déjà été partiellement testée sur un ensemble de noyaux lourds.

REFERENCES

- [1] T. TAMURA, Computer program JUPITOR 1 for coupled channel calculation ORNL 4152 (1967) and Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679
- [2] P. MOLLER, Nucl. Phys. A 192 (1972) 529
- [3] Neutron Cross-Sections - Volume 1 Résonance Parameters EANDC (US) - 183/L
- [4] A. ADAM, J. CABE, M. CANCE, M. LABAT, M. LAURAT, M. LONGUEVE C.E.A. Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel - rapport interne
- [5] S.H. HAYES, P. STOLER, J.M. CLEMENT, GOULDING, Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 243
- [6] P.H. BOWEN, J.P. SCANLON, G.H. STAFFORD, J.J. TRESHER, P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 22 (1961) 640
- [7] R. BATCHELOR, W.B. GILBOY, J.M. TOWLE, Nucl. Phys. 65 (1965) 236
M. WALT, J.R. BEYSTER, Los Alamos LA 2061 (1956)
- [8] M.M. KNITTER, M. COPPOLA, N. AHMED, B. JAY, Z. Physik 244 (1971) 358
- [9] W.E. KINNEY, F.G. PEREY, ORNL 4804 (1973)
- [10] S.G. BUCCINO, C.E. HOLLANSWORTH, P.R. BEVINGTON, Z. Physik 196 (1961) 103
- [11] J.L. KAMMERDIENER, UCRL 51232 (1972)
- [12] J. VOIGNIER, CEA-R 3503 (1968)
- [13] G. MOUILHAYRAT, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel - private communication (1969)
- [14] B.Y. GUZHOVSKII, At. Energ. 11 (1961) 395, trad. Sov. J. At. En. 11 (1962) 1041
- [15] C.L. HUDSON, W. SCOTT WALKER, S. BERKO, Phys. Rev. 128 (1962) 127
- [16] P. GUENTHER, A. SMITH, Inelastic neutron excitation of the ground state rotational band of ^{238}U - Conférence de WASHINGTON (3-7 mars 1975)
- [17] P. THOMET, Communication à cette Conférence - cf. aussi Rapport CEA/R-4631 (1974)

- [18] W.R. McMURRAY, Annual Res. Rep. (1973) - SUNI 28
- [19] A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965- 1446)
- [20] F. POORTMANS et al., NEANDC (E) 163 U (1974) 149
 M.G. SOWERBY, NEANDC (E) 163 U (1974) 183
 H. MALECKY et al, Sov. J. Nuc. Phys. 13 (1971) 133
 J.L. COOK et al, Aust. J. Phys. 20 (1967) 477
 H. BABA, Nucl. Phys. A159 (1970) 625
- [21] M.G. SOWERBY et al, AERE-R-7273 (1973)
 M.G. SOWERBY et al, Ann. Nuc. Sci. Eng. 1 (1974) 409
 W.P. POENITZ, Préprint (ANL)
- [22] H. WEIGMANN, J.P. THEOBALT, Nucl. Phys. A187 (1972) 305
- [23] J. JARY, Communication à cette Conférence - cf. aussi Rapport CEA-R-4647 (1975)
- [24] A.H. WAPSTRA et al, Nucl. Data Tables, 9 (1971) n° 4-5
- [25] V.E. VIOLA et al, Nucl. Phys. 82 (1966) 65
 W.D. MYERS et al, Nucl. Phys. 81 (1966) 1
 G.I. BELL, Phys. Rev., 158 (1967) 1127
- [26] P.E. VOROTNIKOV, Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 728
- [27] J.D. KNIGHT, Phys. Rev. 112 (1958) 259
 J.L. PERKIN et al, J. Nucl. Energ. 14 (1961) 69
 D.S. MATHER et al, AWRE 072/72 (1972)
 J.H. LANDRUM et al, Phys. Rev. C8 (1973) 1938
 J. FREHAUT et al, Rapport CEA-4627 (1974)
 A. ACKERMANN, NEANDC (E) 161 U (1974)
 P.H. WHITE, J. Nucl. Energ. 16 (1962) 261

TABLE 1

$V = 47,5 - 0,3 E_n$ (MeV)		, $a = 0,62$ fm	, $r_0 = 1,24$ fm
$W = 2,7 + 0,4 E_n$ (MeV)	pour $E_n \leq 10$ MeV	$a' = 0,58$ fm, $r'_0 = 1,26$ fm	
6,7	pour $E_n \geq 10$ MeV		
$V_s = 7,50$ MeV (spin orbite non déformé)			

Paramètres du potentiel optique

TABLE 2

Type	$S_0 \times 10^4$	$S_1 \times 10^4$	R' fm
BNL 325 évaluation [3]	$1,1 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,3$	$9,4 \pm 0,3$
Calcul présent	0,949	2,134	9,240

Fonctions densité et rayon de diffusion : comparaison théorie-expérience

TABLE 3

E _n (MeV)	45.0 keV (2+)		148.0 keV (4+)	
	NC	ID	NC	ID
0,060	0,1685	0,0018		
0,070	0,2656	0,0036		
0,080	0,3465	0,0059		
0,090	0,4151	0,0085		
0,100	0,4743	0,0113		
0,200	0,8139	0,0453	0,0051	0,0001
0,300	0,9704	0,0793	0,0292	0,0014
0,400	1,0512	0,1109	0,0699	0,0052
0,500	1,0963	0,1416	0,1219	0,0122
0,600	1,1234	0,1720	0,1834	0,0225
0,700	1,1122	0,2024	0,2460	0,0356
0,800	1,0405	0,2322	0,2853	0,0507
0,900	0,9882	0,2611	0,3264	0,0669
1,000	0,8765	0,2883	0,3478	0,0833
1,200	0,5753	0,3360	0,2860	0,1140
1,400	0,4073	0,3720	0,2320	0,1390
1,600	0,2967	0,3980	0,1929	0,1580
2,000	0,1868	0,4240	0,1383	0,1800

Sections efficaces (en barn) d'excitation des niveaux 2+ (45 keV) et 4+ (148 keV) séparées en contributions de noyau composé (NC) et d'interaction directe (ID)

TABLE IV

U Isotope	S MeV.	B_f MeV [†]	Γ_γ^{exp} eV	K_1	K_2	Section efficace de fission de
239	4,8032	6,15	0,024	2,308	0,45	^{238}U de 2 MeV à 6 MeV
238	6,1436	5,80	0,035	0,602	0	^{238}U de 6 MeV à 12 MeV
237	5,1245	6,30	0,029	5,00	0,95	^{238}U de 12 MeV à 18 MeV
236	6,5451	5,75	0,035	1,374	0	^{235}U de 2 MeV à 6 MeV

Energies de séparation (S), barrières de fission (B_f) et largeurs radiatives expérimentales Γ_γ^{exp} utilisées pour $2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$. Les paramètres K_1 et K_2 sont obtenus par ajustement aux sections efficaces de fission dans le domaine d'énergie donné dans la dernière colonne.

TABLE V

Energie des neutrons MeV	Sect. eff. (n-2n) (Barn)	Sect. eff. (n-3n) (Barn)	Sect. eff. (n,f) (Barn)	Sect. eff. (n-n'f) (Barn)	Sect. eff. (n,2nf) (Barn)	Sect. eff. (n,3nf) (Barn)	Sect. eff. de fission totale
2			0,521				0,521
3			0,519				0,519
4			0,508				0,508
5			0,522		$0,25 \cdot 10^{-5}$		0,522
5,5			0,533		$0,24 \cdot 10^{-3}$		0,533
6			0,541		0,019		0,560
6,5	0,038		0,548		0,214		0,763
7	0,363		0,554		0,363		0,917
8	1,108		0,558		0,410		0,968
9	1,47		0,609		0,376		0,985
10	1,63		0,619		0,394		1,013
11	1,70		0,611		0,414	$0,38 \cdot 10^{-10}$	1,025
11,5	1,72	$0,36 \cdot 10^{-3}$	0,607		$0,68 \cdot 10^{-9}$		1,026
12	1,72	0,032	0,603		$0,45 \cdot 10^{-7}$		1,019
13	1,35	0,43	0,597		$0,99 \cdot 10^{-5}$		1,007
14	0,78	0,90	0,591		0,416		1,095
15	0,39	1,13	0,585		0,40		1,245
16	0,20	1,23	0,580		0,39		1,32
17	0,112	1,29	0,576		0,37		1,336
18	0,065	1,32	0,572		0,36	$0,43 \cdot 10^{-6}$	1,342
19	0,039	1,28	0,567		0,35	$0,90 \cdot 10^{-3}$	1,383
20	0,024	1,11	0,562		0,34	0,076	1,532
					0,38	0,25	

Sections efficaces (en barns) du type (n,xn) et (n,xnf) calculées par modèle statistique entre 2 et 20 MeV

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1 : Section efficace totale en fonction de l'énergie : ajustement expérience-théorie (données expérimentales [4, 5, 6])
- (a) jusqu'à 1 MeV
 - (b) entre 1 et 10 MeV
 - (c) entre 10 et 20 MeV
- Figure 2 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 2 MeV (a) ; 2,5 MeV (b) ; 3 MeV (c) ; 4 MeV (d).
- Figure 3 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 5 MeV (a) ; 5,5 MeV (b) ; 6,44 MeV (c) ; 7 MeV (d).
- Figure 4 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 7,54 MeV (a) ; 8,56 MeV (b) ; 14 MeV (c) ; 15,2 MeV (d) (ces dernières données (d) seules ont servi à la paramétrisation du modèle optique).
- Figure 5 : Section efficace de capture radiative (traits pleins) calculée dans l'intervalle 1 keV à 2 MeV.
Les données expérimentales [21] sont représentées par l'histogramme, les points et les triangles.
L'évaluation ENDF/BIV est figurée en pointillé.
- Figure 6 : Sections efficaces d'excitation des niveaux de la cible en fonction de l'énergie incidente. Nos calculs sont représentés en traits pleins (partie directe incluse pour les 2 premiers niveaux). Les données expérimentales indiquées sont tirées de [16] pour les niveaux à 0,045 MeV et 0,148 MeV et de [18] pour les niveaux supérieurs. Les pointillés sont les résultats de l'évaluation ENDF/BIV pour les 2 premiers niveaux et ceux d'un calcul [18] pour les niveaux supérieurs.

Figure 7 (haut) : Section efficace de fission calculée (trait plein) ajustée à l'évaluation expérimentale de SOWERBY [21] (pointillés).

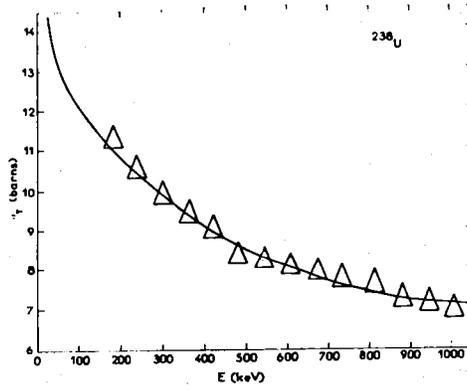
(bas) : Section efficace (n,2n) calculée (courbe 1 en trait plein) comparée avec diverses données expérimentales :

#	KNIGHT J.D. et al	Réf. [27]
□	PERKIN J.L.	"
△	MATHER D.S. et al	"
+	LANDRUM J.H. et al	"
▽	FREHAUT J. et al	"
○	ACKERMANN A. et al	"

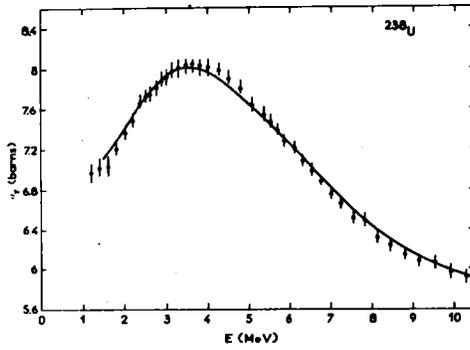
et section efficace (n,3n) calculée (courbe 2 en trait plein) comparée aux données expérimentales :

◇	WHITE P.H.	Réf. [27]
△	MATHER D.S.	"
▽	FREHAUT J.	"

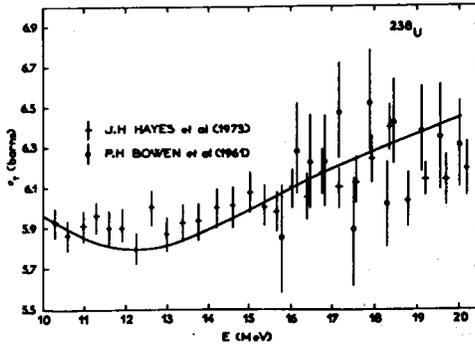
Fig. 1



(a)

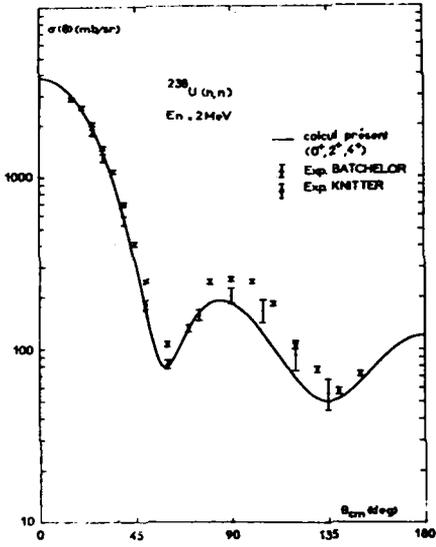


(b)

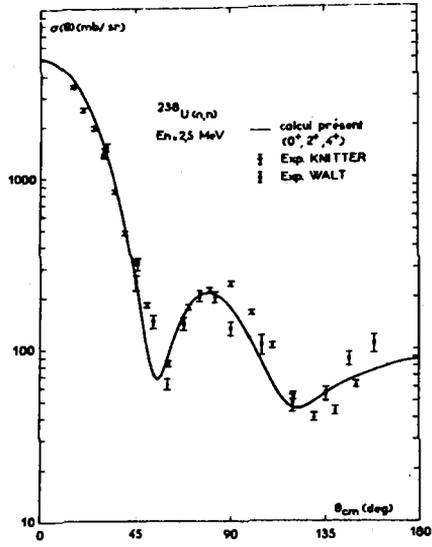


(c)

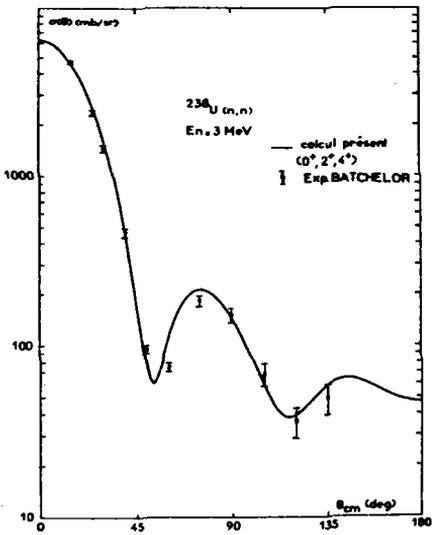
Fig. 2



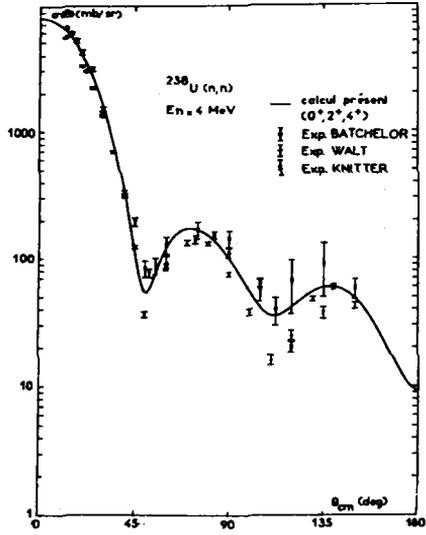
(a)



(b)

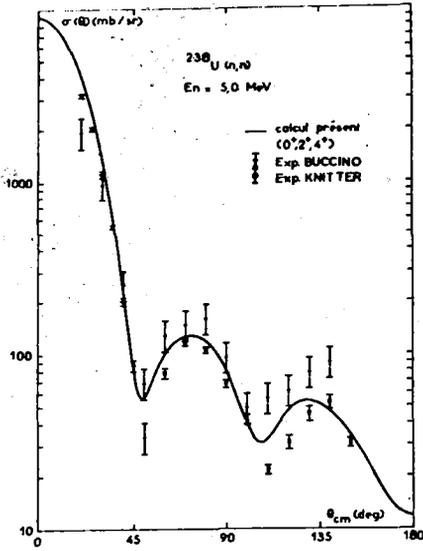


(c)

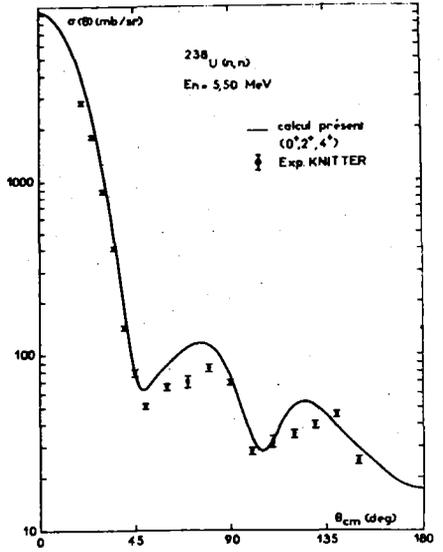


(d)

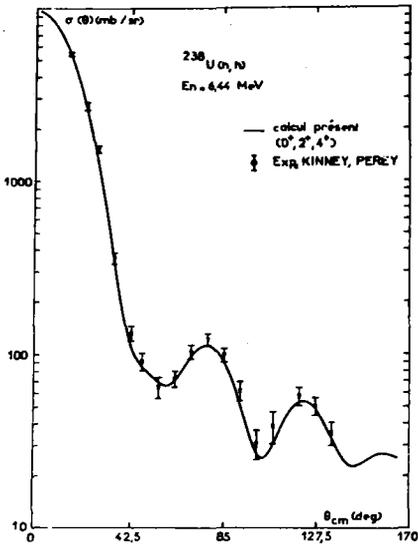
Fig. 3



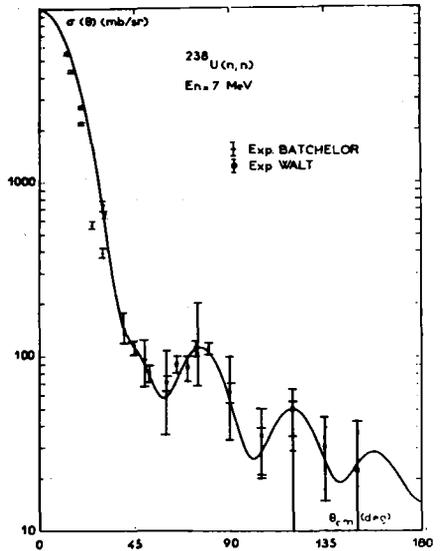
(a)



(b)

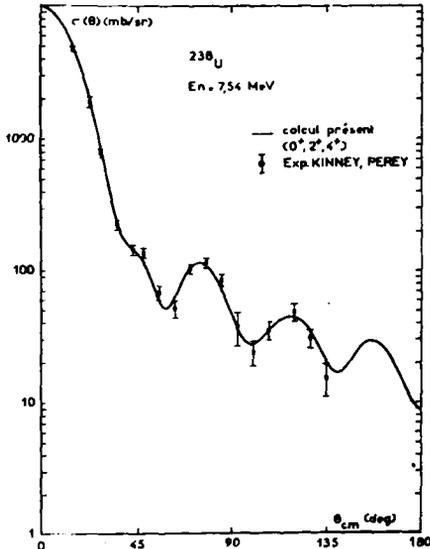


(c)

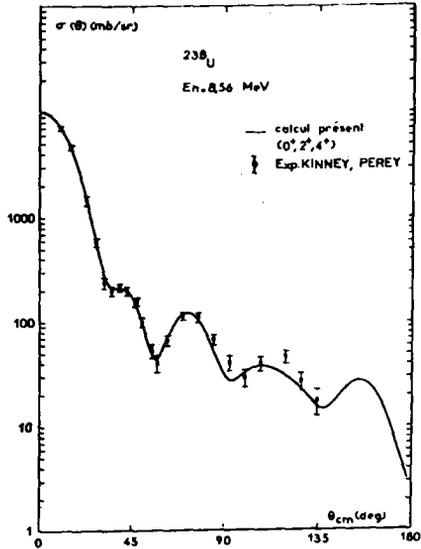


(d)

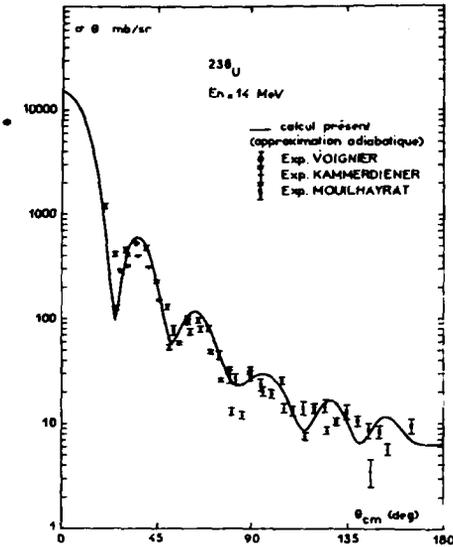
Fig. 4



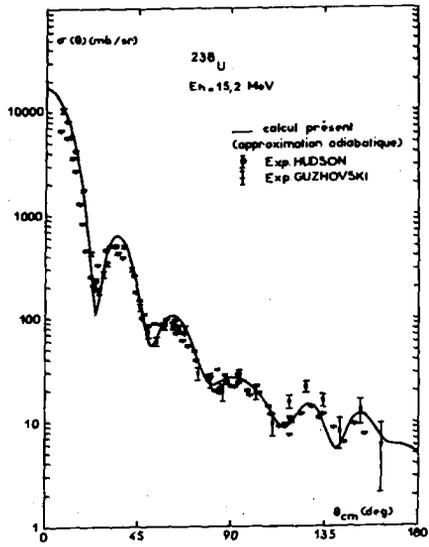
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5

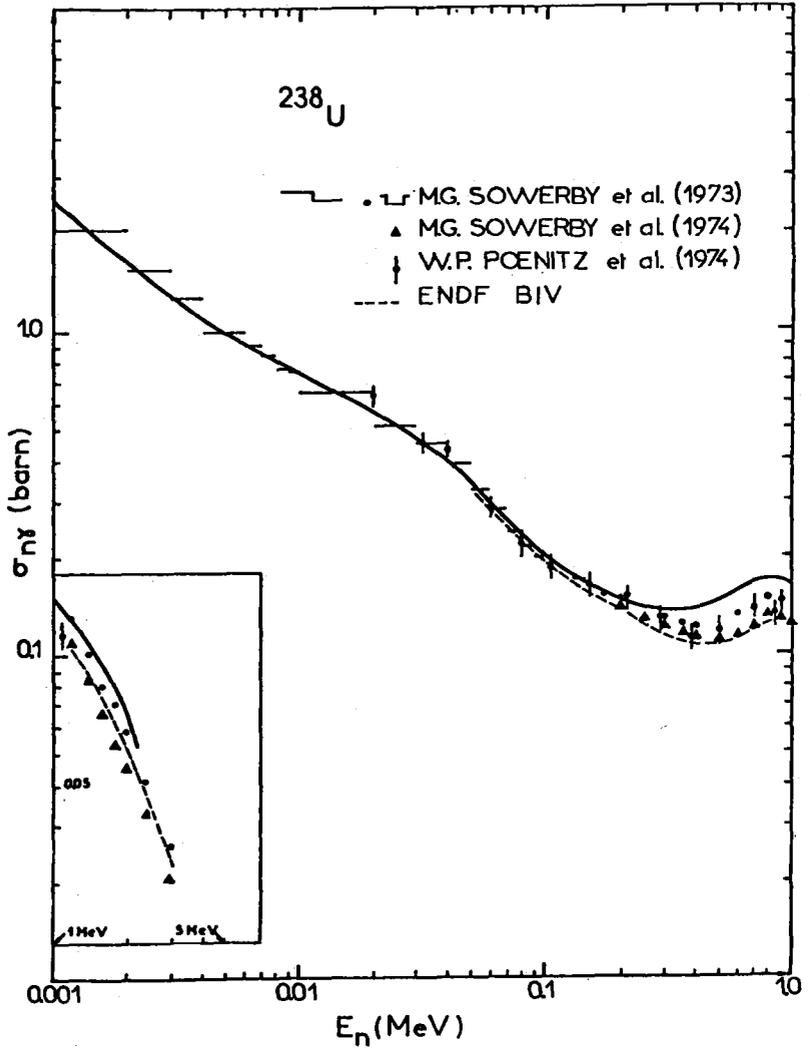


FIG.6

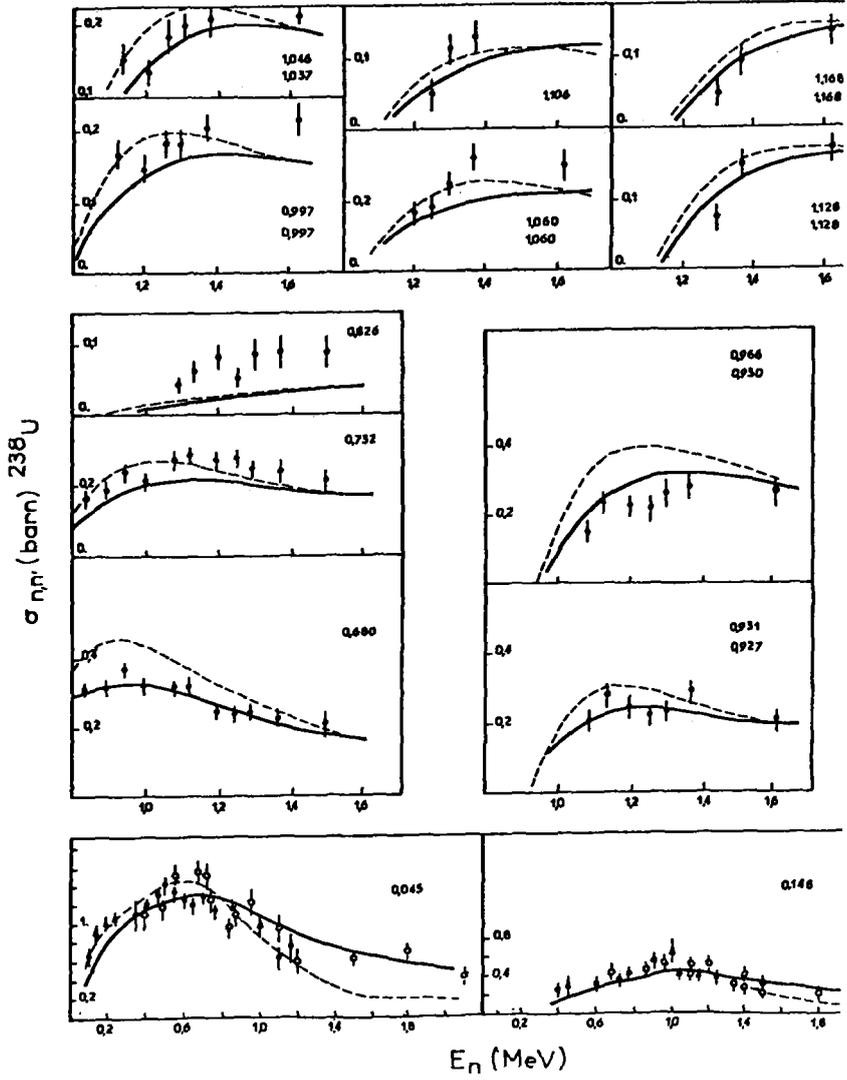
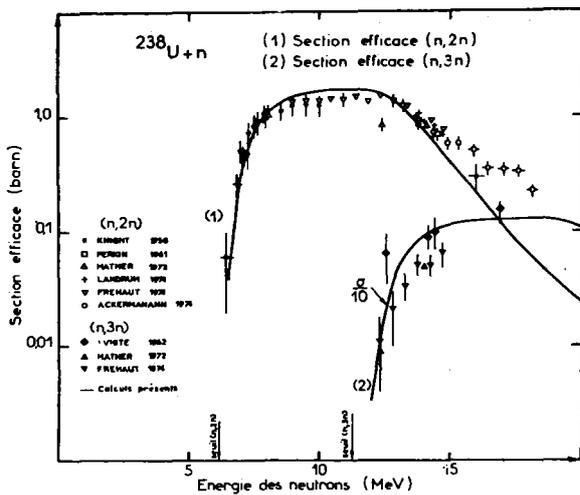
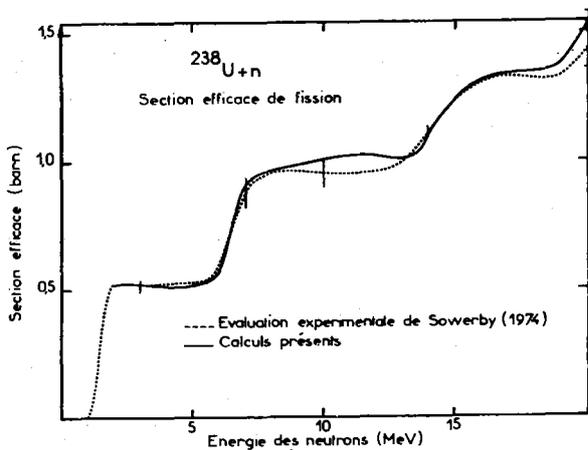


Fig. 7



EVALUATION PAR UN MODELE STATISTIQUE DES SECTIONS EFFICACES (n, xn)
ET (n, xnf) SUR DES NOYAUX LOURDS

J. JARY

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Nous présentons une méthode d'évaluation par modèle statistique des sections efficaces de fission et de réactions ($n, 2n$) et ($n, 3n$) induites par des neutrons sur noyaux lourds dans la gamme d'énergie 2 MeV - 20 MeV. Elle consiste en une paramétrisation des largeurs de fission au moyen d'un ajustement sur les sections efficaces de fission connues. Cette méthode utilise les pénétrabilités neutron fournies par un modèle de voies coupées adapté, et les différentes largeurs (neutron, fission, radiative) sont calculées par le modèle statistique avec des densités de niveaux du type gaz de Fermi. Des résultats sont donnés ici sur les noyaux ^{237}U , ^{238}U , ^{239}U et ^{239}Pu .

ABSTRACT

We present a method for a statistical model evaluation of fission, ($n, 2n$) and ($n, 3n$) cross sections from 2 MeV to 20 MeV neutrons on ^{237}U , ^{238}U , ^{239}U and ^{239}Pu . It consists of the determination of fission width parameters by a fit to known fission cross-sections. This method makes use of neutron transmission coefficients from an adapted coupled channel model. The neutron, fission and radiative widths are calculated by the statistical model including Fermi gas model level densities. Results are given for ^{237}U , ^{238}U , ^{239}U and ^{239}Pu nuclei.

I - INTRODUCTION

Les diverses sections efficaces neutroniques partielles associées à un même noyau cible ne sont généralement pas connues avec une précision équivalente. En vue de fournir une première réponse à certains besoins exprimés, le but de ce travail est de calculer par un modèle statistique simple [1], un ensemble cohérent de sections efficaces de fission et de réactions $(n,2n)$ et $(n,3n)$ induites par des neutrons sur des noyaux lourds. Le domaine d'application visé comprend en particulier une série d'isotopes d'Uranium et de Plutonium pour une énergie de neutrons incidents comprise entre 2 MeV et 20 MeV.

La méthode d'évaluation consiste à paramétriser les rapports des largeurs de fission aux largeurs totales d'une série d'isotopes par un ajustement aux sections efficaces de fission expérimentales. Les largeurs ainsi définies sont utilisées ensuite pour calculer, sans ajustement spécial, les sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) notamment dans les domaines mal connus ou exempts de données expérimentales.

II - EXPOSE SUCCINCT DE LA METHODE DE CALCUL

Dans une version simplifiée du modèle statistique, les sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) sont traitées sous la forme globale suivante qui néglige les effets de conservation du moment angulaire total et de la parité :

$$\sigma(n,2n) = \sigma_c(E_n) \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*) \cdot P(E^*, xn) \quad (1)$$

$$\sigma(n,xnf) = \sigma_c(E_n) \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*) \cdot P(E^*, xnf) \quad (2)$$

Dans ces expressions, les sections efficaces apparaissent comme le produit de la section efficace de formation du noyau composé $\sigma_c(E_n)$ à l'énergie E_n des neutrons incidents, par la probabilité de décroissance dans les voies (xn) et (xnf) . Cette probabilité est elle-même le produit de la probabilité totale $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*)$ pour que le noyau composé excité à l'énergie E^* émette au moins 1 neutron par la probabilité relative $P(E^*, xn)$ ou $P(E^*, xnf)$ pour qu'il émette exactement x neutrons et évolue ensuite respectivement par émission γ ou par fission.

Les sections efficaces de formation du noyau composé utilisées dans ces calculs sont obtenues par un modèle en voies couplées qui tient compte des déformations nucléaires et dont la paramétrisation a été adaptée pour la région des noyaux lourds [2], notamment par ajustement sur les fonctions force et sur les sections efficaces totales.

Les probabilités relatives sont calculées sous la forme :

$$P(E^*, x_n) = \frac{\int_0^{E^* - S_1 - S_2 - \dots - S_n} d\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \sigma_c(\varepsilon_1) \cdot \rho(E_1^*) \frac{\Gamma_n(E_1^*)}{\Gamma_n} \cdot P(E_1^*, (x-1)n)}{\int_0^{E^* - S_1} d\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \rho(E_1^*) \cdot \sigma_c(\varepsilon_1)} \quad (3)$$

Dans cette expression, ε_1 est l'énergie du neutron émis, $S_1, S_2 \dots$ sont les énergies de séparation d'un neutron du noyau composé $(A+1)$, puis du premier noyau résiduel $(A) \dots$, $\rho(E_1^*)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel A excité à l'énergie E_1^* , enfin $\sigma_c(\varepsilon_1)$ est la section efficace de réaction inverse également issue de calculs en voies couplées [2]. Pour $x > 1$, $P(E^*, xn)$ est une expression analogue à (3). Dans le cas particulier où $x = 1$, le dernier noyau résiduel ne peut plus qu'émettre des γ ou se fissionner, les deux derniers facteurs de l'intégrand du numérateur de (3) sont alors remplacés respectivement par les rapports Γ_γ/Γ_n ou Γ_f/Γ_n .

Les expressions de densités de niveaux utilisées ici sont celles de GILBERT et CAMERON [3] avec les corrections dues aux effets de couches et d'appariement prises en [4]. Au dessus d'une énergie de transition E_x^* déterminée d'après l'expérience [3], la densité de niveaux suit la loi

$$\rho(E^* - \Delta) \sim [\exp 2\sqrt{a(E^* - \Delta)}] / [a^{1/2} (E^* - \Delta)^{3/2}] \quad (4)$$

a étant le paramètre de densité de niveaux et Δ la correction d'énergie d'appariement [4]. Au dessous de l'énergie E_x , la densité de niveaux est supposée suivre une loi en $\exp \left[\frac{E^*}{T} \right]$ où T est la température nucléaire.

Les différentes largeurs Γ_n, Γ_f et Γ_γ sont calculées statistiquement à l'aide de ces densités de niveaux. Pour les largeurs Γ_γ de la forme :

$$\Gamma_\gamma(E^*) = C_\gamma [\rho(E^*)]^{-1} \int_0^{E^*} \varepsilon^3 \rho(E^* - \varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

on a supposé un rayonnement dipolaire électrique avec une normalisation

(coefficient C_Y) ajustée aux largeurs radiatives moyennes expérimentales mesurées dans la zone des résonances séparées des neutrons [5].

Les sections efficaces de réactions inverses utilisées dans les expressions des largeurs neutron :

$$\Gamma_n(E^*) \sim [\rho(E^*)]^{-1} \int_0^{E^* - S} \epsilon \sigma_c(\epsilon) \rho(E^* - S - \epsilon) d\epsilon \quad (6)$$

sont également celles du modèle en voies couplées [2].

Les largeurs de fission, pour des énergies suffisantes au dessus de la barrière de fission B_f [6], sont écrites sous la forme :

$$\Gamma_f(E^*) = K_1 [2\pi \rho(E^*)]^{-1} \int_0^{E^* - B_f} \rho^*(\epsilon) d\epsilon \quad (7)$$

où ϵ est l'énergie d'excitation dans les degrés de liberté autres que celui de fission. La densité de niveaux au point selle $\rho^*(\epsilon)$ a la même expression que (4), mais le paramètre de densité de niveaux au point selle $\frac{\Omega_f}{\Omega}$ est supposé varier avec l'énergie d'excitation selon la loi $\frac{\Omega_f}{\Omega} = \alpha \left(1 + \frac{K_2}{(E^* - \Delta)}\right)$. K_1 et K_2 sont les constantes ajustables de ce calcul. Pour des énergies proches de la barrière, on a tenu compte des pénétrabilités de cette barrière en simulant celle-ci par un potentiel harmonique inversé [7].

III - EXAMEN DES RESULTATS OBTENUS SUR LES CIBLES ^{237, 238, 239}U et ²³⁹Pu

Les sections efficaces de fission mesurées ou évaluées ont été utilisées pour déterminer, à l'aide des paramètres K_1 et K_2 , les rapports $\Gamma_f/\Gamma_n(E^*)$ d'une série d'isotopes en minimisant un χ^2 qui tient compte des erreurs expérimentales. Pour cela, certains ajustements sont faits à des énergies où plusieurs chances de fission interviennent en cascade. Ensuite, compte tenu des déterminations (5) et (6) des autres largeurs Γ_n et Γ_γ , les sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) sont calculées par les équations (1) et (2). Les valeurs des coefficients K_1 et K_2 sont données dans le tableau 1.

²³⁹U - Pour calculer la section efficace de fission, il est nécessaire de connaître la hauteur du premier palier de fission, c'est-à-dire le rapport Γ_f/Γ_n de ²⁴⁰U excité par des neutrons incidents de 3 MeV environ. En l'absence de toute mesure, ce rapport a été obtenu par une extrapolation linéaire en fonction du nombre de masse des rapports correspondants de ²³⁹U et ²³⁸U

assez bien définis par la fission de ^{238}U . Par analogie avec les isotopes pairs (^{238}U , ^{236}U), on a pris $K_2 = 0$. Le paramètre K_1 est alors déterminé par le rapport Γ_p/Γ_n de ^{240}U précédemment choisi. Les largeurs de ^{239}U et ^{238}U , qui interviennent respectivement au deuxième et au troisième palier de fission de ^{239}U , ont été déduites de la section efficace de fission de ^{238}U . Les quelques points portés sur la courbe de fission de ^{239}U (fig.1, en haut), sont obtenus à partir, d'une part des probabilités de fission P_f de ^{240}U déduites par CRAMER [8] des mesures de sections efficaces $^{238}\text{U}(t, pf)$, et d'autre part des sections efficaces σ_c de formation du noyau composé utilisées dans les calculs présents ($\sigma(n, f) = \sigma_c \times P_f$). Ces points se placent assez bien par rapport à la courbe calculée. Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) déduites ensuite pour ^{239}U sont indiquées fig.1 (en bas).

^{238}U : L'ajustement a été fait par rapport à la section efficace de fission recommandée par SOWERBY [9]. Les sections efficaces (n,2n) obtenues sont en bon accord avec l'expérience [10 à 15] sauf au-delà de 15 MeV où elles sont inférieures aux mesures. Les sections efficaces (n,3n) sont en assez bon accord avec les mesures [12 - 14 - 16]. Toutes ces sections efficaces sont tracées sur la fig.2.

^{237}U : La section efficace de fission calculée ici, à partir des largeurs déterminées d'après les sections efficaces de fission expérimentales de ^{238}U et ^{235}U , est en bon accord, à basse énergie, avec les points calculés, comme pour ^{239}U , à partir des probabilités de fission de CRAMER [8] (réaction $^{236}\text{U}(t, pf)$) mais très inférieure aux mesures de McNALLY [17]. Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) calculées sont données sur la fig.3 (en bas).

^{239}Pu : L'ajustement a été fait par rapport à la section efficace de fission recommandée par SOWERBY [9]. Les sections efficaces (n,2n) calculées ensuite s'accordent assez bien avec les mesures de MATHER [12]. Par contre, l'accord est beaucoup moins bon avec la seule mesure connue pour la réaction (n,3n).

IV - CONCLUSION

Cette étude montre que l'utilisation d'un modèle statistique simple permet d'évaluer entièrement les sections efficaces de fission dans les cas où il n'existe aucune mesure dans le domaine d'énergie étudié (p.ex. cas de ^{239}U), ou seulement très peu de mesures (ex. cas de ^{237}U). Cependant des résultats

satisfaisants ne peuvent être obtenus que moyennant un ajustement systématique sur les sections efficaces de fission connues et l'utilisation de sections efficaces de noyau composé déduites d'un modèle optique correctement paramétrisé. En dehors des régions voisines des seuils des réactions $(n,2n)$ et $(n,3n)$, où des calculs plus raffinés sont probablement nécessaires, le modèle présent donne en même temps pour ces sections efficaces des valeurs correctes comparées aux rares mesures existantes dans cette région des noyaux lourds.

REFERENCES

- [1] BLATT J.M., WEISSKOPF V.F., *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley and sons, New-York, 1952).
- [2] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, *Communication à cette Conférence.*
- [3] GILBERT A., CAMERON A.G.W., *Can. J. Phys.*, 43, (1965) 1446
- [4] COOK J.L., FERGUSON H., DELMUSGROVE A.R., *Aust. J. Phys.*, 20, (1967) 477
- [5] VOROTNIKOV P.E., *Sov. J. Nucl. Phys.*, 5, (1967) 728
MALECKY H., PIKEL'NER L.B., SALAMATIN J.M., SHAPAROV E.I., *Sov. J. Nucl. Phys.*, 13, (1971) 133
- [6] VIOLA V.E., WILKINS B.D., *Nucl. Phys.* 82, (1966) 65
MYERS W.D., SWIATECKI W.J., *Nucl. Phys.*, 81, (1966) 1
BELL G.I., *Phys. Rev.*, 15B, (1967) 1127
- [7] HILL D.L., WHEELER J.A., *Phys. Rev.*, 89, (1953) 1102
- [8] CRAMER J.D., BRITT H.C., *Nucl. Sc. and Engineer.*, 41, (1970) 177
- [9] SOWERBY M.G., PATRICK B.H., MATHER D.S., *Annals of Nucl. Sc. and Engineer.*, 1, (1974) 409
- [10] KNIGHT J.D., SMITH R.K., WARREN B., *Phys. Rev.*, 112, (1958) 259
- [11] PERKIN J.L., COLEMAN R.F., *J. Nucl. Energ.*, 14, (1961) 69
- [12] MATHER D.S., BAMPTON P.F., COLES R.E., JAMES G., NIND P.J., AWRE 072/72, 1972
- [13] LANDRUM J.H., NAGLE R.J., LINDNER M., *Phys. Rev.*, C8, (1973) 1938
- [14] FREHAUT J., MOSINSKI G., *Rapport CEA-4627* (1974)
- [15] ACKERMANN A., BORMANN M., SCOBEL W., NEANDC (E) 161 U , (1974)
- [16] WHITE P.H., *J. Nucl. Energ.*, 16, (1962) 261
- [17] McNALLY J.H., BARNES J.W., DROPESKY B.J., SEEGER P.A., WOLFSBERG K., *Phys. Rev.*, C9, (1974) 717

TABLEAU 1

ISOTOPE	K_1	K_2
^{240}U	1,35	0
^{239}U	2,30	0,45
^{238}U	0,602	0
^{237}U	5,00	0,95
^{236}U	1,37	0
^{235}U	1,916	0,05
^{240}Pu	0,977	0,455
^{239}Pu	4,427	0,0273
^{238}Pu	1,333	0
^{237}Pu	0,726	0,4

Paramètres K_1 et K_2 obtenus par ajustement aux sections efficaces de fission expérimentales.

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1 Section efficace de fission neutronique (en haut) et sections efficaces des réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{239}U .

Réf. [8] (voir texte) — calculs présents

Fig. 2 Section efficace de fission de ^{238}U (en haut)

Réf. [9] — calculs présents

et sections efficaces (n,2n) et (n,3n) (en bas)

*	Réf. [10]	+	Réf. [13]	} Réaction (n,2n)
□	Réf. [11]	▼	Réf. [14]	
△	Réf. [12]	○	Réf. [15]	
◆	Réf. [16]			} Réaction (n,3n)
▲	Réf. [12]			
▼	Réf. [14]			

— calculs présents

Fig. 3 Sections efficaces de fission neutronique (en haut) et des réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{237}U .

○ Réf. [8] (voir texte) — calculs présents

* Réf. [17]

Fig. 4 Sections efficaces de fission neutronique (en haut) et de réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{239}Pu .

--- Réf. [9]

* Réf. [12] réaction (n,2n)

+ Réf. [12] réaction (n,3n)

— calculs présents

Fig. 1

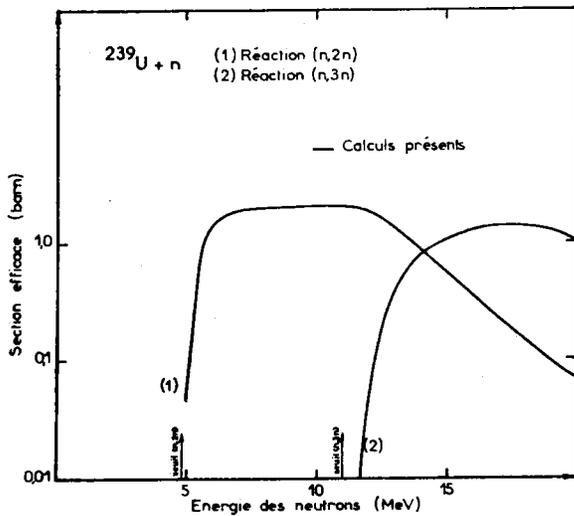
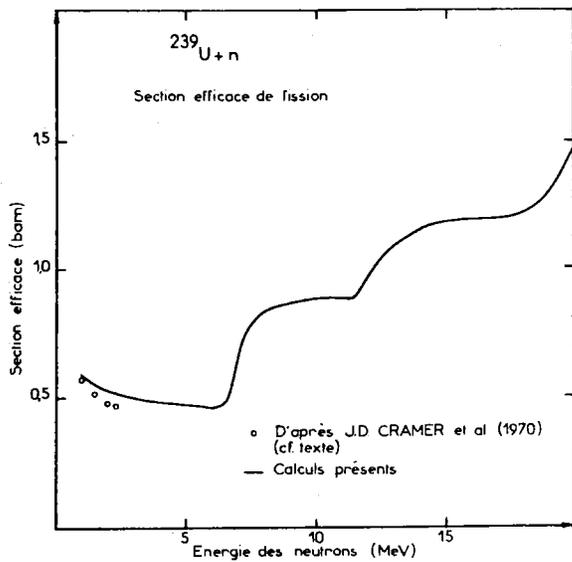


Fig. 2

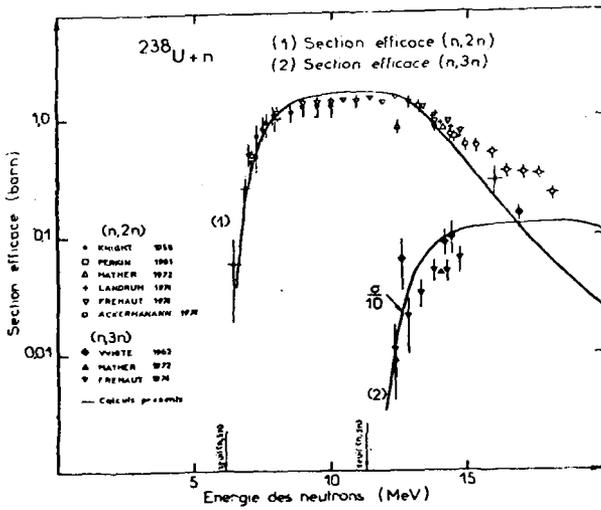
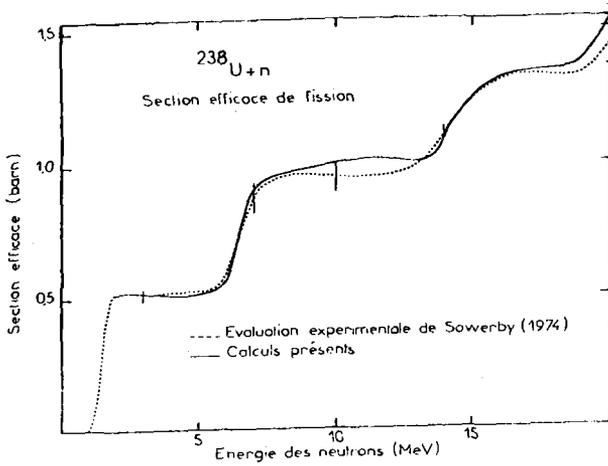


Fig. 3

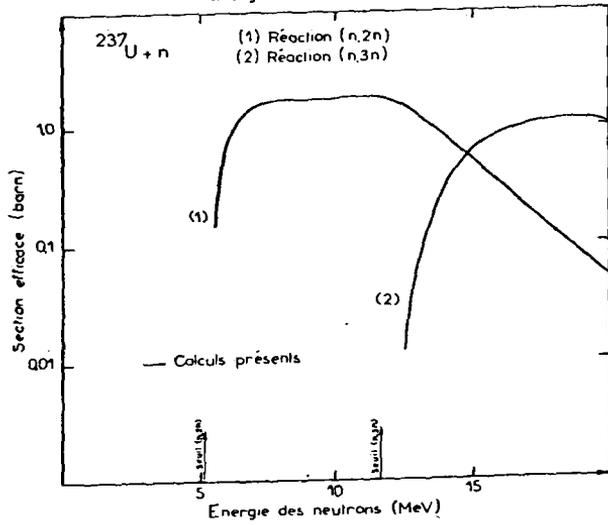
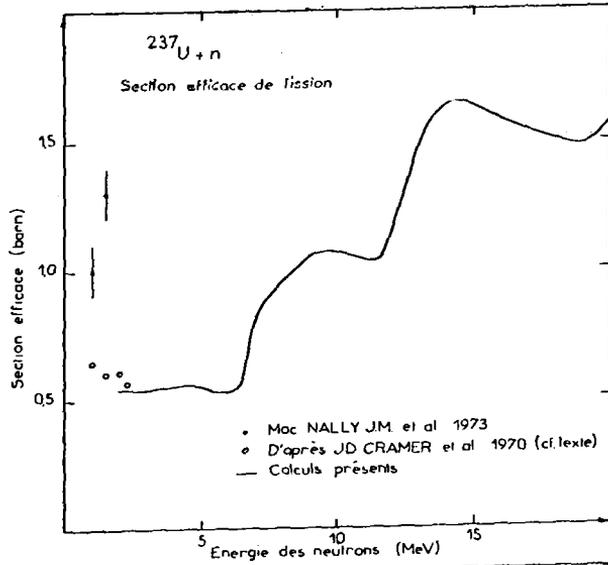
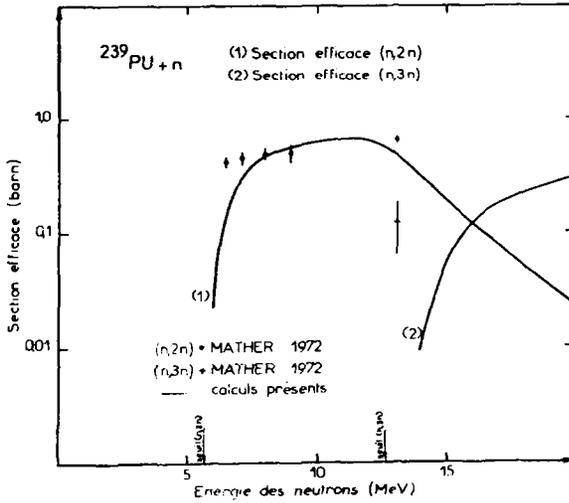
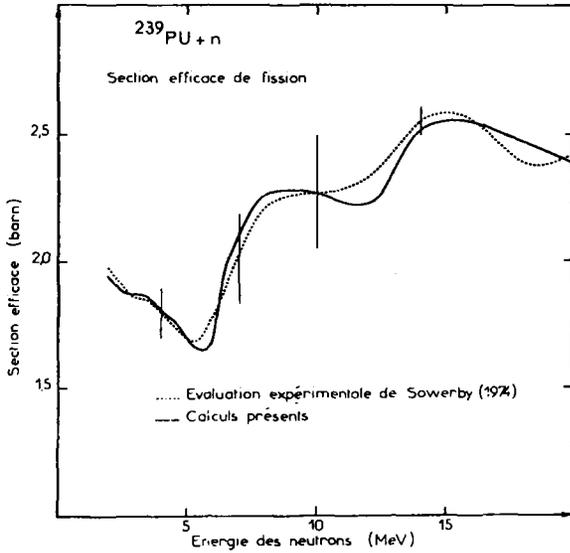


Fig. 4



METHODE D'EVALUATION PAR MODELE STATISTIQUE DES SECTIONS EFFICACES DE
CAPTURE, DIFFUSION INELASTIQUE, ET FISSION SUR NOYAUX LOURDS
ENTRE 1 keV et 3 MeV

P. THOMET

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Nous décrivons une méthode d'évaluation par modèle statistique de sections efficaces de capture radiative, de fission et d'excitation des niveaux inélastiques, induites par des neutrons dans la gamme d'énergie 1 keV - 3 MeV. En présence de compétition fission, elle consiste dans la détermination des caractéristiques des voies de fission par un ajustement en moindres carrés sur diverses données expérimentales de fission telles que les distributions angulaires de fragments, les sections efficaces intégrées etc... Quelques applications de cette méthode sont ensuite données.

SUMMARY

We describe a method for a statistical model evaluation of radiative capture, fission and inelastic scattering cross sections for 1 keV to 3 MeV neutrons. In presence of fission competition, it consists of the determination of the fission channel characteristics by a least-squares fit to various experimental fission data such as angular distributions of fission fragments, total fission cross sections etc... Some applications of this method are given afterwards.

I - INTRODUCTION

Nous présentons une méthode d'évaluation par modèle statistique d'un ensemble cohérent de sections efficaces neutroniques de capture radiative, de diffusion inélastique, et de fission éventuellement dans la gamme d'énergie allant de 1 keV à 3 MeV. En présence de compétition fission il est nécessaire, dans ce domaine de basse énergie, de tenir compte explicitement des caractéristiques des voies de fission particulières qui interviennent. Pour déterminer ces caractéristiques, nous procédons par un ajustement en moindres carrés sur diverses données expérimentales de fission comme les distributions angulaires de fragments, les anisotropies, les sections efficaces intégrées etc. . Cette méthode de paramétrisation associe l'utilisation des pénétrabilités neutroniques fournies par un modèle optique pouvant tenir compte des déformations nucléaires ainsi qu'un calcul de pénétrabilités de barrières de fission à deux bosses.

Après un exposé succinct des formules utilisées et des méthodes de calcul des diverses pénétrabilités nécessaires pour le calcul, nous présentons quelques exemples concernant la détermination des paramètres de fission par un ajustement sur les distributions angulaires (^{235}U) et sur les sections efficaces totales de fission plus les anisotropies (cible ^{240}Pu). Des résultats d'évaluation de sections efficaces de capture radiative et de diffusion inélastique utilisant ce modèle, sont présentés à cette conférence dans des rapports séparés.

II - EXPRESSION DES SECTIONS EFFICACES

Dans le domaine d'énergie considéré, le modèle statistique des réactions nucléaires est bien adapté pour décrire le mécanisme d'une réaction particule-cible avec formation d'un noyau composé. Suivant le formalisme de P.A. MOLDAUER [1], la section efficace de réaction, avec formation d'un état composé $J\pi$, s'écrit :

$$\sigma_{cc'}^{J\pi}(\epsilon_n) = n \lambda_c^2 \left[\left\langle \frac{\theta_c(\epsilon_n) \theta_{c'}(\epsilon_n)}{\theta(\epsilon_n)} \right\rangle_{J\pi} - \frac{\delta_{cc'}}{4} Q_c^{J\pi}(\epsilon_n) \langle \theta_c(\epsilon_n) \rangle_{J\pi} \right] \quad (2.1)$$

Les indices c et c' se réfèrent aux voies d'entrée (voie neutron) et de sortie respectivement. Dans cette expression E_n est l'énergie incidente neutron, et la quantité $\langle \theta_c(\epsilon_n) \rangle_{J\pi}$ est reliée au coefficient de transmission usuel $T_c^{J\pi}(\epsilon_n)$ par la relation :

$$\langle \theta_c(\epsilon_n) \rangle_{J\pi} = \left[\frac{2}{Q_c^{J\pi}(\epsilon_n)} \right] \left\{ 1 - \left[1 - T_c^{J\pi}(\epsilon_n) Q_c^{J\pi}(\epsilon_n) \right]^{1/2} \right\}$$

Le rapport $\langle \theta_c \theta_{c'} / \theta \rangle$ est donné à partir de l'intégrale suivante appelée "facteur de correction des fluctuations" :

$$F_{cc'}^{J\pi}(\epsilon_n) = \frac{\langle \theta_c(\epsilon_n) \theta_{c'}(\epsilon_n) / \theta(\epsilon_n) \rangle_{J\pi}}{\langle \theta_c(\epsilon_n) \rangle_{J\pi} \langle \theta_{c'}(\epsilon_n) \rangle_{J\pi} / \langle \theta(\epsilon_n) \rangle_{J\pi}} = \frac{\int_0^{\infty} (1 + 2 \delta_{cc'}) dt}{\int_0^{\infty} f_c^{J\pi}(\epsilon_n, t) f_{c'}^{J\pi}(\epsilon_n, t) \prod_c \left[f_c^{J\pi}(\epsilon_n, t) \right]^{1/2}} \quad (2.2)$$

ν_c est le nombre de degrés de liberté de la distribution des largeurs partielles de la voie "c". Dans l'expression ci-dessus, les contributions relatives des différentes voies "c" sont données par la quantité

$$f_c^{j\pi}(\epsilon_n, t) = 1 + (\nu_c / \nu) \langle \theta_c(\epsilon_n) \rangle_{j\pi} / \langle \theta(\epsilon_n) \rangle_{j\pi}$$

Dans le cas d'une cible N pair - Z pair, les sections efficaces totales et différentielles de fission, s'écrivent respectivement avec (2,1) :

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}(\epsilon_n) &= \sum_{j\pi} \sigma_c(j\pi, \epsilon_n) B(j\pi, \epsilon_n) \\ \sigma_{nf}(\theta, \epsilon_n) &= \sum_{j\pi} \sum_{k\pi} \sigma_c(j\pi, \epsilon_n) B(j\pi, \epsilon_n) \frac{2j+1}{4} \left| d_{MK}^j(\theta) \right|^2 \end{aligned} \quad (2,3)$$

Dans ces expressions :

- $\sigma_c(j\pi, \epsilon_n)$ représente la section efficace de formation d'un état composé $(j\pi)$.
- $B(j\pi, \epsilon_n)$ est le rapport de branchement de fission incluant le terme (2,2) de fluctuations :

$$B(j\pi, \epsilon_n) = \frac{T_f^{j\pi}(\epsilon_n) F_{nf}^{j\pi}(\epsilon_n)}{T_f^{j\pi}(\epsilon_n) + T_n^{j\pi}(\epsilon_n) + T_\gamma^{j\pi}(\epsilon_n)} \quad (2,4)$$

où, pour l'exemple, on a posé $Q_c^{j\pi}(\epsilon_n) \approx 0$.

- $d_{MK}^j(\theta)$ est la fonction d'onde rotationnelle réduite.

III - CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION $T_c^{j\pi}(\epsilon_n)$.

• Voie neutron - Ces coefficients sont calculés par un modèle optique de voies couplées [2] pour les noyaux rotationnels ou vibrationnels. Dans le cas de noyaux sphériques proches de couches fermées, le même modèle est applicable mais sans couplage de l'état fondamental aux autres états collectifs [3].

• Voie fission - Les coefficients $T_f(\epsilon_n)$ sont calculés en utilisant le potentiel de fission à deux bosses [4] contenant un terme imaginaire et dont l'influence a été discutée en [5].

• Voie radiation - Les coefficients de transmission correspondants s'écrivent sous la forme :

$$T_\gamma^{j\pi}(\epsilon_n) = 2\pi \rho_{j\pi}(E) \Gamma_\gamma^{j\pi}(E)$$

où $\rho_{j\pi}(E)$ représente la densité de niveaux à l'énergie d'excitation E du noyau composé formé dans l'état de spin et parité $j\pi$. La quantité $\Gamma_\gamma^{j\pi}(E)$ représente la largeur radiative moyenne donnée par :

$$\Gamma_\gamma^{j\pi}(E) = C \sum_{j'\pi'}^{j+1} \int_0^E \sigma_\gamma^j(E) \rho_{j'\pi'}(E-E) / \rho_{j\pi}(E) d\epsilon ; \pi' = -\pi \quad (3,1)$$

Dans cette expression, la section efficace d'absorption d'un photon dipolaire s'écrit [6] :

$$\sigma_{\gamma}(\epsilon) = \sigma_0 \frac{(\epsilon P_1)^2}{(\epsilon^2 - \epsilon_1^2)^2 + (\epsilon \Gamma_1)^2} + \sigma_2 \frac{(\epsilon P_2)^2}{(\epsilon^2 - \epsilon_2^2)^2 + (\epsilon \Gamma_2)^2}$$

Notons qu'une expression différente de (3,1) est aussi utilisée :

$$\Gamma_{\gamma}^{J\pi}(E) = C \sum_{J' \neq J-1}^{J+1} \int_0^E \epsilon^3 \rho_{J'n'}(\epsilon) / \rho_{J\pi}(E) d\epsilon ; \pi' = \pi \quad (3,2)$$

Dans ces relations, la formule conventionnelle [7] des densités de niveaux est adoptée. L'influence des variations des largeurs radiatives, données par (3,1) et (3,2), s'avère importante sur les sections efficaces de capture. A titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure 1 (partie inférieure) des sections efficaces de capture de ^{89}Y obtenues en utilisant soit (3,2), soit (3,1) avec les paramètres de la résonance géante du ^{90}Zr [8] (cf légende des figures). En général, nous avons constaté que la forme (3,2) donne aux sections efficaces de capture une allure en meilleur accord avec l'expérience.

• Corrections ($n, 2\gamma$) apportées aux largeurs radiatives

La part de la largeur totale radiative " $J\pi$ " conduisant effectivement à une capture s'écrit usuellement :

$$\Gamma_{\gamma c}^{J\pi}(E) = C \sum_{J'} \int_{E_n}^E \epsilon^2 \sigma_{\gamma}(\epsilon) \rho_{J'n'}(\epsilon) / \rho_{J\pi}(E) d\epsilon ; n' = \pi$$

où on utilise, par exemple, la forme (3,1). Après une transition gamma primaire d'énergie ϵ , on néglige ici la ré-émission d'un autre gamma si celle-ci se produit à une énergie d'excitation supérieure à celle d'émission d'un neutron.

Tenant compte de la ré-émission gamma, on écrira plutôt :

$$\Gamma_{\gamma c}^{J\pi}(E) = C \sum_{J'} \int_0^E \epsilon^2 \sigma_{\gamma}(\epsilon) P_{\gamma}^{J'n'}(E-\epsilon) \rho_{J'n'}(\epsilon) / \rho_{J\pi}(E) d\epsilon ; n' = \pi$$

où $P_{\gamma}^{J'n'}(E)$ représente la probabilité d'émission gamma à l'énergie E . La variation en énergie de ce terme est très rapide quand celle-ci est voisine de la valeur $\Delta_{J'n'}$ pour laquelle $P_{\gamma}^{J'n'}(E) = 0.5$ (figure 1 ; partie supérieure).

On peut alors poser :

$$P_{\gamma}^{J'n'}(\epsilon) \simeq 1 \quad E_n \leq \Delta_{J'n'} \quad \text{et} \quad P_{\gamma}^{J'n'}(E) \simeq 0 \quad E > \Delta_{J'n'}$$

La largeur radiative de capture s'écrit finalement :

$$\Gamma_{\gamma c}^{J\pi}(E) = C \sum_{J'} \int_{\alpha_{J'n'}}^E \epsilon^2 \sigma_{\gamma}(\epsilon) \rho_{J'n'}(E-\epsilon) / \rho_{J\pi}(E) d\epsilon ; n' = \pi$$

avec :

$$\alpha_{J'n'} = 0,5 \left[E_n - \Delta_{J'n'} + |E_n - \Delta_{J'n'}| \right]$$

L'influence, sur la capture radiative, de ces corrections ($n, 2\gamma$) est sensible à des énergies relativement élevées ($E_n > 1$ MeV) : voir sur la figure 1, partie inférieure, les résultats obtenus sur exemple donné avec ^{89}Y comme cible.

IV - DETERMINATION PARAMETRIQUE DES VOIES DE FISSION

Le calcul des coefficients de transmission T_f dans le rapport de branchement (2,4), nécessite la connaissance des caractéristiques de voies de fission (forme de barrière pour chaque type de voie 'K π ', nombre effectif de voies 'K π ' en compétition). Pour ce faire, nous avons écrit un programme de minimisation d'expressions de la forme :

$$\sum_i (\chi_i^{\text{exp}} - \chi_i^{\text{calc}})^2 / (\Delta \chi_i^{\text{exp}})^2$$

où les quantités χ_i^{exp} peuvent représenter les données expérimentales suivantes :

- . les sections efficaces totales de fission $\sigma_{nf}(E_n)$
- . les sections efficaces différentielles : $\sigma_{nf}(\theta, E_n)$ ou $\sigma_{nf}(\theta, E_n) / \sigma_{nf}(90^\circ, E_n)$
- . les coefficients g_f obtenus dans la décomposition :

$$\sigma_{nf}(\theta, E_n) = \sum_f g_f(E_n) P_f(\cos \theta)$$

Les quantités χ_i^{calc} correspondantes sont calculées avec les relations (2,3). Les formes réalistes des barrières de fission étant encore mal connues, des approximations schématiques doivent être faites dans nos calculs. C'est ainsi, par exemple, qu'une barrière est représentée par trois arcs paraboliques jointifs et que toutes les barrières relatives à des voies 'K π ' différentes se déduisent par une simple translation d'énergie.

Les paramètres variationnels choisis sont donc :

- . la position de la barrière repérée par la hauteur E_a du 1^{er} pic (barrière définie complètement par un ensemble " $E_a \hbar \omega_a, E_x \hbar \omega_x, E_b \hbar \omega_b$ " [9] pour chaque voie considérée).
- . le nombre effectif de voies de fission. Ce paramètre est ajusté pour tenir compte de l'ouverture éventuelle d'autres voies de mêmes nombres quantiques 'K π '.

La grandeur de la partie imaginaire du potentiel peut être ajustée dans certains cas.

Donnons pour terminer, deux exemples d'application de la méthode [5] :

- a) Détermination des positions de voies à partir de distributions angulaires [10] ^{236}U (n,f).

Sur la figure 2, nous avons reporté les résultats obtenus avec la paramétrisation de départ $E_{a, \pi}, b$ (K π) suivante :

$$E_{a, \pi, b}(3/2+) = E_{a, \pi, b}(1/2+) + 0,1 \text{ MeV} \quad ; \quad E_{a, \pi, b}(1/2-) = E_{a, \pi, b}(1/2+) + 0,2 \text{ MeV}$$

$$E_{a, \pi, b}(3/2-) = E_{a, \pi, b}(1/2+) + 0,3 \text{ MeV}$$

avec l'ensemble $E_{a, \pi, b}(1/2+)$ défini par :

$$E_a = 6,30 \text{ MeV} \quad , \quad E_x = 2,58 \text{ MeV} \quad , \quad E_b = 5,70 \text{ MeV}$$

Après minimisation, nous avons obtenu :

$$E_a(3/2^+) = 6,57 \text{ MeV} ; E_a(1/2^+) = 6.6 \text{ MeV} ; E_a(3/2^-) = 6.68 \text{ MeV} ; E_a(1/2^-) = 6.93 \text{ MeV}$$

D'autres séries de voies de fission peuvent être utilisées, par exemple avec des valeurs de K plus grandes.

Pour toutes les voies, nous avons pris les valeurs :

$$\hbar\omega_a = 0.96 \text{ MeV} ; \hbar\omega_g = 1.00 \text{ MeV} ; \hbar\omega_b = 0.71 \text{ MeV}$$

b) Détermination des nombres effectifs de voies pour la réaction $^{240}\text{Pu}(n,f)$.

Par un ajustement simultané sur les sections efficaces intégrées et les coefficients d'anisotropie [11] (voir résultats figure 3), on peut obtenir des informations sur le nombre effectif de voies au col de fission en fonction de l'énergie d'excitation (figure 4, partie supérieure). Dans la partie inférieure de cette même figure, nous avons reporté la densité de niveaux totale au col de fission, déduite par une méthode décrite en [5] (les triangles et pointillés représentent des résultats de calcul pris en référence [12]).

REFERENCES

- [1] P.A. MOLDAUER, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 1079 - Phys. Rev. 135B (1964) 642
- [2] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Communication à cette Conférence
- [3] Ch. LAGRANGE, Communication à cette Conférence
- [4] A. MICHAUDON, "Nuclear Fission", Advances in Nuclear Physics, Vol. 6, Plenum-Press - New-York-London, 1973, (M. Baranger and E. Vogt, Eds).
- [5] P. THOMET, Rapport CEA-R-4631 (1974)
- [6] A. VEYSSIERE et al., Nucl. Phys. A199 (1973) 45
- [7] A. GILBERT and A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- [8] G.A. BARTHOLOMEW et al., Advances in Nuclear Physics, Vol. 7, Plenum-Press - New-York-London, 1973, p. 229 (M. Baranger and E. Vogt, Eds).
- [9] J.D. CRAMER, LA-4198 (1969)
- [10] J.R. HUIZENGA et al., Phys. Chem. Fis. IAEA (1969) 403
- [11] K.D. ANDROSENKO and G.N. SMIRENKIN, Sov. J. Nucl. Phys. 12, 2 (1971) 142
- [12] B.B. BACK et al., Phys. Chem. Fis. IAEA/SM-174/201, Rochester (1973)

LÉGENDE DES FIGURES

- Figure 1 Partie supérieure : probabilité d'émission gamma, pour divers moments angulaires et parité, calculée ici à titre d'exemple pour la correction $(n,2\gamma)$ dans la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)$
- Partie inférieure : variation de la section efficace de capture, pour la réaction ci-dessus, obtenue dans les cas suivants :
- . courbe 1 : avec corrections $(n,2\gamma)$ et largeur radiative donnée par (3,2)
 - . courbe 2 : sans corrections $(n,2\gamma)$ et largeur radiative donnée par (3,2)
 - . courbe 3 : avec corrections $(n,2\gamma)$ et largeur radiative donnée par (3,1) avec les paramètres tirés de la référence [8]:

$$I_1 = 4.0 \text{ MeV} ; \xi_1 = 16.65 \text{ MeV} ; I_2 = 0.0 \text{ MeV}$$

- Figure 2 Distribution angulaire expérimentale [10] des fragments de fission pour la réaction $^{236}\text{U}(n,\theta,f)$.
- Traits pleins : résultats de la minimisation.

- Figure 3 Section efficace de fission et facteur d'anisotropie expérimentaux [11] pour la réaction $^{240}\text{Pu}(n,\theta,f)$.
- Traits pleins : résultats de la minimisation.

- Figure 4 Partie supérieure : nombre effectif de voies de fission déduit de la minimisation précédente. On a porté en abscisse l'énergie au-dessus de la seconde barrière.
- Partie inférieure : variation de la densité totale de niveaux au-dessus du second maximum (traits pleins).
- Les triangles et pointillés sont des résultats de calcul cités en [12] .

FIG.1

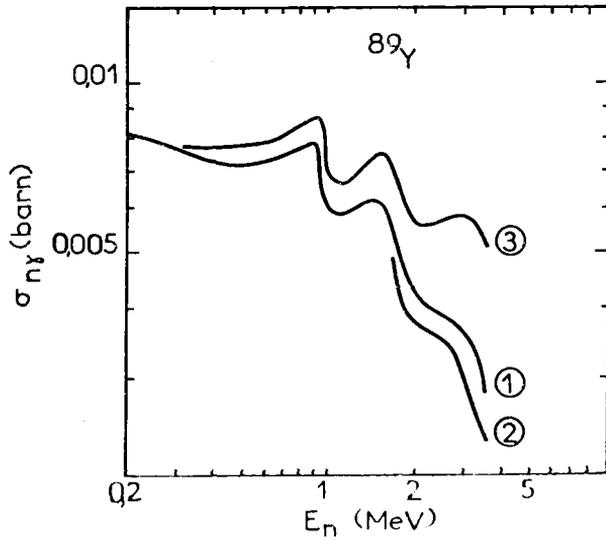
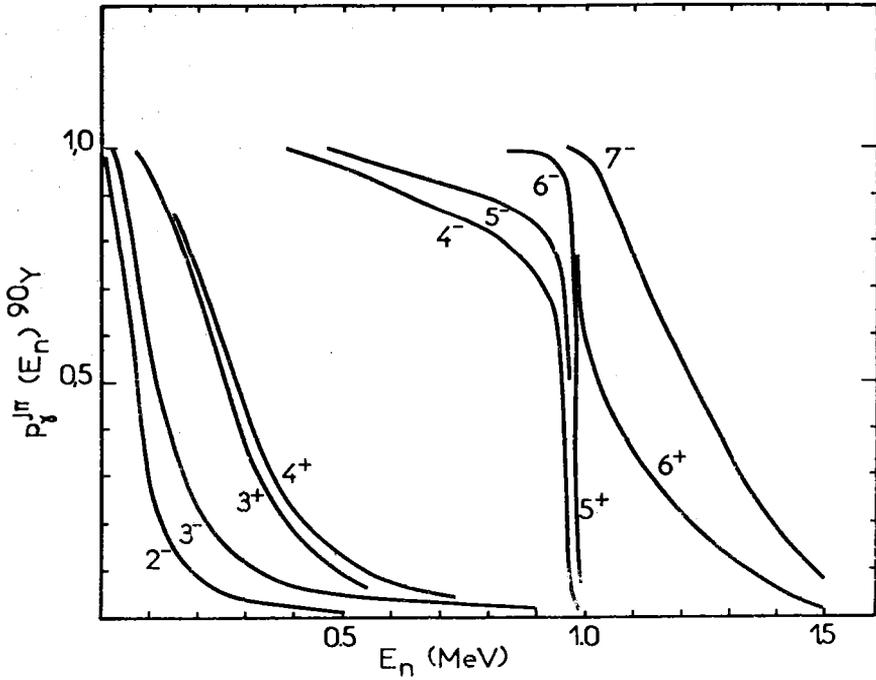


FIG.2

$^{236}\text{U}(n,f)$

J.R. HUIZENGA et al. (1969)

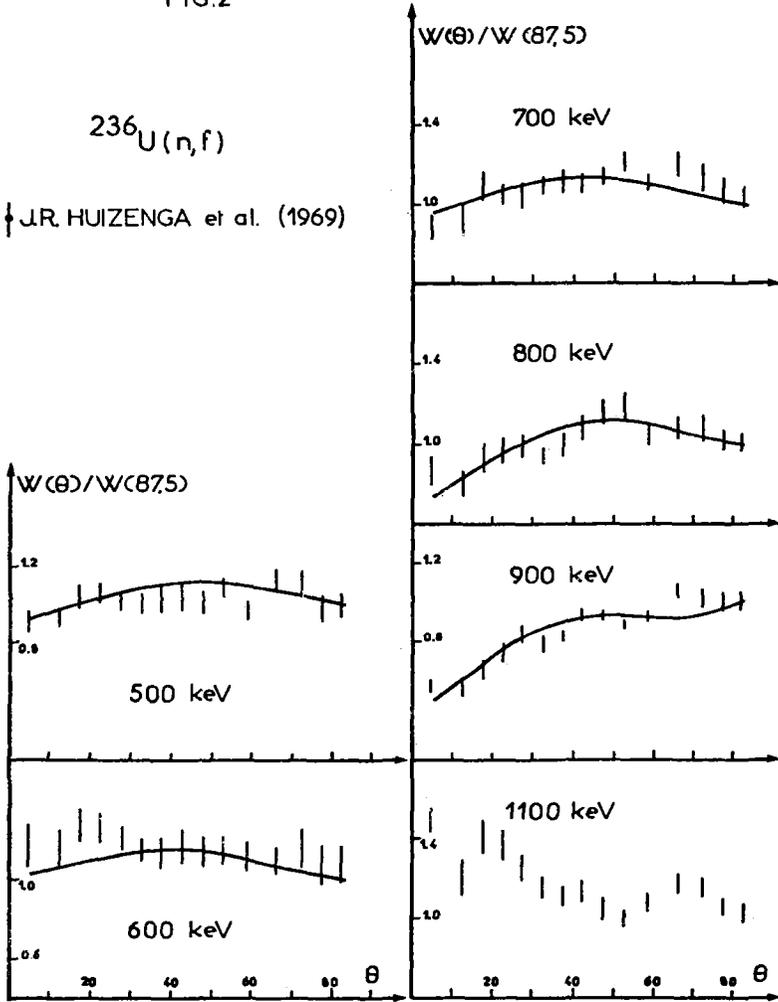


FIG.3

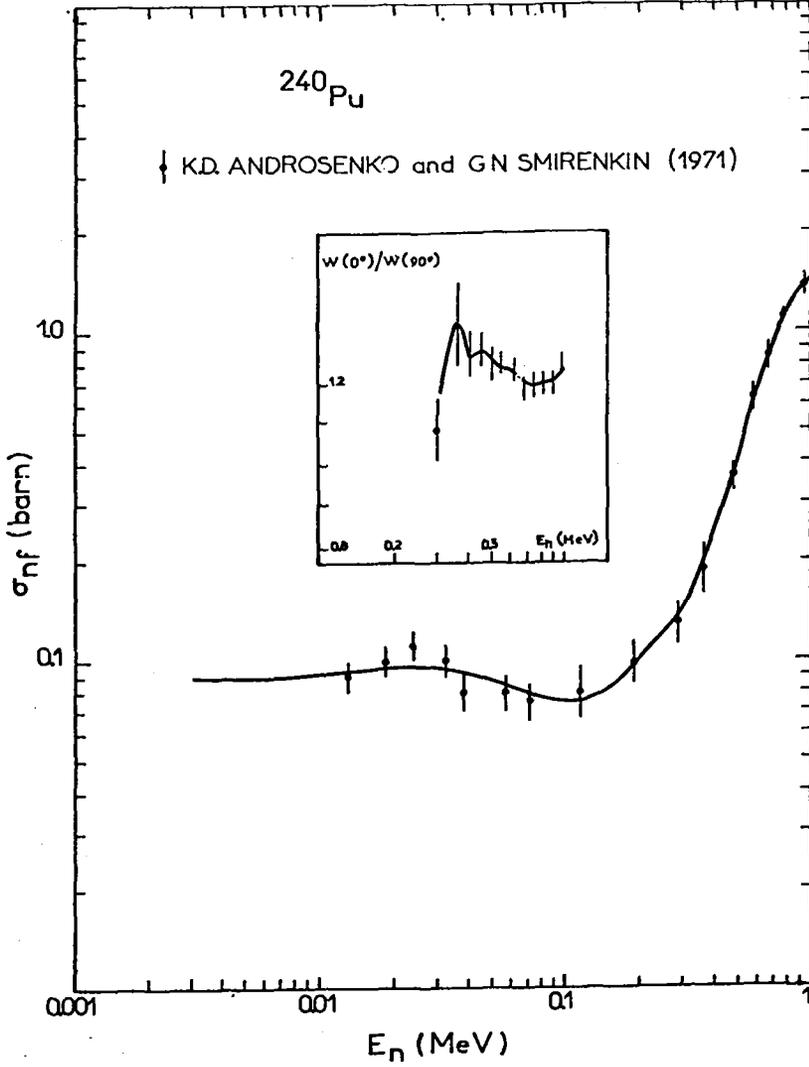
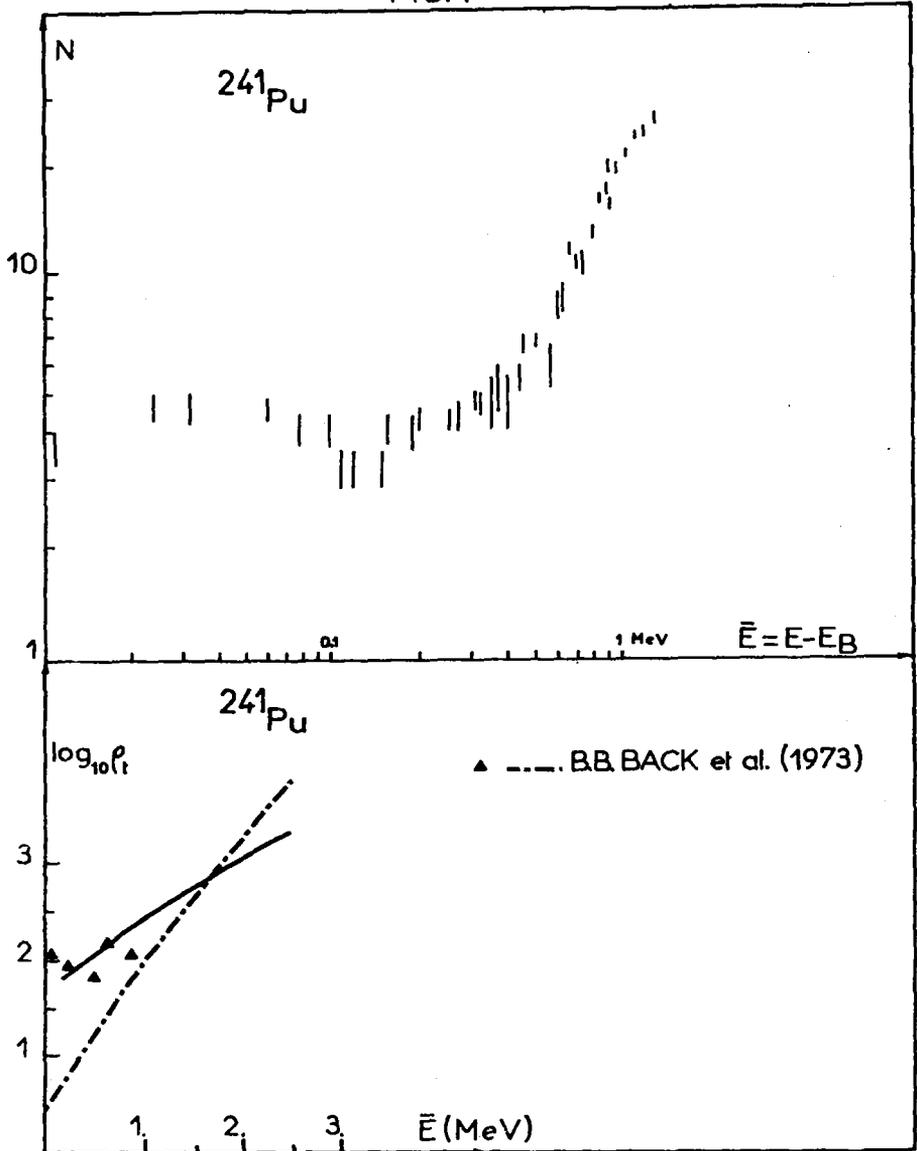


FIG. 4



ASPECTS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES DANS L'EVALUATION DES SECTIONS
EFFICACES DE CAPTURE DE L'YTTRIUM ENTRE 10 keV et 3 MeV.

C. PHILIS, P. THOMET, N. VERGES

*Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

Les évaluations expérimentales et théoriques de la section efficace de capture de ^{89}Y ont été faites de 10 keV à 3 MeV. L'évaluation expérimentale est basée sur la re-normalisation à un ensemble cohérent de données de référence des résultats de mesures connus au 31.12.74. Le formalisme utilisé pour l'évaluation théorique est celui du modèle statistique. Le bon accord observé entre les résultats indépendants de nos deux études nous permet d'avoir une bonne confiance dans les résultats obtenus par le même modèle et pour la même gamme d'énergie sur les cibles ^{87}Y et ^{88}Y .

ABSTRACT -

Theoretical and experimental capture cross section evaluations have been completed from 10 keV to 3 MeV for ^{89}Y . The experimental evaluation is based on the normalization to a consistent set of standards of the experimental results up to 12.31.1974. The formalism used for the theoretical evaluation is the statistical model.

The good agreement between the two independent results of our studies provides confidence in the results for ^{87}Y and ^{88}Y obtained using the same model over the same energy range.

Introduction

Les évaluations expérimentale et théorique de la section efficace de capture radiative des neutrons sur ^{89}Y ont été entreprises pour répondre à la demande n° 682019 de WRENDA 74 [1]. Le formalisme utilisé pour l'évaluation théorique dans le domaine d'énergie étudié, est celui du modèle statistique. Avec le même formalisme, testé sur ^{89}Y , nous avons tenté un calcul des sections efficaces de capture sur les isotopes instables voisins ^{87}Y et ^{88}Y . Nous présentons, dans une première partie, l'évaluation expérimentale de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ basée sur l'étude critique et la re-normalisation des résultats de mesures disponibles au 31.12.1974. Dans la seconde partie, nous exposons les méthodes qui ont été adoptées pour la détermination des paramètres nécessaires au calcul des sections efficaces sur les 3 isotopes ci-dessus mentionnés. Enfin, nos résultats sont discutés et comparés à d'autres résultats d'évaluation ou de calculs théoriques connus.

I - EVALUATION EXPERIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE CAPTURE DE ^{89}Y

L'évaluation expérimentale de la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ qui conduit à la formation dans son état fondamental du noyau ^{90}Y de période 64,1 h, a été effectuée à partir des valeurs expérimentales connues au 31 Décembre 1974.

En vue de cette évaluation, les méthodes de mesure utilisées par les auteurs ont été étudiées et les résultats analysés. Les informations essentielles de chaque document ont été regroupées sur une fiche. Les résultats de chaque mesure ont ensuite été re-normalisés par rapport à un ensemble cohérent de données de référence récentes. Les résultats expérimentaux pour lesquels les informations n'étaient pas suffisantes pour déterminer les standards utilisés par l'auteur ont été considérés comme des valeurs relatives. Une courbe représentant nos données recommandées a été tracée à partir des résultats expérimentaux re-normalisés. Les erreurs adoptées enveloppent la quasi-totalité des résultats expérimentaux re-normalisés.

A) Résultats expérimentaux bruts : après examen, nous avons finalement retenu onze documents dont les résultats directement extraits sont représentés sur la figure 1.

Nous remarquons sur cette figure une très grande dispersion des valeurs expérimentales surtout pour des énergies de neutron inférieures à 200 keV. Au-dessus de 200 keV l'accord est meilleur mais d'importants désaccords subsistent encore.

Les documents effectivement utilisés pour l'évaluation sont ceux de :

R. BOOTH	et al, (1958)	2
N.A. BOSTROM	et al, (1959)	3
B.C. DIVEN	et al, (1960)	4
J.H. GIBBONS	et al, (1961)	5
R.L. MACKLIN	et al, (1963)	6
V.P. KOROLEVA	et al, (1966)	7
H.A. GREENCH	et al, (1967)	8
R.L. MACKLIN	et al, (1967)	9
G. PETO	et al, (1967)	10
S.S. HASAN	et al, (1968)	11
D.C. STUPIEGA	et al, (1968)	12

Ces auteurs obtiennent leurs résultats à l'aide d'une des deux méthodes de mesure suivantes :

a) la méthode par activation - Elle est ici possible car le noyau ^{90}Y formé par la réaction est radioactif et se désintègre avec émission d'un rayonnement β mesurable. Son schéma de désintégration est bien connu. On peut opérer soit par mesure directe de l'activité induite au moyen d'un comptage absolu β soit par mesure relative des activités produites par capture à l'énergie considérée et à une autre énergie pour laquelle la section efficace est bien connue (en général; énergie des neutrons thermiques).

b) la méthode de mesure directe - Dans cette méthode on détecte le ou les rayonnements γ qui suivent la capture. Les détecteurs couramment employés sont les détecteurs du type : gros scintillateur liquide, les détecteurs de type : Moxon-Rae, ceux du type :Maier-Leibnitz ou un scintillateur à cristal Na I (Tl) couplé à un photomultiplicateur rapide. Dans ces deux méthodes, un contrôle du flux au cours des expériences est nécessaire.

B) Données de référence utilisées

Les résultats expérimentaux sont souvent déterminés par rapport à d'autres valeurs de sections efficaces et à d'autres données (périodes en particulier) dont les valeurs ne sont pas nécessairement identiques d'un auteur à l'autre.

Le but de ce travail est donc d'abord de ramener tous ces résultats à une même série de valeurs de référence récentes choisies parmi les évaluations qui nous paraissent les meilleures et qui composent le standard "évaluation" que nous adoptons.

Ces données de référence sont :

- le schéma de désintégration de ^{90}Y	J.B.BALL et al,	[13]
- la section efficace de fission de ^{235}U	M.G.SOWERBY	[14]
- la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	ENDF/BIII	[15]
- la section efficace de la réaction $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$	V. BENZI et al,	[16]
- la section efficace de la réaction $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$	V. BENZI et al,	[16]
- la section efficace de la réaction $^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$	V. BENZI et al,	[16]
- la section efficace de la réaction $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$	P.G. YOUNG	[17]
- la section efficace de la réaction $^{235}\text{U}(n,\gamma)^{236}\text{U}$	ENDF/BIII	[15]

Plusieurs sections efficaces de capture ou de fission pour des neutrons thermiques ($E_n=0,025$ eV) nous ont été nécessaires, ce sont les sections efficaces de capture des cibles ^{197}Au , ^{89}Y , ^{127}I , ^{235}U et la section efficace de fission de ^{235}U . Les valeurs choisies comme standards pour ces sections efficaces sont données par le BNL 325 [18].

C) Valeurs recommandées

Les résultats retenus ont été re-normalisés à l'aide des standards précédemment cités. Aucune des re-normalisations entreprises n'a conduit à une réévaluation de l'erreur sur la valeur finale de la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$. Nous avons ainsi conservé la même erreur relative que celle donnée par les auteurs sauf dans le cas de GRENCH et al [8] qui donnent tous les éléments nécessaires au calcul de cette erreur.

Ces résultats re-normalisés ainsi que les erreurs relatives fournies par les auteurs sur la section efficace de capture de ^{89}Y et quelques erreurs relatives sur l'énergie sont regroupés figure 2.

A partir de ces valeurs nous avons tracé la courbe qui paraît la plus satisfaisante compte-tenu des erreurs. On affecte un poids plus ou moins grand aux valeurs données par les auteurs en passant plus ou moins près de leurs points en fonction de leurs techniques expérimentales. Les valeurs de N.A BOSTROM [3] considérées comme relatives ont été ajustées au mieux sur la courbe moyenne précédemment obtenue. Cette dernière a été légèrement modifiée en fonction de ces nouvelles données.

D) Erreurs adoptées sur les valeurs recommandées

On remarque qu'après re-normalisation l'accord des différentes valeurs expérimentales est meilleur dans l'ensemble.

L'enveloppe de la quasi-totalité des points expérimentaux tracée en pointillé sur la figure 2 représente les incertitudes admises sur les données recommandées : $\pm 60\%$ entre 10 et 20 keV, $\pm 20\%$ entre 20 et 50 keV, $\pm 25\%$ entre 50 et 250 keV, $\pm 20\% - 15\%$ entre 250 et 1100 keV, $\pm 10\%$ entre 1100 et 3500 keV. Ces incertitudes n'ont pas été majorées des erreurs sur les standards adoptés sauf entre 1100 et 3500 keV où l'incertitude admise : $\pm 10\%$ tient compte de l'incertitude de $\pm 4\%$ donnée par M.G. SOWERBY [14] sur la section efficace de la réaction $^{235}\text{U}(n,f)$.

Pour obtenir des valeurs recommandées de la section efficace $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ avec une précision de $\pm 10\%$ il serait souhaitable de pouvoir disposer de résultats expérimentaux supplémentaires, particulièrement entre 10 et 1100 keV sans parler du domaine d'énergie inférieure à 10 keV où semble régner une absence totale de résultats.

G- EVALUATION THEORIQUE DES SECTIONS EFFICACES DE CAPTURE SUR LES ISOTOPES :

^{87}Y , ^{88}Y et ^{89}Y .

Ces sections efficaces ont été calculées par le modèle statistique décrit en [19].

A) Détermination des différents paramètres du modèle-

- Les pénétrabilités neutron ont été calculées par un modèle optique sphérique dont la paramétrisation est exposée en référence [20].
- Les niveaux excités des cibles de masses 87,88 et 89 pris respectivement en références [21] [22] et [23] ont des valeurs de spin et parité connues jusqu'à respectivement 3,4 MeV, 1,7 MeV et 3,2 MeV. Pour la cible ^{88}Y , nous avons introduit au-dessus de l'énergie neutron $E_n = 1,7$ MeV une densité de niveaux continue définie par :

$$\rho(E_n) = (1/T) \exp\left[\frac{(E_n - E_0)}{T}\right]$$

Les paramètres E_0 et T ont été déterminés en ajustant $\rho(E_n)$ sur la densité obtenue à partir des niveaux expérimentaux. Nous avons obtenu :

$$E_0 = -0,8 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad T = 0,86 \text{ MeV.}$$

- Les paramètres de densités de niveaux "a" utilisés dans les formules conventionnelles de GILBERT et CAMERON [24] ont été ajustés sur les espacements moyens expérimentaux D_{obs} . Considérons l'ensemble des noyaux voisins de ceux de l'yttrium dont la valeur D_{obs} est connue [25] :

^{91}Zr : 3300 ± 800 eV ($a = 10,832$ MeV $^{-1}$); ^{87}Sr : 2100 ± 100 eV ($a = 9,7892$ MeV $^{-1}$)
 ^{92}Zr : 250 ± 50 eV ($a = 11,340$ MeV $^{-1}$); ^{88}Sr : 210 ± 80 eV ($a = 8,9858$ MeV $^{-1}$)
 ^{93}Zr : 3400 ± 1100 eV ($a = 11,558$ MeV $^{-1}$); ^{89}Sr : 12000 ± 200 eV ($a = 10,110$ MeV $^{-1}$)
 ^{90}Y : 1600 ± 400 eV ($a = 10,059$ MeV $^{-1}$).

Pour le calcul des "a" l'énergie d'excitation U du noyau composé est posée égale à $(B_n - \delta)$ où l'énergie de liaison neutron B_n est prise dans Nucl. Phys.67 (1965) 32, J.H.E MATTAUCH et al. Relevons pour les noyaux ^{88}Y , ^{89}Y et ^{90}Y les valeurs respectives de B_n : 9,2 MeV, 11,477 MeV et 6,869 MeV. Les énergies de pairing utilisées δ [25] sont données dans la table 1 qui classe les noyaux envisagés suivant leurs nombres de protons Z et de neutrons N.

TABLE 1

Z \ N	53	52	51	50	49
38			$^{89}\text{Sr}(\delta=1,24)$	$^{88}\text{Sr}(\delta=2,17)$	$^{87}\text{Sr}(\delta=1,24)$
39			$^{90}\text{Y}(\delta=0,30)$	$^{89}\text{Y}(\delta=1,22)$	$^{88}\text{Y}(\delta=0,3)$
40	$^{93}\text{Zr}(\delta=1,20)$	$^{92}\text{Zr}(\delta=1,92)$	$^{91}\text{Zr}(\delta=1,20)$		

* déduites en utilisant la différence des valeurs de δ entre ^{89}Sr et ^{90}Y .

Pour un nombre donné de protons ou de neutrons, les densités $\rho(N_1, Z_1, U)$ et $\rho(N_2, Z_2, U)$ de deux noyaux voisins (énergie de pairing δ_1 et δ_2 respectivement), peuvent se déduire l'une de l'autre par une translation d'énergie approximativement égale à $\delta_g = \delta_2 - \delta_1$ (flèches épaisses dans la table 1). On peut ainsi écrire :

$$\rho_1(N, Z, U) = \rho_2(N, Z \pm 1, U - \delta_g) \text{ pour } Z \text{ et } (Z \pm 1) \text{ non magiques}$$

$$\rho_1(N, Z, U) = \rho_2(N \pm 1, Z, U - \delta_g) \text{ pour } N \text{ et } (N \pm 1) \text{ non magiques}$$

Les densités de niveaux des noyaux ^{89}Y et ^{88}Y sont ainsi déduites de celles de ^{88}Sr et ^{87}Sr respectivement (flèches fines dans la table 1) avec le résultat :

^{88}Y : $a = 9,562 \text{ MeV}^{-1}$ (valeur calculée correspondante pour D_{obs} : 300 eV)

^{89}Y : $a = 8,916 \text{ MeV}^{-1}$ (valeur calculée correspondante pour D_{obs} : 76 eV)

- Les largeurs radiatives moyennes Γ_Y ont été calculées par l'ajustement, sur un ensemble de valeurs expérimentales [26], d'une formule du type :

$$\Gamma_Y = C_d \left[1 + C_a \sin \left(\pi \frac{A - A_i}{A_{i+1} - A_i} \right) \right]^2 A^{1/3} \sum_{jj'} \int_0^U \epsilon^3 \rho_j, (U - \epsilon) / \rho_j, (U) d\epsilon \quad (1)$$

Dans la région de masse comprise entre $A_i \approx 72$ et $A_{i+1} \approx 90$, on observe une forte variation avec A des largeurs radiatives expérimentales: Γ_Y^{exp} . Les valeurs calculées Γ_Y^{calc} , obtenues par un ajustement des coefficients C_a et C_d de la relation (1), sont reportées dans la table 2.

TABLE 2

Noyaux	^{73}Ge	^{74}Ge	^{75}Ge	^{76}As	^{77}Se	^{78}Se	^{79}Se	^{81}Se
$\Gamma_Y^{\text{exp.}}$ (meV)	160	197	195	300	230	390	230	220
$\Delta\Gamma_Y$ (meV)	25	29	40	60	40	70	45	50
$\Gamma_Y^{\text{calc.}}$ (meV)	179, 46	171, 22	182, 02	241, 16	221, 25	272, 36	198, 57	219, 12

Noyaux	^{80}Br	^{82}Br	^{84}Kr	^{86}Rb	^{88}Rb	^{88}Y	^{89}Y	^{90}Y
$\Gamma_Y^{\text{exp.}}$ (meV)	313	300	220	225	140			
$\Delta\Gamma_Y$ (meV)	40	30	60	30	25			
$\Gamma_Y^{\text{calc.}}$ (meV)	270, 59	274, 70	197, 79	264, 27	108, 99	241, 84	249, 55	81, 68

En choisissant une région de masse plus étendue ($72 \leq A \leq 200$) et (ou) des expressions différentes de (1), les valeurs de Γ_Y obtenues pour l'isotope ^{90}Y sont manifestement trop grandes (entre 180 meV et 220 meV). Tenant compte des différentes incertitudes expérimentales, nous avons finalement retenu les valeurs (table 2) :

$$\Gamma_Y = 240 \pm 40 \text{ meV} ; \quad \Gamma_Y = 250 \pm 40 \text{ meV} ; \quad \Gamma_Y = 80 \pm 20 \text{ meV}$$

respectivement pour les noyaux composés ^{88}Y , ^{89}Y et ^{90}Y .

B) Résultats des calculs-

Pour la cible ^{89}Y , la section efficace de capture radiative (avec corrections $(n,2\gamma)$ - voir ref. [19]) est reportée sur la figure 3. On observe qu'un bon accord avec la présente évaluation expérimentale est obtenu sans qu'aucun ajustement particulier n'ait été fait sur elle. Pour les cibles ^{87}Y et ^{88}Y , notons que les valeurs relativement élevées des sections efficaces - voir figure 4 - sont dues aux grandes valeurs calculées de Γ_Y et aux valeurs relativement basses des espacements moyens D_{obs} obtenus.

IV - DISCUSSION

Figure 5 nous avons regroupé avec nos évaluations :

l'évaluation expérimentale de GOLDBERG [27], les évaluations théoriques de BENZI [16], DE MUSGROVE [29], FRICKE [30], SCHENTER [28].

De 10 keV à 100 keV, hormis le bon accord entre les résultats de l'évaluation expérimentale de GOLDBERG [27] et la notre (écart maximum de 20 %) les résultats sont très dispersés. A 30 keV par exemple ils sont dans un rapport maximum de l'ordre de 2, bien que la comparaison entre les résultats des évaluations expérimentales et théoriques soit difficile, car les calculs faits à partir des modèles statistiques ne peuvent rendre compte des résonances trouvées expérimentalement. Les données de SCHENTER [28] et de FRICKE [30] sont supérieures aux autres et situées nettement au-dessus de notre limite d'incertitude. On remarque jusqu'à 30 keV le bon accord entre les résultats de MUSGROVE [29] et ceux de la présente évaluation théorique. Les valeurs données par BENZI [16] sont supérieures à nos résultats théoriques à partir de 12 keV ; l'écart atteint 35 % à 100 keV.

De 100 keV à 3 MeV, les résultats de SCHENTER [28] restent nettement supérieurs aux autres qui sont en général dans la limite de nos incertitudes.

Aux alentours de 900 keV, où le processus d'excitation conduisant au premier niveau excité de la cible entre en compétition, les résultats de BENZI [16] sont au maximum à 20 % au-dessus de notre limite supérieure d'incertitude. A partir de 1 MeV, les faibles valeurs décroissantes de FRICKE [30], qui sont inférieures de 20 % à notre limite inférieure d'incertitude à 1 MeV, ne semblent être qu'une répercussion de l'allure générale de sa courbe. Dans cette zone les résultats de l'évaluation expérimentale de GOLDBERG [27] restent en bon accord avec les nôtres.

En définitive, si l'on essaie de situer les uns par rapport aux autres les résultats des évaluations théoriques et expérimentales il apparaît que :

- Si dans la zone d'énergie de 70 à 350 keV ce sont les valeurs de BENZI [16] qui sont les plus proches de celles de notre évaluation expérimentale,
- dans l'ensemble ce sont nos résultats d'évaluation théorique qui réalisent le meilleur accord avec notre évaluation expérimentale.
- les résultats de SCHENTER [28] semblent nettement surestimés dans toute la gamme d'énergie.

Le bon accord observé entre les résultats indépendants de nos deux études expérimentale et théorique sur ^{89}Y nous permet d'avoir une bonne confiance dans les résultats obtenus par le même modèle sur les cibles ^{87}Y et ^{88}Y qui ne sont pas encore accessibles expérimentalement.

REFERENCES

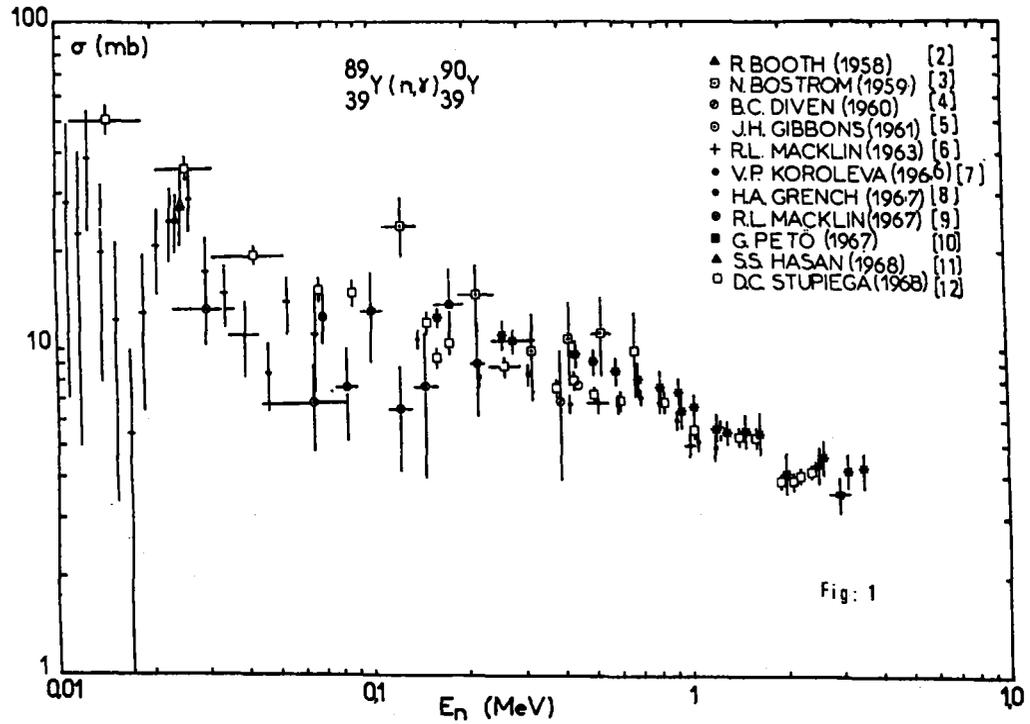
- [1] WRENDA 1974 - INDC (SEC) 38/U - World request list for nuclear data measurements - Fission reactor programmes - April 1974.
- [2] R. BOOTH, W.P. BALL, M.H. Mac GREGOR, Phys. Rev. 112 n° 1 (1968) 226 "Neutron activation cross sections at 25 keV".
- [3] N.A. BOSTROM, I.L. MORGAN, J.T. PRUD'HOMME, P.L. OKHUYSEN, Q.M. HUDSON Jr. WADC - TN 59 - 107 (1959) 126 "Cross section determination for the $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ in the energy range of 100 keV to 680 keV".
- [4] B.C. DIVEN, J. TERREL, A. HEMMENDINGER - Phys. Rev. 120 (1960) 556 "Radiative capture cross sections for fast neutrons".
- [5] J.H. GIBBONS, R.L. MACKLIN, P.D. MILLER, J.H. NEILER, Phys. Rev. 122 (1961) 182 "Average radiative capture cross sections for 7 to 170 keV neutrons".
- [6] R.L. MACKLIN, J.H. GIBBONS, T. INADA - Nucl. Phys. 43 (1963) 353 "Neutron capture cross sections near 30 keV using a Moxon-Rae Detector".
- [7] V.P. KOROLEVA, V.A. TOLSTIKOV, V.E. KOLESOV, A.G. DOVBENKO - Conf. Int. sur les données nucléaires - Paris 17 - 21/10/1966 p. 473 "Capture radiative des neutrons rapides pour les noyaux ^{89}Y et ^{193}Ir ."
39 77
- [8] H.A. GREINCH, K.L. COOP, H.O. MENLOVE, F.J. VAUGHN, Nucl. Phys. A94 (1967) 157 "A study of the spin dependence of the nuclear level density by means of the $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90g}\text{Y}$, ^{90m}Y reactions with fast neutrons".
- [9] R.L. MACKLIN, J.H. GIBBONS - Phys. Rev. 159 (1967) 1007 "Capture cross section studies for 30 - 220 keV neutrons using a new technique".
- [10] G. PETO, Z. MILIGY, I. HUNYADI, J. Nucl. Energy. 21 (1967) 797 "Radiative capture cross sections for 3 MeV neutrons".
- [11] S.S. HASAN, A.K. CHAUBEY, M.L. SEGHAL, Nuovo Cimento 58 B (1968) 402 "Study of the average level spacing from neutron - capture cross section".
- [12] D.C. STUPIEGA, M. SCHMIDT, C.R. KEEDY, A.A. MADSON - J. Nucl. Energy. 22 (1968) 267 "Neutron Capture between 5 keV and 3 MeV".

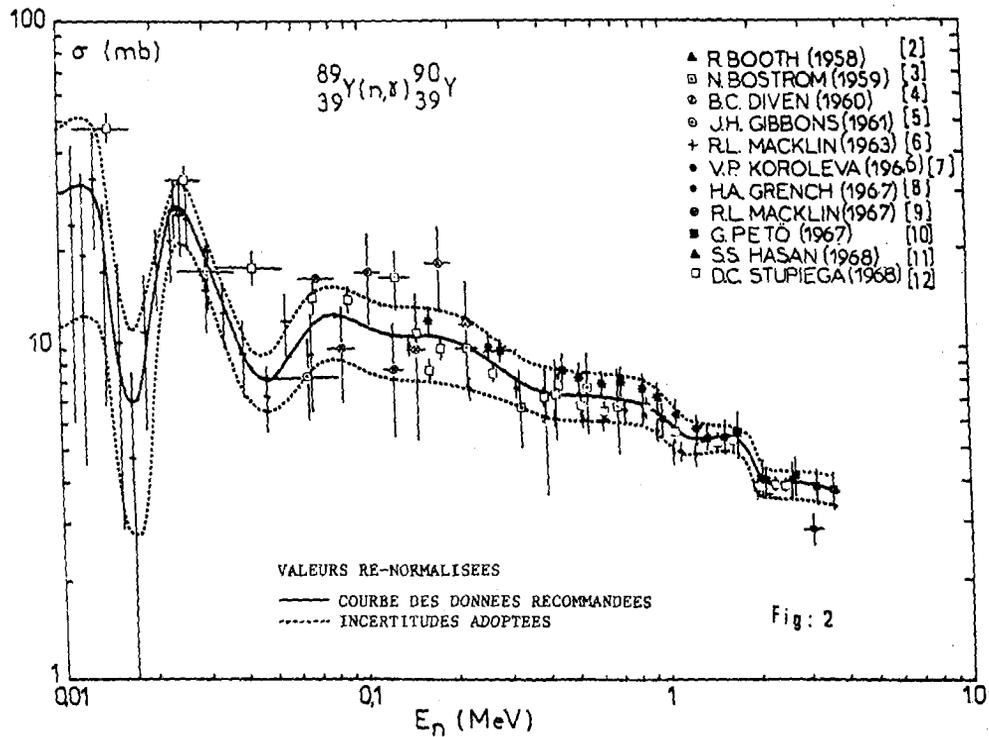
- [13] J.B. BALL, M.W. JOHNS, K. WAY - Nuclear Data Tables A8 (1970) 407
"Midstream evaluation, A = 90".
- [14] M.G. SOWERBY, B.H. PATRICK, D.S. MATHER, AERE - R-7273 (1973)
"A detailed report on the simultaneous evaluation of the fission cross sections of U-235, Pu-239, and U-238 capture cross section in the energy range 100 eV to 20 MeV".
- [15] Fichier ENDF/B.III, Mat = 1166
- [16] V. BENZI, R. D'ORAZI, G. REFFO, M. VACCARI - Doc CEC (71) 9 - (1971)
CCDN/NW 10 (1969) "Fast neutron radiative capture cross sections of stable nuclei with $29 \leq Z \leq 79$ ".
- [17] P.G. YOUNG, D.G. FOSTER Jr. LA 4726 (1972) "A preliminary evaluation of the neutron and photon - production cross sections for Aluminium".
- [18] S.F. MUGHABGHAB, D.I. GARBER - BNL 325 3rd ed. (1973) "Neutron cross sections Volume I, resonance parameters".
- [19] P. THOMET - Communication à cette Conférence.
- [20] CH. LAGRANGE - Communication à cette Conférence.
- [21] D.G. MONTAGUE, K. RAMAVATARAM, N.S. CHANT, W.G. DAVIES, J.E. KITCHING, W. Mc LATCHIE, J.M. MORTON - Z. Physik 261 (1973) 155
- [22] H.W. BAER, R.L. BUNTING, J.E. GLENN, J.J. KRAUSHAAR - Nucl. Phys. A 218 (1974) 355 "Neutron - Proton shell model multiplets in ^{88}Y and ^{90}Y from a study of the ($\alpha, n\gamma$) reaction.
- [23] D. PORTER, R.E. COLES, W.B. GILBOY - AWRE O 78/70 "(n,n' γ) reactions in ^{51}U and ^{89}Y ".
- [24] A. GILBERT and A.G.W. CAMERON - Can. Jour. Phys. 43 (1965) 1446
- [25] H. BABA - Nucl. Phys. A 159 (1970) 625

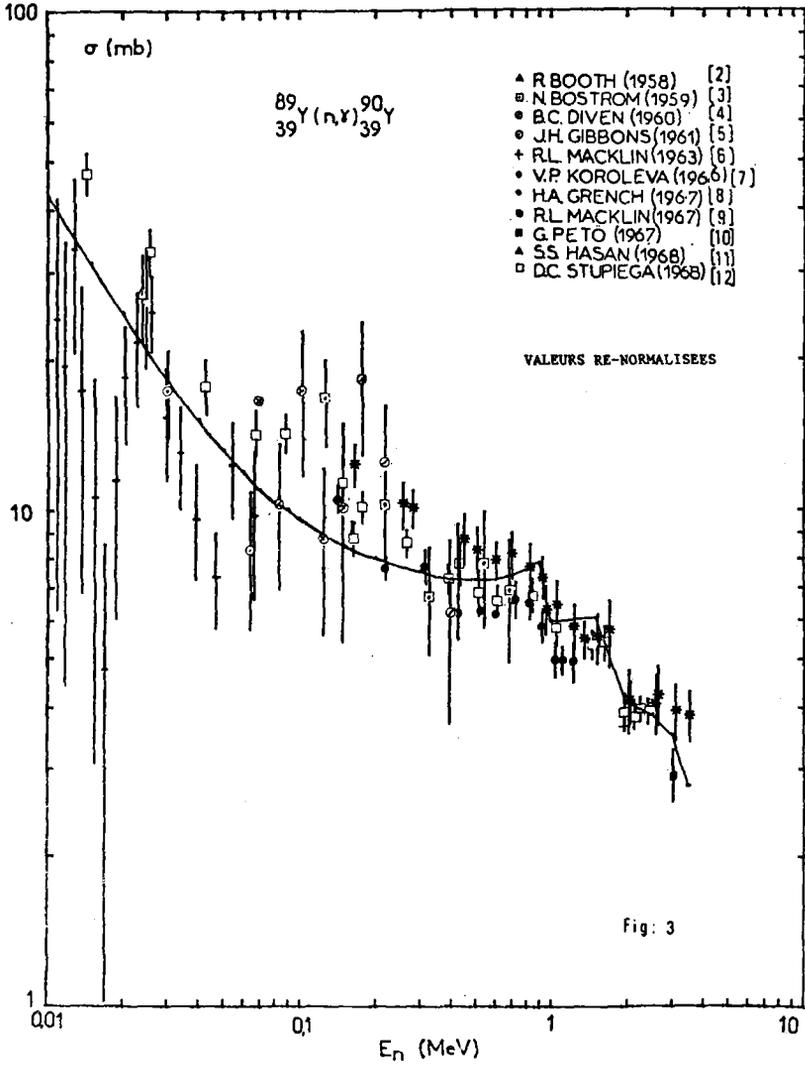
- [26] H. MALECKY, L.B. PIKEL'NER, I.M. SALAMATIN, E.I. SHARAPOV -
Soviet. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 133 "Analyses of total radiative
widths of neutron resonances of nuclei.
- [27] M.D. GOLDBERG, S.F. MUGHABGHAB, B.A. MAGURNO, V.M. MAY - BNL 325
2ème Ed. Suppl^t n° 2 (1966) 39 - 0 - 9 "Neutrons cross sections"
Vol. II A, Z = 21 to 40.
- [28] R.E. SCHENTER, F. SCHMITTROTH - Fichier ENDF/B IV; Materiel 192
- [29] A.R. de L. MUSGROVE - AAEC/E 198 (1969) "Resonance parameters for
measured keV neutron capture cross sections".
- [30] M.P. FRICKE, W.M. LOPEZ, Physics Letters 29B (1969) 393
- [31] A.R. de L. MUSGROVE - AAEC/E 211 (1970) "Interpolative formulae for
average nuclear level spacing, and total radiation width".

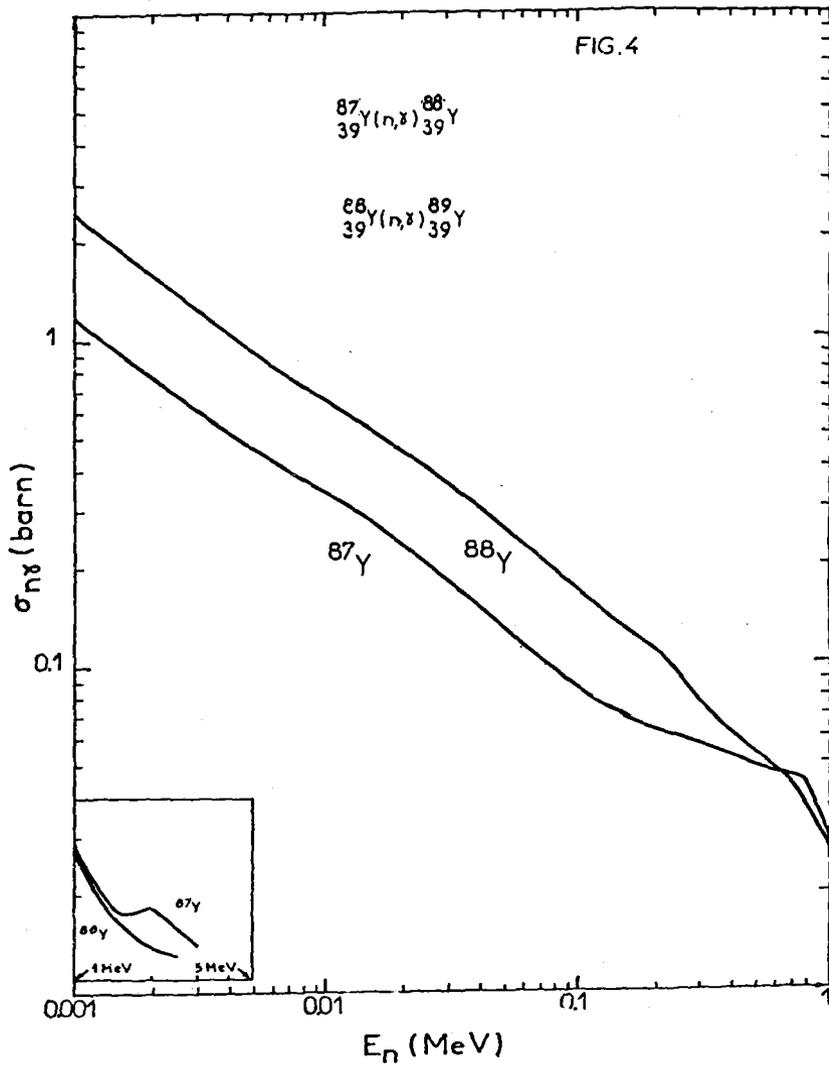
LEGENDES DES FIGURES

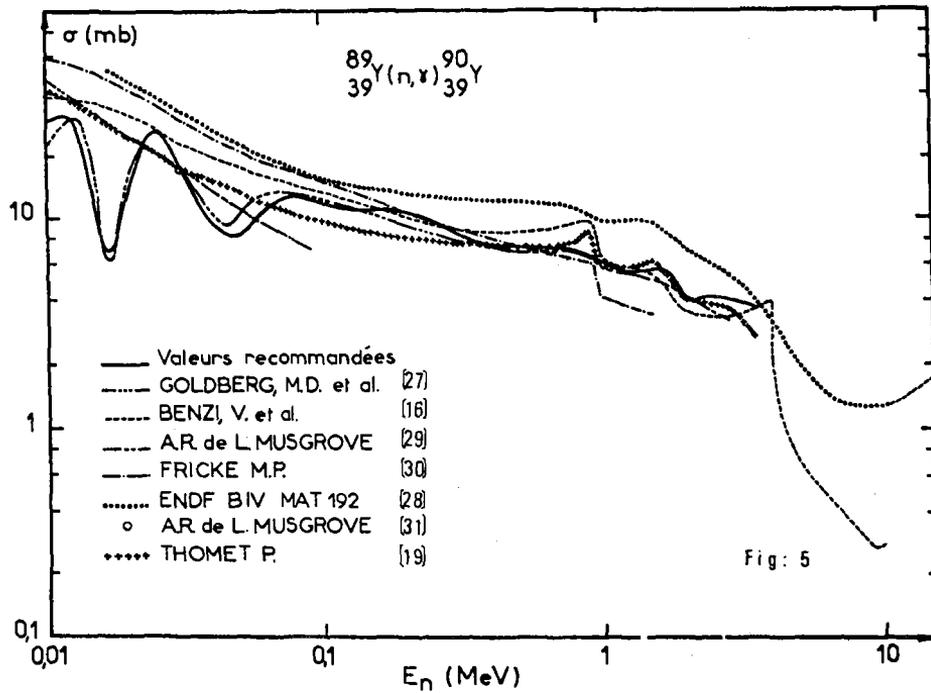
- Figure 1 - Valeurs expérimentales de la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$.
- Figure 2 - Valeurs expérimentales re-normalisées et courbe adoptée pour la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ entre 10 keV et 3 MeV.
- Figure 3 - Valeurs théoriques de la section efficace de capture radiative de ^{89}Y (avec corrections $n,2\gamma$) et valeurs expérimentales re-normalisées pour cette même section efficace.
- Figure 4 - Valeurs théoriques des sections efficaces de capture de ^{87}Y et ^{88}Y .
- Figure 5 - Valeurs de la section efficace de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ issues de calculs ou d'évaluations pour comparaisons avec les données recommandées issues de notre évaluation expérimentale.











СО Д Е Р Ж А Н И Е

Вступительное слово председателя оргкомитета академника АН УССР М.В.Пасечника.....	3
Пленарное заседание	
Потребности в ядерных данных для реакторной техноло- гии. Н и к о л а е в М.Н.	5
Влияние нейтронных констант на нейтронно-физический расчет blankets термоядерного реактора. М а р - к о в с к и й Д.В., Ш а т а л о в Г.Е., Я н ь - к о в Г.Б.	29
Об оценке потребностей в ядерных данных для экспери- ментальных исследований по физике реакторов. Ю р о - в а Л.Н., З а р и ц к и й С.М., Б у ш у е в А.В....	41
Структура деятельности по выработке ядерных данных для реакторов и других приложений. У с а ч е в Л.Н. и др.	48
Сравнительный анализ групповых констант, полученных на основе библиотеки UKNDL и системы БНАБ-70. Б о б к о в Ю.Г. и др.	53
Определение оптимальных концентраций критических сб- орок. Б о б к о в Ю.Г., У с а ч е в Л.Н., С а л ь - н и к о в Н.Л.	58
Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам и последним версиям оцененных микро- скопических ядерных данных. Б о б к о в Ю.Г. и др....	64
Нейтронные реакции в звездах. В л а с о в Н.А.	69
Секция I. Потребности в ядерных данных и их оценка	83
Ядерные данные в расчетах спектра источников вторич- ного гамма-излучения в грунте под действием нейтро- нов. Б и р и н ц е в А.А. и др.	83
О взаимоотношении погрешностей ядерных данных и рас- четного метода в задаче предсказания реакторных па- раметров. В а н ь к о в А.А., В о р о п а е в А.И.	88

Планирование серии "чистых" критических экспериментов на тяжелой воде с естественным ураном для целей уточнения реакторных констант. Б л а г о в о - л и н П.П.	93
Реализация обобщенной теории возмущений для расчета эффективностей нейтронных сечений по отношению к дробно-линейным реакторным функционалам в двумерной геометрии. Ч у х л о в а О.П., З и з и н М.Н.	98
ЭКС - модульная система программ для оценки интегральных экспериментов. З и з и н М.Н.	104
Использование многогрупповой системы констант БНАБ для вычисления интегральных реакторных параметров ϵ , δ^{28} и др. методом Монте-Карло. К а з а р и ц к и й В.Д.	III
Evaluation of group inelastic cross sections using a pulsed integral method. R a i n b o w M.T., R i t c h i e I.M.	II6
Алгоритм и программа подготовки групповых констант расчета реакторов на основе библиотеки нейтронных данных системы СОКРАТОР. К о л е с о в В.Е., К р и в ц о в А.С.	I40
Программное обеспечение функционирования машинной библиотеки нейтронных ядерных данных системы СОКРАТОР. К о л е с о в В.Е., К р и в ц о в А.С., С о л о в ь е в Н.А.	I45
Анализ нейтронных сечений в резонансной области с использованием приближения Паде. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С.	I50
Использование приближения Паде для разложения функций в сумму экспонент применительно к задачам нейтронной физики. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С.	I55
Анализ нейтронных сечений изотопов никеля и хрома в быстрой области энергий. Б ы ч к о в В.М. и др.	I60
Оценка сечения радиационного захвата быстрых нейтронов золотом-197. В и н о г р а д о в В.Н. и др.	I65
Оцененные нейтронные сечения при $v=2200$ м/сек и резонансные интегралы изотопов с $Z=57-71$. Ф е д о р о - в а А.Ф., П и с а н к о Ж.И., Н о в о с е л о в Г.М.	I69
Оценка сечений железа в области энергий 0,025 эв-14 Мэв. Б ы ч к о в В.М. и др.	I76
Сечения взаимодействия нейтронов с углеродом. Ч у л - к о в Л.В.	I81

Применение R-матричного формализма в оценке резонансных сечений ядер среднего атомного веса. Б и ч к о в В.М., П л а т о н о в В.П., С и н и ц а В.В.	186
Neutron cross section evaluation for ^{93}Nb in the energy range from 30 keV to 20 MeV. H e r m s d o r f D., K i e s s i g G., S e e l i g e r D.	190
Evaluation par modeles nucleaires d'un ensemble coherent de sections efficaces n+ ^{238}U entre 3 keV et 20 MeV. J a r y J., L a g r a n g e Ch., T h o m e t P.	216
Evaluation par un modele statistique des sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) sur des noyaux lourds. J a r y J.	239
Methode d'evaluation par modele statistique des sections efficaces de capture, diffusion inelastique, et fission sur noyaux lourds entre 1 keV et 3 MeV. T h o m e t P.	252
Aspects experimentaux et theoriques dans l'evaluation des sections efficaces de capture de l'yttrium entre 10 keV et 3 MeV. P h i l i s C., T h o m e t P., V e r g e s N.	264

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть I

Подписано в печать 23/II 1976 г. Формат 60 x 90 1/16
 Бумага офсетная № 2 Печ.л. 17,5 Уч.-изд.л. 14,2 Тираж 500 экз.
 Зак.тип. № 4/68 Цена 1р.40 к. ТБ-02332

Отпечатано на ротационте ЦНИИАтоминформа
 119146, Москва, Г-146, ас/ящ 584



Цена 1 р. 40 к.