

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

1

1989

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

Ф. Н. Беляев, В. П. Вертебный, В. В. Возяков, В. Я. Головня, С. С. Коваленко,
В. Е. Колесов, В. А. Коньшин, В. Н. Манохин, В. И. Мостовой, Г. В. Мурадян,
В. Н. Нефедов, Ю. П. Попов, О. А. Сальников, Г. Н. Смиренкин, В. А. Толстиков,
Г. Я. Труханов, Г. Е. Шаталов, М. С. Юдкевич, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Ф. ТРОЯНОВ

П. П. Благоволин, А. И. Воропаев, А. Ю. Гагаринский, Л. В. Диев, С. М. Зарицкий,
М. Н. Зизин, А. А. Лукьянов, В. Г. Мадеев, В. И. Матвеев, И. П. Матвеевко,
М. Н. Николаев, Э. Е. Петров, Л. В. Точеный, В. В. Хромов

Ответственный секретарь В. В. Возяков

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

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ И
ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск I

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1989

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

Коньшин В.А., Шмидт Д.Д. Ядерные данные для прикладных целей и деятельность секции ядерных данных МАГАТЭ.....	3
Ионкин В.И., Лисичкин Ю.В., Новиков А.Г., Раскач Ф.П., Фомичев Н.К. Дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой в широком интервале температур и давлений.....	19
Крамаровский Я.М., Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А., Тетерин Е.Д. Функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах изотопов ^{52}Cr , ^{53}Cr и ^{27}Al	30
Баханович Л.А., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Оценка нейтронных сечений ^{242}Cm для создания полного файла	36
Басенко В.К., Прокопец Г.А. Извлечение статистических характеристик энергетической зависимости полных нейтронных сечений из данных по пропусканиям образцами разных толщин...	40
Лукьянов А.А., Высоцкий А.Г., Янева Н.Б. Средние сечения в R - матричной теории.....	48
Кривашев С.В. Применение метода инкрементальной деконволюции к анализу кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов.....	54

Константы и параметры структуры ядра и
ядерных реакций

Казарицкий В.Д., Русинов В.Д., Кац М.М., Кондратьев Л.Н., Дружинин Б.Л., Ежов Б.А.,
Панов И.В., Помелов Л.Н., Рогаль А.Д.

Измерения и анализ распределений скоростей деления ядер урана в
мишенях из свинца и урана под действием протонов с энергиями
1,3 и 4,3 ГэВ..... 59

Чукреев Ф.Е.

Задача о "назначениях" в применении к ядерной спектроскопии..... 68

Ядерно-реакторные данные

Кощеев В.Н., Долгов Е.В., Николаев М.Н., Сеница В.В., Цибуля А.М.

Тестировка температурной зависимости структуры сечений ^{238}U в
области неразрешенных резонансов на экспериментах по пропусканию..... 73

Ринейский А.А.

К оценке угловой зависимости сечений межгрупповых переходов..... 81

Ваньков А.А.

О причине противоречия между микроскопическими и интегральными
данными по сечению поглощения быстрых нейтронов ядрами ^{238}U 90

ГОССТАНДАРТ ПРЕДЛАГАЕТ (реклама) 95

УДК 539.172

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ ЦЕЛЕЙ И
ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ СЕКЦИИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ МАГАТЭ

В.А.Коньшин, Д.Д.Шмидт

NUCLEAR DATA FOR APPLIED PURPOSES AND THE IAEA NUCLEAR DATA SECTION ACTIVITIES. Review paper contains analysis of nuclear data state, data requirements and coordination of data generation for following application: fusion reactor technology, analyzing and predicting radiation damage of nuclear materials, nuclear particle therapy, medical radioisotope production, applied nuclear geophysics, safeguards applications. The IAEA Nuclear Data Section activities in organization of international technical co-operating were described.

Введение

Базы ядерных данных для расчетов реакторов деления в настоящее время в основном созданы, они охватывают диапазон энергий нейтронов от тепловой до нескольких МэВ и содержат элементы и isotopes, входящие в состав этих реакторов. Однако ядерные данные, необходимые для оценки безопасности ядерных установок (включая коэффициенты реактивности, связанные с проблемой собственной безопасности реактора; безопасность эксплуатации реактора; остаточное тепловыделение в результате ядерного распада, безопасность ядерного цикла, включая обеспечение подкритичности перерабатывающих установок; расчет и мониторинг радиационных повреждений в конструкционных материалах реакторов; остаточная радиоактивность при демонтаже реактора; защита и радиационная безопасность ядерных установок), в значительной мере еще не известны с требуемой точностью.

Существуют проблемы в наличии данных для нейтронных реакций с энергией нейтронов до 15 МэВ, важных для расчетов переноса нейтронов в реакторах синтеза и при анализе безопасности, для реакций с энергиями нейтронов в диапазоне от 20 до 100 МэВ, важных при нейтронной терапии онкологических заболеваний и связанных с этим вопросов дозиметрии; нет полноты в данных по нейтронным реакциям на ряде элементов, важных для задач ядерной геофизики. В начальной стадии образования базы данных по атомным столкновениям для исследований плазмы реакторов синтеза и еще значительные улучшения требуются в подготовке данных по взаимодействию ядерных частиц с тканью для медицинской микродозиметрии. В последние годы широко применяются усовершенствованные аналитические методы контроля за ядерными материалами и поэтому существует потребность в организации достаточно полной и внутренне согласованной базы данных по ядерным реакциям и характеристикам распада продуктов реакций.

Значимость организации и поддержания на должном уровне полных файлов точных данных для перечисленных выше приложений определяется их высокой степенью важности в ядерных программах Агентства, а также стран, являющихся его членами, и прямо связана с потребностями в этих данных, которые непрерывно изучаются и определяются двумя консультативными, постоянно действующими комитетами: Международным комитетом по ядерным данным (МКЯД) и в области атомных данных Международным советом по управляемому термоядерному синтезу (МСУТС). Вклад МАГАТЭ в решение перечисленных проблем заключается в выполнении следующих действий:

- оценка потребности в данных и координация обеспечения ими;
- компиляция, оценка, обмен и рекомендация данных;

- обеспечение обслуживания данными и технологией работы с ними развивающихся стран.

Ожидается, что перечисленные направления развития будут актуальны в течение следующих пяти-десяти лет. Период 1983-87 гг. был посвящен оценке потребностей в данных для неэнергетических приложений и развитию стратегии в плане удовлетворения этих потребностей. В следующий пятилетний период 1988-92 гг. Агентство стремится обеспечить потребителей большим количеством современных точных ядерных и атомных данных в компьютеризованной форме и в виде справочников для использования при анализе безопасности и контроля за нераспространением ядерного оружия.

Секция Ядерных Данных МАГАТЭ будет координировать исследования по измерению и оценке требуемых ядерных и атомных данных для термоядерного синтеза и для лучевой терапии в медицине, используя ранее организованное сотрудничество с институтами и центрами данных, а также заниматься подготовкой справочников и машинных библиотек данных для термоядерного синтеза, ядерной геофизики, производства радионуклидов и для контроля за нераспространением ядерного оружия. После того, как станут доступными основные файлы ядерных данных Агентства по ядерной энергии стран Западной Европы, США и Японии (что ожидается в 1989 г.), в 1989-90 гг. впервые может быть начато действительное международное разделение труда и сотрудничество в оценке требуемых ядерных данных.

Ядерные данные для технологии термоядерного реактора

Следуя рекомендациям Международного комитета по ядерным данным и Международного совета по тестированиям в области термоядерного синтеза, секция ядерных данных МАГАТЭ организовала в Гауссиге, ГДР совещание консультантов по данным для технологии термоядерного реактора, в кооперации с Техническим университетом Дрездена. Основной целью совещания было рассмотреть изменения в потребностях и статусе ядерных данных со времени проведения Агентством в 1978 г. первого совещания по этой же повестке. Остановимся на основных заключениях и рекомендациях этого совещания, опубликованных в работе [1].

Существуют четыре основных причины, по которым для реакторов синтеза по сравнению с реакторами деления появляются дополнительные требования на файлы данных и их неопределенности:

- интенсивность источника нейтронов в термоядерном реакторе на единицу мощности будет приблизительно в десять раз выше;
- средняя энергия нейтронов намного выше;
- число различных материалов, входящих в состав "типичного" blanket термоядерного реактора, намного больше;
- геометрия blanket будет более сложной из-за специфических особенностей проекта, например, наличие в blanket больших вакуумированных технологических каналов устройств управления плазмой.

Поэтому файлы должны содержать полные наборы данных, включая ковариационную матрицу ошибок, по угловым и энергетическим распределениям вторичных нейтронов, особенно для нейтронов с энергиями выше 10 МэВ.

Потребности в ядерных данных для термоядерного синтеза были определены [1] изучением характерных нейтронных реакций по функциональным зонам нейтронов и наиболее важными элементами, входящими в состав реактора синтеза (конструкция - Fe, Cr, Ni, V, Ti, Al, W, Mn, Si; размножитель/теплоноситель - Li, H, O, Pb, F, He, Be, Al; размножитель нейтронов - Be, Pb; магнит - Cu, Ni, Nb, Al; первая стенка/дивертор/ограничитель - C, Cu, W; защита магнитов - C, Cu, W, Ni, O; биологическая защита - Ca, Si, Ba; blanket гибридной установки - Th, U, Pu). Требования к ним приведены в табл. I.

Для расчета переноса нейтронов требуется высокая точность данных, входящих в состав зоны воспроизводства (включая blanket гибридной установки), теплоносителя, размножителя нейтронов и защиты. Полные нейтронные сечения необходимо знать с точностью до 3% не для прямого использования проектантом термоядерного реактора, а для определения параметров оптического потенциала и других параметров для программ расчета ядерных процессов в рамках теоретических моде-

лей. Требования к данным по эмиссии нейтронов хотя и менее жесткие, но удовлетворены в меньшей степени из-за трудностей в проведении таких экспериментов.

Таблица I

Требования на точность ядерных данных (в %) и статус данных при проведении расчетов переноса нейтронов

Ядерные данные	Зона воспроизводства теплоносителя	Размножение нейтронов	Магнит	Первая стенка	Защита	Бланкет гибридной установки
$\sigma_{tot} < 10 \text{ MeV}$	3°	3*	3*	3*	3*	1°
$> 10 \text{ MeV}$	1+	1+	3*	3*	1+	1°
Эмиссия нейтронов	10+	10+ Pb*	20°	-	3+	10* Pu, Th+
Множественность нейтронов	-	3+	-	-	-	-
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	10+	10+	20°	-	3+	10*

- * Экспериментальные данные существуют, должны быть включены в файлы оцененных данных.
- o Потребности частично удовлетворены, работу надо продолжать.
- + Точные данные не существуют.

Маловероятно, что существующая техника эксперимента позволит удовлетворить требования к точности в 3% для сечений эмиссии нейтронов на материалах зоны защиты; скорее всего неопределенность 5% является пределом. Потребность в детальной информации по угловому распределению является наибольшей для процесса упругого рассеяния. Конечно, и угловые распределения рассеяния неупругих процессов нельзя вводить как изотропные, если они не таковы на самом деле.

В целом, потребности в сечениях для нейтронной дозиметрии не удовлетворены. Лишь отдельные сечения известны с точностью 3% в пределах всего интересующего диапазона энергий, а необходимые матрицы ошибок, как правило, отсутствуют. Заметный сдвиг во времени между появлением новых экспериментальных данных и их учетом в оценках еще более усугубляет несоответствие между состоянием данных и требованиями к ним. Кроме дозиметрических данных, необходимо знание спектров эмиссии протонов из $(Si+n)$ -реакции для целей диагностики.

Большое число сечений для первичных, вторичных и более сложных процессов активации нуждаются в определении, хотя усилие необходимо сосредоточить на изучении наиболее критических активностей. Многие из них, в особенности те сечения, которые относятся к нестабильным мишеням и долгоживущим продуктам реакции, очень трудно измерить, и они должны быть рассчитаны по теоретическим моделям. Однако сечения активации для наиболее важных долгоживущих изотопов должны быть измерены для проверки результатов расчета по ядерным моделям.

Положение с ядерными данными для расчета изменения свойств материалов под облучением более удовлетворительно. Энергетическую зависимость числа смещений на атом и сечений образования газообразных продуктов необходимо знать с точностью выше 20%. Использование экспериментальных данных и программ расчета по теоретическим моделям позволяет, вероятно, выполнить эти требования.

Что касается сечений, ведущих к воспроизводству топлива, то нужно отметить, что требуемая точность данных для реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ составляет 20%, и она достигнута. Существует потребность в знании сечения реакции ${}^7\text{Li}(n,\alpha)t$ с точностью 3% и, вероятно, эта точность достигнута, однако необходима новая оценка.

Совещание консультантов признало необходимость так называемых горизонтальных оценок (т.е. оценок отдельной реакции или какой-то характеристики для большого числа изотопов). Примерами таких горизонтальных оценок являются эмиссия нейтронов при 14 МэВ и изомерные отношения при 13 МэВ.

Другими примерами являются сечения, необходимые для дозиметрии нейтронов в термоядерном реакторе, требуемая точность составляет $\pm 3\%$. Подчеркивались дополнительные потребности (табл.2) в оценке ковариационной матрицы ошибок для дозиметрических реакций, потому что при использовании метода чувствительности для определения потребностей в данных такая матрица необходима в качестве исходных данных.

Особенно подчеркивалось, что потребности в точности 3-10% для дважды дифференциальных сечений эмиссии нейтронов не обеспечены в настоящее время. Для нейтронов с начальной энергией в 14 МэВ и при низких энергиях существует много экспериментальных данных по дважды дифференциальным сечениям эмиссии нейтронов, но весьма мало данных для нейтронов промежуточных энергий. В настоящее время нет ясности в вопросе, можно ли обойтись в этой области результатами модельных расчетов. Поэтому рекомендовано провести точные измерения для одного ядра при различных энергиях падающих нейтронов, чтобы проверить теоретические модели. Для этой цели предложен Pb , потому что для него существует большое количество данных. Другими элементами могут быть U, Cr, Fe, Nb и Ta . Для этих элементов были рекомендованы измерения дважды дифференциальных сечений, по крайней мере, для одной энергии ниже 14 МэВ (например, 10 МэВ): необходимость измерений для большего числа энергий падающих нейтронов определилась бы по результатам взаимосравнений на Pb .

Сообщалось, что значения дважды дифференциальных сечений для актинидов, предполагаемых в составе бланкетов гибридного реактора деления-синтеза, очень плохо известны. Более того, энергетические спектры нейтронов деления, как правило, описываются формулой Уатта, использование которой, с научной точки зрения, не обосновано. Поэтому группа консультантов рекомендовала, чтобы были выполнены измерения при $E_n=0, 10$ и 14 МэВ, в частности, для ^{235}U , и при анализе спектров нейтронов деления использовалась более сложная испарительная модель. Желательно, чтобы энергетическое разрешение в новых измерениях дважды дифференциальных сечений было выше, чем 4 нсек/м, а точность данных была бы лучше, чем 10%.

Таблица 2

Важнейшие сечения, необходимые для нейтронной дозиметрии реакторов синтеза

$^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$	$^{58}Ni(n, 2n)^{57}Ni$
$^{54}Fe(n, p)^{54}Mn$	$^{90}Zr(n, 2n)^{89}Zr$
$^{58}Ni(n, p)^{58}Co$	$^{93}Nb(n, 2n)^{92}Nb$
$^{115}In(n, n')^{115m}In$	$^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$
$^{115}In(n, 2n)^{114}In$	$^{197}Au(n, 2n)^{196}Au$

Для обеспечения этих потребностей секция ядерных данных МАГАТЭ в соответствии с рекомендациями МСЯД приступила к проведению трех различных координированных исследовательских программ (КМП) для улучшения точности требуемых экспериментальных и теоретических данных:

- КМП по измерениям и анализу дважды дифференциальных сечений быстрых нейтронов и сечений активации;
- КМП по методам расчета быстрых нейтронов для конструкционных материалов;
- КМП по измерению и анализу сечений и спектров эмиссии нейтронов из реакций (p, n) и (α, n) (чтобы улучшить знание плотности ядерных уровней).

Что касается оцененных ядерных данных, то уже сейчас существует потребность в едином объединенном файле оцененных нейтронных сечений, в частности, для проекта планируемого международного экспериментального термоядерного реактора (МЭТР). Потребность в создании такого файла, в дополнение к атомным данным, отмечалась на осеннем совещании МСУТС 1986 г. в Киото (Япония), и полагалось, что секция ядерных данных МАГАТЭ будет координировать и принимать участие в его развитии. Существующий в настоящее время файл оцененных данных ($INDL/F$), подготовленный для проекта ИНТОР, не соответствует потребностям проекта МЭТР. Поэтому следовало бы пересмотреть этот файл, чтобы сформировать международный "МЭТР-файл" из лучших доступных

индивидуальных оценок, которые могут быть получены в течение одного-двух лет. Поскольку работа над основными национальными и региональными файлами оцененных данных к настоящему времени в основном завершена и ближайшая цель - создание "МЭТР-файла" будет достигнута, то можно подумать о возможности начать в 1989-1990 гг. международную кооперацию по взаимосравнению и оценке ядерных данных.

Содержание этого файла должно быть ориентировано на потребности проекта МЭТР и обсуждено в деталях с группой, занимающейся разработкой МЭТР. Файл следовало бы ориентировать на обеспечение расчетов переноса нейтронов и фотонов, например, для расчетов коэффициентов воспроизводства трития и свойств защиты; он мог бы также содержать отдельную секцию, включающую в себя все сечения реакций, ведущих к первичным, вторичным и более сложным процессам активации, необходимых для активационных и дозиметрических расчетов.

Создание такого файла потребует проведения экспертной оценки существующих файлов оцененных данных для отдельных материалов и реакций. Кроме того, ожидается, что окажутся доступными некоторые новые оценки (до сих пор не распространенные). К середине 1988 г. в первоначальной версии файла следовало бы иметь оценки, которые были бы проанализированы для каждого материала и выбраны в результате экспертного анализа существующих оценок. Прежде, чем распространять этот файл, необходимо провести его тестировку и проверку; для завершения этой работы потребуется около года. Поэтому можно ожидать, что некоторый окончательный вариант файла будет готов к распространению к середине 1989 г.

Этот файл должен быть специально ориентированным на термоядерные приложения, без какой-либо информации по делящимся материалам. Для файла МЭТР требуются следующие материалы: H, D, T, ^6Li , ^7Li , Be, ^{10}B , ^{11}B , C, O, N, Al, Si, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Co, Cu, Zr, Nb, Mo, Ba, W, Pb, Bi.

Ядерные данные для анализа и предсказания радиационных повреждений ядерных материалов

Повреждения, обусловленные облучением нейтронами или заряженными частицами, нужно учитывать всегда, когда материал используется как часть ядерной установки (реактор деления или синтеза, ускоритель и т.д.). Должно быть улучшено понимание механизмов образования повреждений и корреляций повреждений с параметрами источника облучения (энергетический спектр, поток и флюенс). Ядерные данные лежат в основе этого понимания. Необходимо знать сечения процессов и реакций, приводящих к повреждениям, а также сечений, используемых для восстановления из экспериментальных данных и теоретических расчетов полей облучения.

Радиационные повреждения, в особенности при нейтронном облучении конструкционных материалов реакторов деления и синтеза таких, как несущие конструкции, корпуса реакторов под давлением, дают предел времени жизни реактора. Можно выделить три главных процесса, ведущих к радиационным повреждениям:

- (i) смещение атомов, приводящее к охрупчиванию материала;
- (ii) ядерные превращения, приводящие к накоплению элементов, отличных от первоначальных, и радиоактивности;
- (iii) образование и накопление в конструкционных материалах газа (H и He), приводящее к образованию раковин и, со временем, к разрушению поверхности материала.

Ядерные данные, необходимые для исследований в области радиационных повреждений, можно разделить на две группы: данные, необходимые для анализа повреждений за счет смещений атомов, и данные, необходимые для изучения газообразных и твердых продуктов ядерных превращений. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением ядерных данных, необходимых для анализа смещения атомов.

Для того, чтобы рассчитать радиационные повреждения от смещения атомов, например, в единицах числа смещений на атом, требуется знать все нейтронные сечения для всех реакций σ_{τ} на изотопах конструкционных материалов во всем энергетическом диапазоне спектра нейтронов реактора синтеза. Кроме того, необходимо знать функцию повреждений M_{τ} , как функцию энергии нейтронов для всех реакций, приводящих к смещению атомов и которая описывает эффект многократного смещения атомов при этих реакциях. В таком случае смещения на атом могут быть рассчитаны

из уравнения

$$I_i = \int \Sigma_{DP}(E) \Phi(E) dE, \text{ где } \Sigma_{DP}(E) = \Sigma M_z(E) \Sigma_z(E).$$

Поток $\Phi(E)$ в этом уравнении пока неизвестен. Он может быть получен из измерений активаций A многочисленных фольг и решения следующей системы уравнений

$$A_i = \int \Sigma_i(E) \Phi(E) dE; \quad i = 1, 2, 3, \dots,$$

где Σ_i - макроскопические сечения для реакций, ведущих к активации фольг, активность которых измеряется, и называемых нейтронными дозиметрическими реакциями. В целом, около 50 реакций активации необходимо знать для дозиметрии нейтронов реакторов деления и синтеза.

В семидесятых годах секция ядерных данных МАГАТЭ вела программу по ядерным данным для реакторной дозиметрии нейтронов. Эта активность привела к созданию общепризнанного в различных странах файла данных для реакторной дозиметрии нейтронов *IRDF-85*, содержащего данные по дозиметрическим нейтронным реакциям и опорным нейтронным спектрам. Естественное продолжение этой деятельности видится в создании файла, который будет включать данные, требуемые для оценки радиационных повреждений. Этот файл представлял бы стандартный набор входных данных для будущей работы в этой области и помог бы накопить достаточно полные базы данных по повреждениям в различных лабораториях и в разных странах, которые было бы много легче сравнивать при общих входных данных.

Для приложений физики реакторов деления вполне достаточно данных для нейтронов с энергией до 10 МэВ, они доступны для практического применения, за исключением данных для некоторых новых детекторов и специальных приложений. Для физики реакторов синтеза необходимо иметь данные до 15 МэВ. Использование ($D-Li$)-источников расщепления требует знания сечений приблизительно до 40 МэВ. Такие данные в большинстве случаев отсутствуют, особенно это относится к экспериментальным данным. Сечения для нейтронов с энергией до 40 МэВ обычно рассчитываются с помощью ядерных моделей, но такие расчеты нуждаются в экспериментальной проверке.

Файл *IRDF-85* нуждается в пересмотре и, в первую очередь, может быть улучшен учетом последних данных для реакций, перечисленных в табл.3, часть I. В части 2 этой же таблицы приведен список реакций, для которых следовало бы выполнить новые измерения и оценки. Наконец, для многих реакций в *IRDF-85* существуют несогласованности между неопределенностями данных и приведенными ковариационными матрицами ошибок, которые следовало бы устранить.

Для нейтронов с энергией выше 20 МэВ мало экспериментальных данных, желательно их иметь в этой области больше, но при их отсутствии необходимо вернуться к теоретическим расчетам. Теоретические расчеты сечений образования H и He показывают, что при достаточно высоких энергиях падающих нейтронов вкладом реакций типа (n, pp) и (n, p) нельзя пренебречь в случае ядер-мишеней с малым избытком нейтронов. В будущих теоретических и экспериментальных исследованиях следовало бы рассмотреть и оценить необходимые изменения в энергетической зависимости функций повреждений. Для специальных приложений и сред (например, реакторы с D_2O , поля интенсивного γ -излучения) этот файл должен включать сечения повреждений для реакции (n, γ), (γ, n) и (γ, γ).

В дополнение к *IRDF* было рекомендовано развивать новый файл ядерных данных для радиационных повреждений реакторов с международным справочным статусом и включающий данные для Al, Fe, Co и Ni до энергии нейтронов 40 МэВ с основным приоритетом. Данные для графита, $O, Ti, V, Mn, Cu, Zr, Mo, W$ до 40 МэВ и для Nb, Sn до 20 МэВ следовало бы включить в этот файл со вторым приоритетом [2].

В ответ на эти рекомендации и с одобрения Международного комитета по ядерным данным, секцией ядерных данных МАГАТЭ было организовано междолабораторное упражнение под названием *REAL-84*. Цель этого упражнения заключалась в том, чтобы улучшить оценку точностей в предсказании параметров радиационных повреждений различными лабораториями, используя для этого исходные данные высокого качества и подходящие методы расчета. В этом первом упражнении главные усилия были

сконцентрированы на оценке параметров радиационных повреждений для корпусов реакторов под давлением. Поэтому верхний предел представляющего интерес диапазона энергий нейтронов был установлен в 20 МэВ.

Таблица 3

Требуют пересмотра в IRDF -85

I. Включение новых данных для реакций

$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44m}\text{Sc}$	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$
$^{54}\text{Fe}(n,d)^{51}\text{Cr}$	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	$^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$
$^{93}\text{Nb}(n,\gamma)^{94}\text{Nb}$	

2. Новые измерения для проверки старых результатов и оценка для реакций

$^{46,47,48}\text{Ti}(n,p)$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$	$^{237}\text{Np}(n,f)$
$^{58}\text{Fe}(n,\gamma)$	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	

Долгосрочная цель этого упражнения заключалась в установлении стандартизованных метрологических процедур и рекомендованных ядерных данных для использования в восстановлении спектров и расчетах параметров повреждений. Ближайшая цель заключалась в обмене информацией по техническим приемам подгонки и потребностям в ядерных данных.

Работа, выполненная участниками упражнения REAL-84, показала, что во многих случаях значения сечений и их неопределенностей из современных версий библиотек ENDF/B-V и IRDF -85 являются неудовлетворительными. Кроме того, многие скорости реакций не могли быть использованы в упражнении просто из-за отсутствия сечений.

Результаты упражнения REAL-84 рассматривались на совещании консультантов МАГАТЭ, которое состоялось в Будапеште в сентябре 1986 г. [1]. Одним из основных выводов этого совещания было то, что расхождение интегральных результатов при межлабораторном сравнении найдено больше, чем ожидалось. Главная причина этого усматривалась в неполноте наборов исходных данных, что вынуждало участников вводить дополнительную информацию в эти наборы. В частности, исходные спектры были плохо определены при малых и высоких энергиях нейтронов и для некоторых реакций, таких как $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$, $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$ и $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, отмечались расхождения. Поэтому было решено, что необходим пересмотр исходных наборов данных.

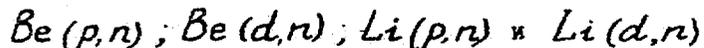
Как следствие этого, на совещании специалистов МАГАТЭ по анализу результатов упражнения REAL-84 по взаимосравнению, состоявшемуся в Джексон Холле (США) в мае 1987 г., было предложено новое упражнение, которое должно устранить несогласованности в данных и подготовить набор рекомендованных исходных данных [4]. Решено, в качестве первого шага, что несколько лабораторий пересмотрят исходные данные и подготовят пересмотренные наборы данных. Эти данные будут затем использованы при подгонке в лабораториях, участвующих в упражнении, а результаты подгонки будут рассмотрены, чтобы определить, существуют ли еще несогласованности, требующие дальнейшего анализа. Как только удовлетворительное согласие будет достигнуто, МАГАТЭ начнет распространять эти данные по запросам. Хотя совершенно ясно, что определенные таким образом согласованные наборы входных данных не содержат полную информацию, особенно в отношении ковариационной матрицы ошибок, они могут использоваться как "опорные" для тестировки программ и процедур подгонки спектров.

В упражнении REAL-88 нейтронные сечения и их неопределенности будут браться из существующего файла данных IRDF -85. Однако рекомендовано, чтобы файл IRDF -85 был пересмотрен для включения в него новых данных, особенно для реакций, перечисленных в части I табл.3. Следовало бы также пересмотреть реакцию $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$ для включения данных по образо-

ванию короткоживущего (55 мин) изомера. Несогласованности для многих реакций в IRD F-85 отмечены для неопределенностей сечений и ковариационных матриц ошибок. В частности, следовало бы переоценить неопределенности для реакций, перечисленных в части 2 табл.3, так как эти реакции широко используются для подгонки спектров.

Ядерные данные для терапии с помощью ядерных частиц

Исследования в области терапии с помощью ядерных частиц, в особенности нейтронной терапии раковых опухолей, в последнее время активизировались из-за обнаружения большей эффективности облучения опухолей с пониженным содержанием кислорода заряженными частицами (например, протонами), чем рентгеновскими лучами. т.к. заряженные частицы имеют большую скорость потери энергии, чем электроны, возникающие при обычной рентгеновской терапии. Заряженные частицы возникают в ядерных реакциях при облучении тканей нейтронами высоких энергий. Источниками нейтронов служат, в свою очередь, реакции



для протонов и дейтронов, ускоренных на циклотронах до энергий 20-100 МэВ.

Ряд установок для терапии высокоэнергетическими нейтронами действуют или близки к завершению. Кроме того, в СССР (Москва, Дубна, Ленинград), Японии (КЕК, Цукуба), Швеции (Институт Густава Вернера, Уппсала) и др. странах для лечения пациентов используют пучки ускоренных протонов. Следует заметить, что в целом, несмотря на некоторые успехи, терапия ядерными частицами находится еще в стадии исследований, а не является установившейся практикой. Для того, чтобы иметь возможность непосредственно сравнивать результаты медикобиологических исследований, полученные в различных медицинских центрах, и получать сопоставимые данные о применении терапии с помощью ядерных частиц, очень важно уметь определять поглощенную дозу излучений в любых интересующих нас точках тела пациента с достаточной степенью точности и надежности. Поскольку функциональная зависимость "доза - эффект" очень резкая и существует вероятность появления из-за облучения осложнений в нормальных тканях, точность в дозе облучения, требуемая в клинической радиационной дозиметрии, принята не хуже чем $\pm 5\%$. Расхождение дозиметрических данных по терапии с помощью ядерных частиц, полученных в разных институтах, объясняется как использованием различных баз данных, так и систематическими погрешностями, обусловленными различными экспериментальными методиками.

Для получения обзора современного состояния и нужд в основных физических данных, необходимых в терапии с помощью ядерных частиц, МАГАТЭ собрало совещание группы консультантов по ядерным и атомным данным для медицинской радиотерапии и радиобиологии в ТНО. Рийсвик (Нидерланды) в сентябре 1985 г. Это совещание определило основные пробелы и расхождения в данных по нейтронным сечениям для элементов, входящих в состав тканей (C, N, O, P и Ca) в диапазоне энергий нейтронов от 20 до 100 МэВ, необходимых для нейтронной терапии и расчетов энерговыделения и переноса нейтронов в фантоме и реальных тканях [5].

Детальное изучение реакций (n,n) , (n,n') , $(n,\chi n)$, (n,p) , (n,d) и других, приводящих к нескольким продуктам в выходном канале, необходимо для перечисленных пяти элементов, чтобы иметь возможность:

- преобразовать нейтронный поток в энерговыделение;
- рассчитать коллиматоры пучка, защиту, а также поток нейтронов и их энергетический спектр в тканях тела или в фантоме;
- определить дозы, флюенсы и спектры по отсчетам различных детекторов;
- рассчитать энергетические спектры заряженных частиц из нейтронных реакций в тканях.

Вполне удовлетворительными являются данные для водорода; достаточно хорошо известны нейтронные спектры реакций заряженных частиц (p и d) с Be и Li, что позволяет выбрать наилучшую энергию протонов и дейтронов для оптимизации терапии. Участники совещания рекомендовали МАГАТЭ начать программу координированных исследований с целью совершенствования баз данных для нейтронной терапии. Эти рекомендации тщательно обсуждались и решительно поддержаны на 15 совещании МЯЯД в Вене в июне 1986 г.

Программа, начало которой положит первое координационное совещание в ноябре 1987 г. в Вене, имеет целью, в частности, улучшить существующее положение в области ядерных данных для терапии с помощью ядерных частиц. Научный аспект программы включает следующие разделы:

- а) измерение и анализ нейтронных данных для расчета переноса нейтронов в фантсмах, включая эффекты неоднородности;
- б) измерение и анализ спектров первичных и вторичных заряженных частиц, необходимых для определения изменения поглощенной дозы на границах раздела.

Ожидается, что результатом работы по этой программе будет улучшенная база нейтронных данных, которую предполагается использовать в дозиметрических соглашениях при применении пучков заряженных частиц в терапии, как это сформулировано Европейской группой клинической нейтронной дозиметрии и Американской ассоциацией физиков в медицине.

Для энергий выше 20 МэВ оцененные нейтронные данные существуют только для водорода. Это вполне понятно, поскольку до сих пор файлы оцененных данных создавались для удовлетворения потребностей технологии ядерных и термоядерных реакторов, а они ограничены по энергии нейтронов значением 20 МэВ. Поскольку имеющиеся оцененные данные не удовлетворяют потребностей нейтронной терапии, где требуются нейтронные сечения вплоть до энергии 100 МэВ, могут быть использованы теоретические методы в качестве дополнительного к эксперименту инструмента при оценке сечений для нейтронов высоких энергий. Однако такие расчеты чрезвычайно чувствительны к использованным ядерным моделям и не могут целиком и полностью заменить результаты экспериментальных исследований.

Что касается терапии с использованием протонов, то данные по сечениям упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией ниже 65 МэВ на ядрах тканевых материалов хорошо известны. Тем не менее могут потребоваться и дополнительные данные, особенно в диапазоне энергий 50 + 250 МэВ. Реакция (ρ , n) на Be и Li изучена достаточно подробно, но нет аналогичных данных для элементов, входящих в состав тканей. Прецизионные измерения энергетических спектров нейтронов и их угловых распределений необходимы для протонов с энергией выше 50 МэВ.

Пока отсутствуют ядерные данные, необходимые для описания радиационных полей от пучков тяжелых ионов, существуют модели описания таких механизмов реакций с тяжелыми ионами как обмен зарядом, рассеяние, фрагментация и прямое взаимодействие, но полученные в них результаты не согласуются с имеющимися.

Ядерные данные для производства медицинских радиоизотопов

В ответ на повышение требований к ядерным данным для эффективного производства медицинских радиоизотопов, а также из-за существенного улучшения в их производстве и все более широкого применения в мире секция ядерных данных МАГАТЭ занялась вплотную ядерными данными для производства медицинских радиоизотопов. Совместно с Институтом физико-химических исследований (*RIKEN*, Токио) секция в апреле 1987 г. провела совещание консультантов по выяснению требований к данным для производства медицинских радиоизотопов [6].

Основной целью совещания было:

- дать обзор методов использования и производства медицинских радиоизотопов;
- выявить пробелы в экспериментальных данных по функциям возбуждения и наметить модели и программы, подходящие для расчетов в этих областях;
- выработать основное направление и приоритеты для компиляций доступных функций возбуждения, в первую очередь, обращая внимание на стандартные опорные реакции для производства медицинских радиоизотопов;
- исследовать доступность соответствующих материалов для мишеней.

Одной из главных рекомендаций этого совещания был список мониторинговых реакций для измерения энергии и интенсивности пучка. Данные по этим реакциям должны быть собраны и оценены как можно скорее. При выборе реакций учитывались величины сечений, схемы распада конечных ядер и соответствие материалов мишеней требованиям, предъявляемым к фольгам-мониторам потока. Список реакций приведен в табл. 4.

Реакции мониторингования потока на заряженных частицах для
производства медицинских радиоизотопов

$^{12}\text{C}(\text{p}, \text{pn})^{11}\text{C}$	$^{56}\text{Fe}(\text{d}, \text{n})^{57}\text{Co}$
$^{27}\text{Al}(\text{p}, 3\text{pn})^{24}\text{Na}$	$\text{nat-Ti}(\text{}^3\text{He}, \text{x})^{48}\text{V}$
$^{27}\text{Al}(\text{p}, 3\text{p}3\text{n})^{22}\text{Na}$	$^{63}\text{Cu}(\text{}^3\text{He}, \text{p}3\text{n})^{62}\text{Zn}$
$^{59}\text{Co}(\text{p}, \text{pn})^{58}\text{Co}$	$^{65}\text{Cu}(\text{He}, 2\text{n})^{66}\text{Ga}$
$^{63}\text{Cu}(\text{p}, 2\text{n})^{62}\text{Zn}$	$^{65}\text{Cu}(\text{}^3\text{He}, \text{p}2\text{n})^{65}\text{Zn}$
$^{63}\text{Cu}(\text{p}, \text{n})^{63}\text{Zn}$	$^{63}\text{Cu}(\text{}^4\text{He}, \text{n})^{66}\text{Ga}$
$^{65}\text{Cu}(\text{p}, \text{n})^{65}\text{Zn}$	$^{65}\text{Cu}(\text{}^4\text{He}, 2\text{n})^{67}\text{Ga}$
$\text{nat-Cu}(\text{p}, \text{x})^{58}\text{Co}$	$^{63}\text{Cu}(\text{}^4\text{He}, \text{pn})^{65}\text{Zn}$
$^{27}\text{Al}(\text{d}, 3\text{p}2\text{n})^{24}\text{Na}$	

Было признано, что не существует общего соглашения по использованию стандартных реакций для дозиметрии энергии и интенсивности пучка, и что это обстоятельство может быть причиной некоторых расхождений в опубликованных данных по сечениям. Настоятельно рекомендовано, чтобы МАГАТЭ осуществило подготовительную работу по сбору и оценке данных для этих реакций как можно скорее. Для ряда медицинских изотопов данные по сечениям взаимодействия хорошо документированы. Однако с ростом используемых энергий потребности в данных также растут. И хотя многие из существующих данных достаточно полны, все же возникает потребность в дополнительных измерениях. Кроме того, поскольку каждый институт находится в особенных условиях как по отношению к максимальной энергии частиц, достигаемой на конкретном ускорителе, так и по типу ускоряемых частиц, химическому составу и обогащению мишеней, возникает потребность в специфических данных.

Участники совещания пришли к заключению, что было бы весьма полезным, чтобы МАГАТЭ в сотрудничестве с другими центрами ядерных данных, собрало экспериментальную информацию по сечениям, выходам продуктов реакций для наиболее распространенных в медицине радиоизотопов. Этот список включает в себя

^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{67}Ga , ^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl .

Данные по характеристикам распада для медицинских радиоизотопов в большинстве случаев хорошо известны и документированы. Тем не менее совещание выявило ряд изотопов, данные для которых требуют хотя бы минимального пересмотра и уточнения. К ним относятся: ^{55}Co (неопределенность в периоде полураспада), $^{52\text{m}}\text{Mn}$, ^{77}Br , ^{62}Zn , ^{63}Zn , ^{66}Ga , ^{75}Kr , ^{77}Kr , $^{81\text{m}}\text{Rb}$, ^{123}Xe , $^{195\text{m}+8}\text{Hg}$ - $^{195\text{m}}\text{Au}$ (коэффициенты ветвления, выходы γ -лучей и т.д.). Совещание обратилось с просьбой к МАГАТЭ распространить этот список и обратить на него внимание соответствующих организаций.

Компиляция ядерных данных по производству радиоизотопов, выполненная Д.Гандарис-Крузом и К.Окемото [7], была хорошо встречена, и было предложено подготовить расширенную версию этого сообщения, которое бы включало в себя все используемые медицинские радиоизотопы и исчерпывающие ссылки на все опубликованные данные по сечениям и деталям выходов продуктов распада. Кроме этого, желательно включить энергии порогов реакций и выходы в толстых мишенях и добавить следующие радионуклиды: ^{47}Ca , ^{67}Cu , ^{66}Ga , ^{75}Se , ^{77}Kr , ^{79}Kr , ^{89}Zr , $^{95\text{m}}\text{Tc}$, ^{96}Tc , ^{100}Pd , $^{101\text{m}}\text{Rh}$, ^{107}Cd - $^{107\text{m}}\text{Ag}$, ^{124}I , ^{157}Dy , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{127}Xe , ^{169}Yb , ^{186}Re , ^{211}Rn - ^{211}At , ^{205}Bi , ^{206}Bi .

Отмечено, что расчеты, проводимые для предсказания функций возбуждения, являются хорошим вспомогательным инструментом при планировании и подготовке экспериментальных программ по производству радиоизотопов для медицинских приложений. В этом секция ядерных данных МАГАТЭ могла бы внести существенный вклад, сказавшись в отборе и определении статуса имеющихся расчетных программ. Другой важной деятельностью могло бы быть проведение сравнительных расчетов по рез-

личным программам некоторых функций возбуждения. Рекомендовано использовать для этого функции возбуждения $^{127}I(p, xn)$ и $^{75}As(p, xn)$ для энергий протонов до 70 МэВ.

Ядерные данные для прикладной ядерной геофизики

Прикладная ядерная геофизика занимается анализом содержания различных элементов в подземных породах с помощью нейтронной γ -спектроскопии. Типичным и все более распространяющимся методом является каротаж буровых скважин и анализ близлежащих пород с помощью источников нейтронов с начальной энергией 14 МэВ с последующей обработкой спектров γ -лучей, получающихся от взаимодействия нейтронов с изотопами в окружающих породах.

Расшифровка измеренных γ -спектров требует расчетов процессов переноса и замедления 14 МэВ нейтронов и процессов образования, взаимодействия и переноса γ -квантов в породах с помощью специальных программ численного расчета переноса нейтронов (например, *ANISN*) или программ моделирования методом Монте-Карло (например, *MORSE*). Для проведения таких расчетов нужно знать в качестве исходных данных все нейтронные сечения для элементов и изотопов, содержащихся в породах, в частности, сечения образования γ -лучей при взаимодействии нейтронов с ядрами. Необходимо помнить, что кроме упругого рассеяния, все нейтронные реакции ведут к образованию γ -лучей.

Наши знания в области ядерных данных для геофизических приложений обнаруживают большие проблемы. Главной причиной этого обстоятельства является ориентация при создании файлов оцененных данных на задачи, связанные, в первую очередь, с ядерной технологией, в особенности с расчетами ядерных реакторов, которые требуют знания данных для изотопов, лишь частично перекрывающимися с нуждами прикладной ядерной геофизики.

Признав эти обстоятельства, Секция ядерных данных МАГАТЭ организовала и провела три совещания по вопросам ядерных данных для прикладной геофизики в Кракове (Польша, ноябрь 1983 г.) [8]; в Вене (февраль 1984 и апрель 1986 г.) [9]. Эти совещания имели целью определить потребности в ядерных данных для прикладной геофизики и дать обзор состояния дел с потребностями в данных. По общей рекомендации этих совещаний деятельность Секции ядерных данных МАГАТЭ была направлена на подготовку и выпуск справочника рекомендованных ядерных данных для ядерно-геофизических приложений. На последнем совещании в апреле 1986 г. особенно детально рассмотрены те области интересов геологов, в которых ядерные данные играют важнейшую роль. Уже определены разделы в геологии, опирающиеся на прямое использование элементного анализа с помощью нейтронной γ -спектроскопии. Они включают в себя вопросы минералогии, классификации глин, определение запасов глин, зонирование скважин и определение их корреляций, вопросы литологии. Из этих прямых приложений может быть извлечена косвенная количественная информация о катионообменной емкости, производительности и запасах нефтяных скважин, плотности и пористости зернистых пород, примесном содержании элементов. Кроме этого, можно сделать заключение о породах, окружающих месторождение, в частности, размерах зерен и их проницаемости, провести оценку запасов и плотности нефти. Определение концентраций элементов является важным не только для геохимических и геофизических приложений, но и для минералогии. Определение элементного состава с помощью нейтронных источников требует детальных знаний как энергетической зависимости сечений реакций (n, p), (n, α) и (n, n') в области энергий от порога 15 МэВ, так и погрешностей этих сечений, для того, чтобы с их помощью можно было бы рассчитать концентрации элементов и ошибку их определения. Для расчетов элементного состава пород необходимо определить распределение нейтронного потока. На данном этапе для большинства элементов, входящих в состав пород, доступны только макроскопические данные и матрицы их ошибок. Существует настоятельная потребность в прецизионных микроскопических сечениях для тех ядер и реакций, которые нужны для постоянно развивающихся и совершенствующихся методов ядерной геофизики и геохимии.

При создании каталога микроскопических ядерных данных для использования в ядерной геологии в форме компьютеризованных баз данных участниками упомянутых совещаний был рекомендован следующий список данных:

- данные для перечисленных элементов являются первоочередными для геологии: $C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Ca, Ti, V, Fe$; также важны для геологии Zr, Hf и редкоземельные элементы;

- элементы C, O, Si, S, Ca, Ti и Fe могут быть определены с помощью метода нейтронной γ -спектроскопии, в то время как определение Na, Mg, Al и V потребует использования техники задержанной активации. Для этого необходимы данные по реакциям $(n, p), (n, \alpha)$ и (n, γ') для естественных смесей изотопов Al, Na, Mg и V в диапазоне энергий от порога до 15 МэВ. Необходима также информация о неопределенностях в микроскопических сечениях радиационного захвата;

- в дополнение к списку изотопов/элементов, приведенному выше, существует ряд элементов, важных в качестве полезных ископаемых, для развития промышленности. С помощью нейтронной γ -спектроскопии надежно обнаруживается наличие $Cz, Mn, Ni, Cu, Ag, W, Hg$ и Au в то же время не менее важные элементы $Co, Zn, Mo, Rb, Pd, Sn, Pt$ и Pb выявляются гораздо труднее.

Неопределенности в знании распределения нейтронного потока, неточности сечения образования γ -квантов, изотопного состава и коэффициентов ветвления приводят к ошибкам в определении элементного состава. Например, существуют большие неопределенности в сечениях образования γ -квантов как экспериментально измеренных, так и теоретически рассчитанных. Вообще говоря, нужны абсолютные данные о сечениях образования γ -квантов, но иногда достаточно и хорошо определенных относительных выходов. В работе [10] приведен обзор существующих данных по сечениям образования γ -лучей.

Для сечений захвата нейтронов в тепловой области существующие экспериментальные данные являются удовлетворительными, но для неупругих процессов рассеяния быстрых нейтронов их и недостаточно, и они неточны. В частности, требуются данные по образованию дискретных γ -квантов в (n, α) -реакции в области энергий нейтронов от порога до 15 МэВ. Очевидно, что сечение нужно и измерять экспериментально, и рассчитывать по хорошо опробованным моделям ядерных реакций с надежными параметрами. При этом очень важно, чтобы в расчетах сечений образования γ -квантов было получено также согласованное описание всех каналов реакции.

При измерении сечений образования γ -квантов (n, γ') необходимым минимумом экспериментальных требований является: использование детектора с высоким разрешением относительно γ -лучей, использование быстрой электроники и, в идеале, определение угловых распределений испущенных γ -квантов. Если же полное угловое распределение получить не удастся, то интегральные сечения получают по измеренному под углом 125° дифференциальному сечению в предположении изотропного распределения γ -лучей. Предпочтительнее проводить измерения сечений для изотопов, а не для естественной смеси. Из анализа опубликованных данных видно, что экспериментальные сечения для изотопов разбросаны в широком диапазоне энергий: от порога до 15 МэВ. Именно в этом энергетическом интервале и необходимы как измерения, так и расчеты. Советские ученые указали также на то, что сечения активации для энергий нейтронов от порога до 15 МэВ и элементов, интересующих геофизику, плохо определены, и на решение этой проблемы также надо обратить внимание. Участники совещаний выявили самые насущные требования и наметили в качестве первого шага к выпуску полного справочника и базы данных подготовить временную версию справочника для ядер элементов, имеющих, с точки зрения участников совещаний, повышенный приоритет. Этот этап должен быть завершен в течение двух-трех лет. Для элементов, интересных с точки зрения геохимии и разведки полезных ископаемых, наиболее важным является сечение захвата тепловых нейтронов. Так как при этом возможны вариации концентраций элементов в широких пределах, а множество γ -линий каждого элемента дают вклад в перекрывающуюся интерференционную картину, то определение коэффициентов ветвления даже для ослабленных ветвей с точностью до $\sim 1\%$ является очень важным.

Для реакций, вызываемых нейтронами высоких энергий, необходимо отметить две особенности. Во-первых, каждая из (n, p) или (n, α) реакций на разных элементах, которые обычно присутствуют в геологических образованиях, может привести к появлению таких продуктов реакции, которые получают и при захвате тепловых нейтронов. Например, задержанная γ -активность

^{28}Al , получающаяся при захвате тепловых нейтронов ядром ^{27}Al , накапливается также в реакции (n, p) на ^{28}Si . Другой важный пример - это наложение реакции (n, nd) на кислород на реакцию неупругого рассеяния нейтронов на углероде. Во-вторых, некоторые из элементов, представляющих особый интерес, например, железо, кремний, кальций, могут быть определены с достаточной точностью по более чем одному типу реакции. Желательно связать измерения по методу задержанной активации, теплового захвата и неупругого рассеяния нейтронов для определения согласованных абсолютных величин концентраций (в атомных процентах). Поэтому сечения и коэффициенты ветвления для ряда "задержанных активаций" должны быть оценены на некоторых элементах, определявшихся ранее по реакциям захвата или неупругого рассеяния нейтронов.

Ядерные данные для задач гарантий

Ядерные микроскопические данные вместе с макроскопическими и некоторыми другими необходимы на различных этапах осуществления аналитических методов контроля за нераспространением ядерного оружия (гарантий):

- при калибровке детекторов (стандарты), разработке и оптимизации оборудования;
- для анализа результатов измерений;
- при обсчетах результатов измерений или для предсказания и понимания корреляций измерений с величинами, подвергающимися проверке с помощью техники неразрушающего аналитического контроля (НАК).

Последнее совещание группы консультантов по оценке качества использования метода неразрушающего контроля за соблюдением гарантий, проведенное в Вене в 1985 г., рекомендовало, чтобы был составлен список потребностей в таких данных и призвало пользователей опираться на единый набор данных [II]. Обзор потребностей ядерных данных для задачи гарантий подготовлен М. Ламмером (секция ядерных данных МАГАТЭ) [II].

Так называемый пассивный неразрушающий контроль, т.е. измерение спонтанного излучения (γ , нейтроны) очень прост и наиболее удобен для рутинных контрольных измерений. γ -спектрометрия с высоким разрешением необходима при измерениях более сложных γ -спектров, например, при анализе свежего и облученного топлива, содержащего Pu . По измеренным γ -спектрам продуктов деления можно косвенным путем получать информацию о составе топлива, условиях облучения и времени выдержки. Этот метод является одним из наиболее важных при анализе отработанного топлива.

Ядерные данные по стандартам, необходимые для калибровки детекторов, например, γ - и рентгеновских спектрометров, включают сечения нейтронных реакций для детекторов нейтронов и энергетическую зависимость функции отклика. Для разработки и оптимизации систем, основанных на регистрации совпадений, необходимы данные о множественности и спектрах (и их временной зависимости) мгновенных и запаздывающих нейтронов и γ -лучей деления.

Для анализа измеренных спектров необходимо большое число данных, в частности, необходимы:

- периоды полураспада, энергии γ -лучей, вероятности распада и коэффициенты ветвления для актинидов, включая изотопы Sm , а также схемы распада дочерних продуктов деления для γ -спектрометрических методов;

- данные по α -распаду и спонтанному делению, сечения взаимодействия и вероятности испускания различных частиц под действием нейтронов, выходы нейтронов (и относительные выходы на грамм материала), и другие данные, необходимые для техники нейтронного анализа;

- энергии и интенсивности рентгеновских лучей, рентгеновской флуоресценции и для денситометрии по границе к-полосы;

- коэффициенты ослабления для γ - и рентгеновских лучей в конструкционных материалах ядерного топлива для внесения поправок в полученные данные или в измерения пропускания (активный неразрушающий контроль).

Наличие ряда продуктов деления в отработанном ядерном топливе может быть обнаружено γ -спектрометрией, а их активность рассчитана. Из-за различий во временах жизни и способах образования ядерных продуктов в делении и других нейтронных реакциях относительное содержание

ядер-продуктов деления оказывается зависящим от типов топлива и реактора, от промежутка времени между выгрузкой топлива и измерениями и так далее.

Расчеты показывают, что отношение активностей отдельных выбранных продуктов деления существенно зависит от таких "параметров" как время выдержки, нейтронный поток, спектр нейтронов, выгорание, отношение числа делений в плутонии к числу делений в уране. При более изощренных проверках измерения могут быть дополнены расчетами для подтверждения того, что измеренные отношения активностей получаются из данных, представленных оператором реактора.

Исходные данные для таких расчетов - это периоды полураспада, сечения деления и сечения захвата для актинидов; выходы продуктов деления, периоды полураспада, сечения захвата нейтронов, отношение заселенности метастабильного к основному состоянию при распаде и захвате нейтронов продуктами деления. Периоды полураспада энергии γ -лучей и вероятности распада продуктов деления вместе с коэффициентами ослабления γ -лучей нужны для анализа измеренных спектров. Неоднозначности в поправках на ослабление γ -лучей в топливных сборках представляют собой главную проблему при использовании этого метода.

Периоды полураспада наиболее важных актинидов, кроме Pu^{241} , известны с точностью лучшей, чем 0,5%. До сих пор не понятны и до конца не выявлены причины расхождения между результатами ранних экспериментальных работ. И только включение в рассмотрение современных, более полных измерений, снизило неопределенность до 0,7%, что выше, чем точность, достигаемая в каждом отдельном эксперименте, и улучшить ее можно, лишь разобравшись с ранними работами. Другая проблема, требующая решения, касается 50% расхождений между различными оценками σ_f и σ_f для ^{242}Cm , ^{243}Cm и ^{244}Cm .

Таким образом, для анализа экспериментов, измерений и для проведения расчетов, опирающихся на эксперименты, а также для развития техники безопасности, требуется большое число ядерных данных.

Секция ядерных данных МАГАТЭ по рекомендации международных экспертов по проблеме гарантий и с их помощью ведет подготовку к изданию справочника по ядерным данным для гарантий.

В первую версию этого справочника будут включены следующие данные:

- полные периоды полураспада и периоды полураспада по отдельным каналам;
- энергии и интенсивности γ - , рентгеновских лучей и α -распада;
- данные по тепловым сечениям и резонансным интегралам;
- данные по мгновенным и запаздывающим нейтронам.

Первый выпуск справочника будет содержать данные, которые, как считают, являются наиболее важными для пользователей, работающих в области гарантий. Однако, для создания полного справочника, который удовлетворит нужды почти всех пользователей системы гарантий, необходимо продолжение сотрудничества экспертов, работающих в областях гарантий, измерение и оценки данных и их приложений.

Участие секции ядерных данных МАГАТЭ в организации технического сотрудничества и передачи технологии в развивающиеся страны

В течение последних лет отдельные развивающиеся страны приступили к исследованиям в области ядерной физики и технологий энергетических реакторов. Для решения этих задач необходимо иметь прочную основу из квалифицированных и подготовленных специалистов, хорошо знакомых с фундаментальными основами ядерной физики и технологии, с аналитическими методами и их применением в ядерных исследованиях. Чтобы внести свой вклад в подготовку таких квалифицированных кадров, секция ядерных данных МАГАТЭ разработала новый международный технический проект (INT/I/039) под названием "Техника ядерных измерений" с запланированной продолжительностью 5 лет (1987-1991). Этот проект претворяется отделом технической помощи МАГАТЭ при поддержке и координации со стороны секции ядерных данных (отдел физических и химических наук).

Проект является продолжением межрегионального проекта INT/I/018 "Приборы и техника для измерения ядерных данных", который был начат в 1981 г. и завершился в конце 1986 г. Новый проект придает особое значение обучению в области прикладной ядерной физики на широком и

одновременно более элементарном уровне, который охватывает наиболее распространенные методики ядерно-физических измерений в приложении к ядерной науке и технологии. Он обращен к большой группе ядерных лабораторий развивающихся стран, не имеющих собственной программы по ядерной энергетике, уделяя особое внимание наименее развитым и только включающимся в работу лабораториям, большинство из которых возникло при участии и через национальные программы технической помощи МАГАТЭ.

Проект преследует достижение следующих краткосрочных целей:

- (1) обеспечить подготовку научных работников в области ядерной физики для развивающихся стран (за исключением стран, которые уже имеют действующую программу по ядерной энергетике), владеющих методиками количественных ядерно-физических измерений, использующих уже установленное оборудование и приборы, поставленные МАГАТЭ в рамках других региональных проектов технической помощи;
- (2) усиливать и развивать сотрудничество между ядерными лабораториями.

Цель такого обучения - обеспечить проведение независимых точных и надежных ядерно-физических измерений.

В долгосрочном плане проект направлен на содействие в развитии самостоятельной ядерной инфраструктуры в развивающихся странах при помощи создания групп хорошо подготовленных исследователей, технического персонала для прикладной ядерной физики и усиления научных сообществ, из которых может быть набран персонал для работы в национальных научных и технических программах.

Агентство будет непосредственно наблюдать за ходом и оценивать выполнение программ подготовки в участвующих лабораториях и содействовать установлению связей и обмена информацией, опытом и достижениями между более передовыми в этой области и начинающими лабораториями, участвующими в проекте.

Следующие направления были определены как имеющие наибольший вес в процессе подготовки квалифицированных кадров:

- (1) взаимосравнение измерений, выполненных участвующими лабораториями;
- (2) развитие и применение нейтронных установок;
- (3) развитие и использование детекторных систем для ядерно-физических измерений, включая сопутствующую электронику, программы обработки данных на ЭВМ и расчеты характеристик детекторов;
- (4) использование малых ускорителей и развитие сопутствующего оборудования для прикладных ядерно-физических исследований;
- (5) проведение ядерно-физических измерений с использованием радиоактивных изотопов и лучков ускоренных ионов для анализа материалов, окружающей среды и в качестве инструмента прикладных исследований.

На начальных этапах межрегионального проекта большое внимание будет уделено направлению (1) и вопросам использования оборудования, чем развитию направлений (2-5), с этой целью была выделена программа экспериментальной подготовки в области прикладных методов ядерной физики, состоящей из ряда предположений по измерениям, которые должны быть проведены на следующих ядерных установках:

- нейтронных генераторах и источниках нейтронов на основе изотопов;
- изотопных источниках рентгеновских лучей и рентгеновских трубках;
- низкоэнергетических ускорителях, таких как Ван-де-Графф, циклотроны, ускорители Кокрофт-Уолтона;
- детекторах активности малого уровня.

Измерения охватывают следующие области ядерно-физической техники:

- нейтронно-физических измерений и регистрации активности низкого уровня;
- активационный анализ для быстрых нейтронов;
- флуоресценция рентгеновских лучей;
- эмиссии рентгеновских лучей под действием протонов;
- резерфордское рассеяние на большие углы;
- анализ ядерных реакций на заряженных частицах.

Предлагаемые измерения могут быть разделены на измерения характеристик оборудования и прикладные ядерные измерения.

Так как участие в проекте обусловлено наличием требуемого экспериментального оборудования, помощь со стороны МАГАТЭ будет ограничена предоставлением, по запросам, титан-третиевых мишеней, образцов естественных материалов и изотопов, программ для анализа спектров гамма- и рентгеновских лучей и хорошо документированных ядерных данных, необходимых для анализа. Более того, при участии службы аналитического контроля качества лабораторий МАГАТЭ в Зайберсдорфе, стандартные образцы материалов могут быть подвергнуты анализу, что их состав будет заранее известен МАГАТЭ. Результаты измерений, выполненных в лабораториях, могут быть сравнены с этими данными, на основе чего получена оценка уровня, достигнутого в отдельных лабораториях. В настоящее время уже более 20 лабораторий проявили определенный интерес к участию в проекте.

Список литературы

1. IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Fusion Reactor Technology, Gaussig, German Democratic Republic, December 1986, report INDC/P(87)-3, March 1987; see also Cheng E. Nuclear Data Requirements for Fusion Reactor Transport Calculations and Testing of ENDF/B-V and VI Libraries, to be published in the Proceedings of the meeting.
2. IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Radiation Damage Assessment, Vienna, October 1981; Proceedings published as IAEA TECDOC-263, 1982; see also Meeting Summary Report INDC(NDS)-128/GR, edited by K.Kocherov, 1982.
3. IAEA Consultants' Meeting on the Assessment of the Results of the REAL-84 Exercise, Budapest, Hungary, September 1986, Proceedings prepared by E.M.Zsolnay and H.J.Nolthenious, edited by V.Piksaikin and published as report INDC(NDS)-190/G+F+R, March 1987.
4. IAEA Specialists' Meeting on the Analysis of the REAL-84 Intercomparison Exercise (and Definition of the REAL-88 Follow-up Exercise), Jackson Hole, USA, May 1987; Summary Report to be issued as INDC(NDS)-report.
5. IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear and Atomic Data for Radiotherapy and Related Radiobiology, Radiobiological Institute TNO, Rijswijk, the Netherlands, September, 1985; Proceedings to be published in the IAEA Panel Proceedings Series.
6. IAEA Consultants' Meeting on Data Requirements for Medical Radioisotope Production - Status, report INDC/P(86)-11, May 1986.
7. Gandarias Cruz D., Okamoto K. Nuclear Data for Radioisotope Production-Status, report INDC/P(86)-11, May 1986.
8. IAEA Consultants' Meeting on Nuclear Data for Bore-hole and Bulk-Media Assay using Nuclear Techniques, Krakow, Poland, November 1983; Proceedings edited by K.Okamoto and published as report INDC(NDS)-151/L in January 1984.
9. IAEA Consultants' Meeting on Nuclear Data for Applied Nuclear Geophysics, Vienna, April 1986; Proceedings edited by V.Piksaikin and A.Lorenz and published as report INDC(NDS)-184/GM, March 1987.
10. Schwerer O., Lemmel H.D. Index of neutron induced gamma production data included in ENDF formatted libraries available from the IAEA Nuclear Data Section, report INDC(NDS)-189, March 1987.
11. Lammer N. Nuclear Data for Nuclear Material Safeguards. In: "The Role of Data in Scientific Progress"/P.S.Glaeser (Ed.). Elsevier Science Publishers B.V. (North Holland), 1985. P.303-306.

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1988 г.

ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЙЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ВОДОЙ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ

В.И.Ионкин, Ю.В.Лисичкин, А.Г.Новиков, Ф.П.Раскач, Н.К.Фомичев

DOUBLE DIFFERENTIAL SCATTERING CROSS SECTIONS OF SLOW NEUTRONS FOR LIGHT WATER IN WIDE INTERVAL OF THE TEMPERATURES AND PRESSURES. The absolute double differential scattering cross sections of light water are measured for some incident neutron energies (8, 25, 256 MeV) in the temperature interval of 300-623 K. The experimental curves are compared with calculations based on original phenomenological model of molecular dynamics of water.

Основные типы современных ядерно-энергетических установок различного назначения широко используют воду и водяной пар в качестве замедлителя или теплоносителя, как правило, при достаточно высоких температурах и давлениях. Водяной замедлитель применяется также в различных исследовательских реакторах и экспериментальных установках для получения пучков медленных нейтронов, в целях защиты от ионизирующих излучений и т.п.

Для расчета ядерно-физических характеристик упомянутых установок необходимо знать дважды дифференциальные сечения (ДДС) рассеяния медленных нейтронов водой, на основе которых определяются соответствующие групповые константы. В связи с этим в библиотеках оцененных ядерных данных значительное место отводится под детальную количественную информацию по характеристикам рассеяния медленных нейтронов основными реакторными замедлителями. В частности, матрица закона рассеяния нейтронов легкой водой в американской библиотеке *ENDF/B* состоит из 6400 чисел для каждой из 6-ти заданных температур [1].

Вместе с тем подобные матрицы редко используются непосредственно в реакторно-физических расчетах, так как получить их с необходимой точностью и детальностью в широком диапазоне температур и давлений экспериментальным путем практически невозможно. Как правило, ДДС или другие характеристики рассеяния, используемые при определении соответствующих реакторно-физических констант, получают путем расчета, основанного на той или иной модели атомно-молекулярной динамики рассеивателя [2,3]. Экспериментальные ДДС при этом используются как для определения параметров динамической модели, так и для проверки точности приближений, принятых при ее построении [3].

В настоящей работе представлены экспериментальные и адекватные им расчетные абсолютные ДДС рассеяния медленных нейтронов водой, находящейся на линии насыщения в интервале температур 300-623 K (начальная энергия нейтронов $E_0=8$ МэВ, 25 МэВ и 256 МэВ), а также водяным паром при надкритической температуре (673 K) в интервале плотностей $0,005 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 0,32 \text{ г/см}^3$ (начальная энергия $E_0=7,25$ МэВ).

Необходимость указанных систематических измерений ДДС рассеяния воды была обусловлена следующими обстоятельствами:

а) объем и точность экспериментальной информации, накопленной к моменту начала настоящей работы, были недостаточны для получения температурной зависимости параметров, определяющих характер диффузионных процессов, ответственных за сечение квазиупругого рассеяния нейтронов, и спектра частот в области межмолекулярных колебаний, ответственного (наряду с внутримолекулярными колебаниями) за сечение неупругого рассеяния;

б) имеющиеся данные содержали неодинаковые методические погрешности, возникающие из-за различия условий проведения эксперимента и методов его обработки. Зачастую отмеченные методические погрешности сравнимы или превышают эффекты, связанные с изменением температуры. Опубликованные результаты измерений, как правило, трудно использовать для адекватного сопоставления с расчетом, т.к. необходимые для этого характеристики экспериментальных установок часто в работах не приводятся;

в) адекватная проверка точности динамической модели замедлителя и ее параметров, которая проводится для каждой температуры отдельно, должны охватывать достаточно широкую область изменения импульса $\hbar\vec{a}$ и энергии ϵ нейтронов, где существенны эффекты химической связи [2,3].

Экспериментальные ДДС рассеяния при малых начальных энергиях использовались нами для получения параметров, определяющих диффузионные движения молекулы воды (в случае пара - трансляционные), и обобщенного спектра частот атома водорода в области межмолекулярных колебаний (в случае пара - свободных вращений молекулы), что позволило сформулировать феноменологические динамические модели воды и надкритического водяного пара.

Экспериментальные ДДС рассеяния, измеренные на более высоких начальных энергиях нейтронов, использовались для проверки точности этих моделей. Сравнение расчета с экспериментом показывает, что предложенные нами динамические модели как воды, так и водяного пара различной плотности позволяют описать эксперимент с приемлемой для прикладных целей точностью (10-20%). Эта точность вполне достаточна для реакторно-физических приложений.

Действительно, практика реакторно-физических расчетов показывает, что в большинстве случаев влияние точности динамической модели замедлителя невелико, хотя универсальных требований к ней сформулировать невозможно.

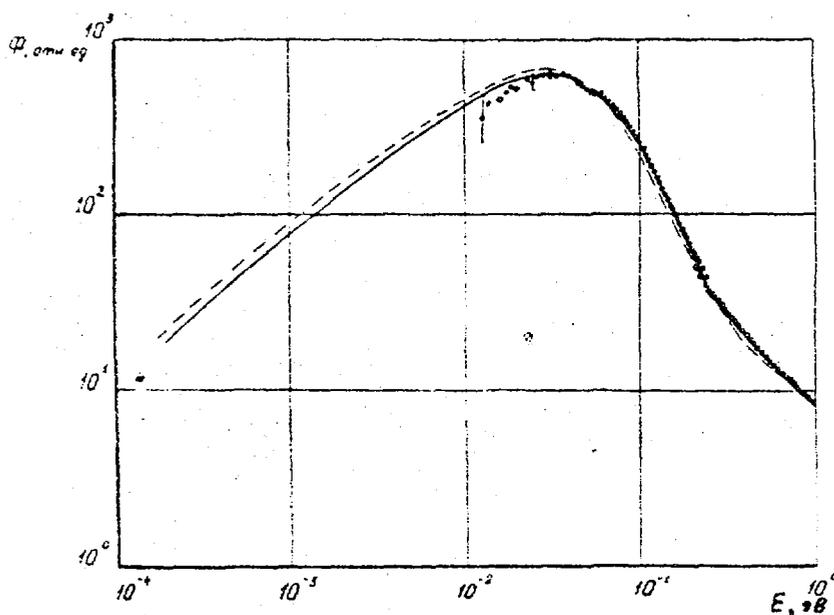


Рис. I. Спектр нейтронов в водяном замедлителе: \circ - эксперимент, $---$ - модель идеального газа, $---$ - модель жидкости

В качестве примера на рис. I показаны экспериментальный и расчетные спектры нейтронов в гетерогенном уран-водородном реакторе [4] на расстоянии примерно 1,5 см от топлива. Видно, что в данном случае даже спектры, рассчитанные по моделям жидкости и газа, отличаются между собой несущественно. Погрешность эксперимента превышает или сравнима с разницей расчетных спектров. Причины наблюдающихся в области низких энергий расхождений расчета с экспериментом не сводятся лишь к неточности динамической модели замедлителя. Поэтому вклад погрешности динамической модели в полную погрешность расчета спектра нейтронов можно оценить только в рамках конкретной методики (S_n -метод, метод Монте-Карло и т.д.).

В этой связи в дополнение к имеющимся результатам [2,3] нами по единой методике было проведено изучение влияния точности динамической модели воды на расчет критических параметров ряда

критсборок, описанных в работе [5]. Расчет проводился по программе ОМК-26 [6], реализующей метод Монте-Карло (в том числе и с применением теории возмущений), и по программе WERTER [7], реализующей метод вероятности первых соударений. В качестве "реалистической" динамической модели воды использовалась известная модель Хейвуда [22]. Затем рассчитывались эффекты реактивности, происходящие от замены этой модели на модель Нелкина и газовую модель.

В качестве примера приведем результаты расчета Кэф одной из критсборок. В рассматриваемой критсборке цилиндрическая активная зона диаметром 15,24 см и высотой 70,1 см окружена практически бесконечным водяным отражателем толщиной 30 см. В гомогенной активной зоне находится раствор UO_2F_2 в воде. Уран имеет обогащение 93,2% U^{235} . Концентрация урана в растворе 537 г/л, критзагрузка - 6,87 кг U^{235} , отношение числа ядер водорода к числу ядер U^{235} - 43,2.

Расчет по программе ОМК-26 дал для этой сборки значение Кэф=1,002±0,003. Замена модели Хейвуда на модель Нелкина для воды в активной зоне и отражателе приводит к увеличению Кэф на +0,8±0,3% Кэф, а на газовую модель - на 1,6±0,3% Кэф (расчет проведен по теории возмущений).

Расчет изменения критичности в области термализации нейтронов по программе WERTER при переходе от модели Хейвуда к модели Нелкина дал рост реактивности на +0,5%, а при переходе к газовой модели - на +1,8%.

Для других аналогичных критсборок с отношением ρ_n/ρ_s в интервале от 15 до 70 замена модели Хейвуда на модель Нелкина приводит к отличию Кэф в диапазоне от +0,3 до 0,9%, а при замене на газовую модель - от +1,5 до 2,0%. При этом следует отметить, что точность расчета реакторов методом Монте-Карло 0,3±0,7%, что сравнимо по порядку величины с изменением реактивности от замены модели Хейвуда на модель Нелкина.

Феноменологическая динамическая модель молекулы воды

Динамическая модель воды должна принимать во внимание три типа движения:

- а) движение центра тяжести молекулы;
- б) вращение молекулы в пространстве как целого относительно центра тяжести;
- в) движение отдельных атомов молекулы относительно друг друга (внутримолекулярные колебания).

В общепринятом приближении отсутствия корреляции между каждым из упомянутых типов движения, а также спинами атомов в молекуле, промежуточная функция для некогерентного рассеяния $\chi(\alpha, t)$ будет равна произведению промежуточных функций, описывающих движение каждого типа:

$$\chi_s(\alpha, t) = \chi_1(\alpha, t) \cdot \chi_2(\alpha, t) \cdot \chi_3(\alpha, t). \quad (1)$$

В свою очередь, как движение центра тяжести молекулы, так и вращательное движение относительно него могут быть представлены состоящими из двух компонент: медленной (диффузионной) и быстрой (квантотвердотельной, вращательно-колебательное движение в силовом поле соседей). В предположении независимости медленной и быстрой компонент обоих типов движения выражение (1) перепишем в виде:

$$\chi = \chi_{диф} \chi_{тв} \chi_3, \quad (2)$$

$$\chi_{диф} = \chi_1^{диф} \chi_2^{диф} = \chi_{тр}^{диф} \chi_{вр}^{диф},$$

$$\chi_{тв} = \chi_1^{тв} \chi_2^{тв} = \chi_{тр}^{тв} \chi_{вр}^{тв}.$$

Как следствие (2), полный закон рассеяния оказывается сверткой двух частных законов рассеяния:

$$S(\alpha, \epsilon) = \int S_{диф}(\alpha, \epsilon') S_{тв}(\alpha, \epsilon - \epsilon') d\epsilon', \quad (3)$$

один из которых отвечает процессам неупругого рассеяния:

$$S_{неупр}(\alpha, \epsilon) = \int S_{тр-вр}(\alpha, \epsilon') S_3(\alpha, \epsilon - \epsilon') d\epsilon', \quad (4)$$

а второй в случае жидкости соответствует квазиупругому рассеянию (ЗКУР):

$$S_{KB}(\alpha, \varepsilon) = \int S_{diff}^{mp}(\alpha, \varepsilon') S_{diff}^{lp}(\alpha, \varepsilon - \varepsilon') d\varepsilon'. \quad (5)$$

Запишем $S_{diff}^{lp}(\alpha, \varepsilon)$ в виде, предложенном Сирсом [8] *:

$$S_{diff}^{lp}(\alpha, \varepsilon) = j_0^2(\alpha z) \delta(\varepsilon) + \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell+1) j_{\ell}^2(\alpha z) S_{\ell}(\varepsilon), \quad (6)$$

где $j_{\ell}(\alpha z)$ - сферические функции Бесселя:

$$S_{\ell}(\varepsilon) = \int F_{\ell}(t) \exp(-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t) dt, \quad (7)$$

$$F_{\ell}(t) = (2\ell+1) \langle P_{\ell}[\cos \theta(t)] P_{\ell}[\cos \theta(0)] \rangle \quad (8)$$

- корреляционная вращательная функция, зависящая от типа вращающегося объекта и особенностей процесса вращения; $P_{\ell}[\cos \theta(t)]$ - полиномы Лежандра, $\theta(t)$ - угол, определяющий ориентацию молекулы в пространстве в момент времени t .

Подставляя (6) в (5), для ЗКУР получаем выражение:

$$S_{KB}(\alpha, \varepsilon) = S_{mp}(\alpha, \varepsilon) j_0^2(\alpha z) + \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell+1) j_{\ell}^2(\alpha z) \int S_{mp}(\alpha, \varepsilon') S_{\ell}(\varepsilon - \varepsilon') d\varepsilon', \quad (9)$$

в котором ряд при не слишком больших αz практически можно ограничить несколькими первыми членами.

Анализ формы естественной линии ЗКУР показал, что в широкой области температур (от комнатной до $t \approx 300^{\circ}C$) форма $S_{KB}(\alpha, \varepsilon)$ близка к лоренциану [9]. Сопоставление этого экспериментального факта с выражением (9) приводит к предположению, высказанному в [9]: вращательные функции $S_{\ell}(\varepsilon)$ существенно уже, чем естественная линия $S_{KB}(\alpha, \varepsilon)$ (как показывают оценки, для простейших моделей вращения это верно вплоть до $\ell \leq 3-4$). Тогда (9) приближенно может быть переписано в виде:

$$S_{KB}(\alpha, \varepsilon) \approx S_{mp}(\alpha, \varepsilon) \left[\sum_{\ell=0}^{\ell=3-4} (2\ell+1) j_{\ell}^2(\alpha z) \right], \quad (10)$$

причем оказывается, что сумма в квадратных скобках при $\ell \leq 3-4$ и $\alpha z \leq 3-4$ близка к 1. В этих условиях наличие вращательной диффузии не будет сказываться ни на форме $S_{KB}(\alpha, \varepsilon)$, ни на его угловой зависимости, а проявляется лишь в том, что на ее счет следует отнести часть интенсивности общей однолоренцовской кривой.

Таким образом, в принятой нами модели оказывается

$$\chi_{diff} = \chi_{mp}^{exp} \cdot \chi_{lp}^{diff} \approx \chi_{mp}^{diff} = \chi_{KB}. \quad (11)$$

С учетом сказанного выше, для практических расчетов полного закона рассеяния (3) нами использовалась следующая форма промежуточной функции рассеяния:

$$\chi(\alpha, t) = \chi_{KB}(\alpha, t) \chi_{diff}(\alpha, t), \quad (12)$$

где

$$\chi_{KB}(\alpha, t) = \exp[-\alpha^2 \gamma(\omega)] \cdot \exp\{-\alpha^2 \rho(\alpha) [\sqrt{t^2 + [\frac{\rho(\alpha)}{\kappa T}]^2} - \frac{t}{\kappa T} - \frac{\rho(\alpha)}{\kappa T}]\}, \quad (13)$$

*Применительно к воде такой подход носит весьма приближенный характер.

$$\chi_{\text{неупр}}(\alpha, t) = \exp[-\alpha^2 \gamma(\infty)] \{ \exp[-\alpha^2 \gamma(t)] - 1 \}, \quad (14)$$

$$\gamma(t) = \int \frac{g(\epsilon) e^{-\frac{\epsilon}{2kT}}}{2\epsilon \operatorname{sh} \frac{\epsilon}{2kT}} [1 - e^{-i \frac{\epsilon}{\hbar} t}] d\epsilon, \quad (15)$$

$$\gamma(\infty) = \int \frac{g(\epsilon) \cdot e^{-\frac{\epsilon}{2kT}}}{2\epsilon \operatorname{sh} \frac{\epsilon}{2kT}} d\epsilon. \quad (16)$$

$\alpha^2 p(\alpha) = \Delta E(\alpha)$ - полуширина естественной линии ЗКУР; будем считать ее одинаковой для атомов обоих сортов; $g_k(\epsilon)$ - обобщенный спектр частот (ОСЧ) k -ого атома. Промежуточная функция рассеяния (12) дает правильную асимптотику при больших и малых временах, удовлетворяет соотношению детального баланса. При описании неупругого рассеяния в ней использовано гауссовское приближение, тогда как в квазиупругой области этого ограничения нет. Парциальные законы рассеяния $S_k(\alpha, \epsilon)$, соответствующие отдельным атомам

$$S_k(\alpha, \epsilon) = \int \chi_k(\alpha, t) \exp(-i \frac{\epsilon}{\hbar} t) dt, \quad (17)$$

связаны с полным ДДС рассеяния на молекуле воды соотношением:

$$\frac{d^2 \tau}{\Omega d\epsilon} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{E_0}} [2 \tau_b^n S_H(\alpha, \epsilon) + \tau_b^o S_o(\alpha, \epsilon)], \quad (18)$$

где σ_b^n и σ_b^o - полные сечения рассеяния на связанных ядрах водорода и кислорода соответственно.

Таким образом, для получения из (12) ДДС рассеяния молекулы воды необходимо иметь: а) полуширину естественной линии ЗКУР и ее температурную зависимость $\Delta E(\alpha, T)$; б) обобщенные спектры частот атомов водорода и кислорода в молекуле воды и их температурные зависимости $g_k(\epsilon, T)$.

Расчет дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов водой

Полуширина естественной линии ЗКУР в температурном интервале 300-623 К экспериментально была получена в работе [9]. Для описания ее температурной зависимости использовалась модель Оскотского [10]:

$$\Delta E(\alpha, T) = \frac{2\hbar}{\tau_0} \left[1 + \alpha^2 D_0 \tau_0 - \frac{\exp[-\alpha^2 \gamma(\infty)]}{1 + \alpha^2 \tau_0 (R - D_0)} \right], \quad (19)$$

где $D_0 T$ - коэффициент диффузии центров колебаний молекулы; $\tau(T)$ - время оседлой жизни молекулы; $D(T)$ - полный коэффициент самодиффузии молекулы. Температурная зависимость параметров модели (19) $D_0(T)$ и $\tau(T)$, найденная в [9], приведена в таблице. Там же даны значения $D(T)$, взятые нами из [11].

Параметры модели Оскотского для воды

T, K	D_0 , см ² /с	D_0 , см ² /с	τ_0 , с
300	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$2,33 \cdot 10^{-12}$
400	$11,3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$0,72 \cdot 10^{-12}$
500	$24,0 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$0,46 \cdot 10^{-12}$
600	$46,5 \cdot 10^{-5}$	$15,2 \cdot 10^{-5}$	$0,42 \cdot 10^{-12}$

ОСЧ протона, необходимый для расчета неупругой составляющей ДДС, представляется в виде суммы двух частей: области, соответствующей межмолекулярным взаимодействиям (с весом 0,5) и области внутримолекулярных колебаний (деформационное колебание, $E \approx 200$ МэВ, с весом 0,167 и два валентных колебания $E \approx 450$ МэВ общим весом 0,333) [12].

Температурная зависимость области ОСЧ, соответствующей межмолекулярным взаимодействиям, в интервале 300–600 К была экспериментально определена нами в работе [13] (см. рис.2).

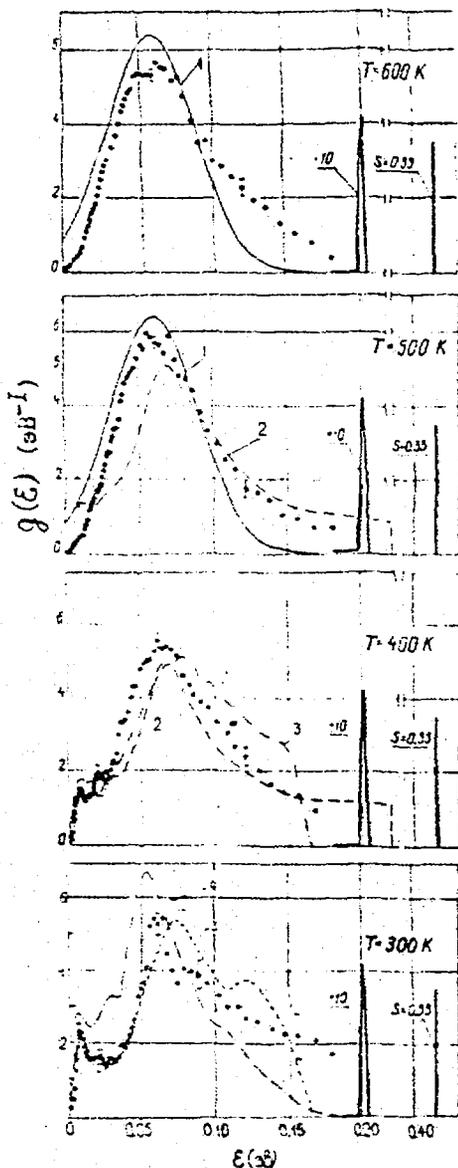


Рис.2.Обобщенный спектр частот протона в молекуле воды при различных температурах: • - эксперимент [12]; 1 - модель Эша [21]; 2 - модель Хейвуда [22]; 3 - эксперимент [23]; 4 - молекулярно-динамический расчет [15].

Область внутримолекулярных колебаний ОСЧ конструировалась по литературным данным [12]: деформационное колебание аппроксимировалось узким пиком с полушириной 2 МэВ, а оба валентных колебания одной δ -функцией. Температурной зависимости частот внутримолекулярных колебаний мы пренебрегаем, т.к. практического влияния на результат это обстоятельство не оказывало.

Полученный таким образом ОСЧ протона использовался также при оценке ОСЧ кислорода, для чего этот спектр поправлялся на соответствующие поляризационные факторы, которые брались из динамических расчетов решетки льда [14] или жидкой воды [15].

Расчетные ДДС рассеяния получались с помощью комплекса программ PRANA, включающего в себя, в частности, программы SCATL и FISC [16] и предназначенного для адекватного анализа экспериментальных ДДС с учетом основных методических эффектов:

а) эффекта многократного рассеяния нейтронов в образце:

$$(\text{ДДС})_{\text{полн.}} = (\text{ДДС})_{\text{окр.}} + (\text{ДДС})_{\text{мкр.}} \quad (20)$$

где в качестве $(\text{ДДС})_{\text{окр.}}$ используется выражение (18);

б) разрешающей способности спектрометра:

$$(\text{ДДС})_{\text{расч. адекв.}} = \int (\text{ДДС})_{\text{полн.}} R(\epsilon) d\epsilon, \quad (21)$$

где $R(\epsilon)$ - функция разрешения спектрометра, которая в области упругого рассеяния определялась экспериментально (по рассеянию на образце ванадия), а в неупругой области находилась расчетным путем [17]. Следовательно, с точностью до ошибок численных методов и знания условий эксперимента, необходимых для проведения адекватного расчета, степень совпадения или расхождения расчетных ДДС с экспериментальными могла быть практически полностью отнесена на счет корректности выбранной динамической модели и ее параметров.

Сравнение полученных нами экспериментальных и расчетных ДДС рассеяния медленных нейтронов водой представлено на рис. 3–5. Сечения при $E_0 = 8$ МэВ и $E_0 = 25$ МэВ рассчитаны без учета рассеяния на кислороде, при $E_0 = 256$ МэВ это рассеяние учтено (см. рис.5). В целом, можно констатировать, что согласие расчета и эксперимента удовлетворительное. Однако, имеют место и расхождения между ними, в частности, в области квазиупругого рассеяния при низких начальных энергиях ($E_0 = 8$ МэВ) и малых углах рассеяния. Причем, если полуширина расчетного квазиупругого пика практически не отличается от экспериментальной, то его интенсивность в расчете выше на 10–20%.

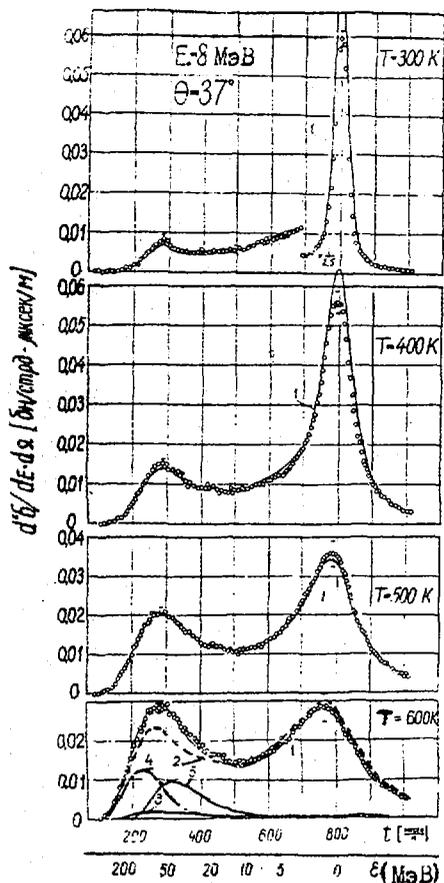


Рис.3. Абсолютные дважды дифференциальные сечения рассеяния молекулы воды при различных температурах для начальной энергии нейтронов $E_0=8$ МэВ: \circ - эксперимент [12]; 1 - расчет по модели, предложенной в настоящей работе; 2 - расчет на основе модели Эша [21]; 3 - вклад МКР; 4 - вклад многофононных процессов; 5 - вклад однофононных процессов

Одной из возможных причин этого явления могут быть аномалии в поведении квазиупругого рассеяния при малых передачах импульса, обнаруженные в ряде экспериментов и на других материалах [18]. Применительно к воде этот эффект не исследовался, и его детальное обсуждение выходит за рамки настоящей работы. Для целей реакторной физики указанные расхождения не имеют существенного значения.

На рис.6 часть наших экспериментальных ДДС представлена в форме закона рассеяния $S(\alpha, \beta)$,

$$\alpha = \frac{(\hbar \alpha \epsilon)^2}{2 \mu k T}, \quad \beta = \epsilon / k T.$$

На рис.7 приведена температурная зависимость дифференциальных по углу рассеяний $d\sigma/d\Omega$ для различных начальных энергий нейтронов, полученных из наших экспериментальных ДДС рассеяния. На рис.8 наши сечения $d\sigma/d\Omega$ для начальной энергии $E_0=256$ МэВ сравниваются с результатами Вейстера [19], относящимися к комнатной температуре.

Таким образом, представленная выше динамическая модель позволяет удовлетворительно описать процесс рассеяния медленных нейтронов водой в широком диапазоне динамических переменных α и ϵ и широком интервале температур, охватывающем почти всю область существования жидкой фазы воды.

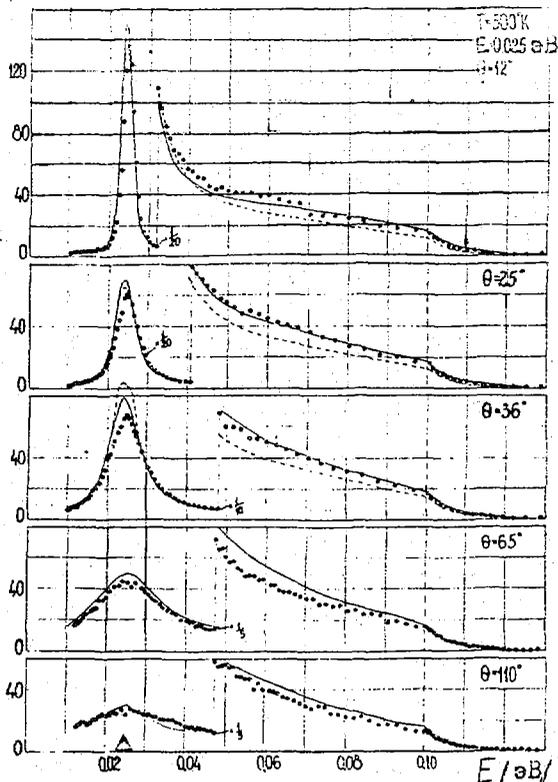


Рис.4. Абсолютные дважды дифференциальные сечения рассеяния молекулы воды при температуре $T=500$ К на различных углах рассеяния для начальной энергии нейтронов $E_0=25$ МэВ: \bullet - эксперимент [24]; — - расчет по модели, предложенной в настоящей работе

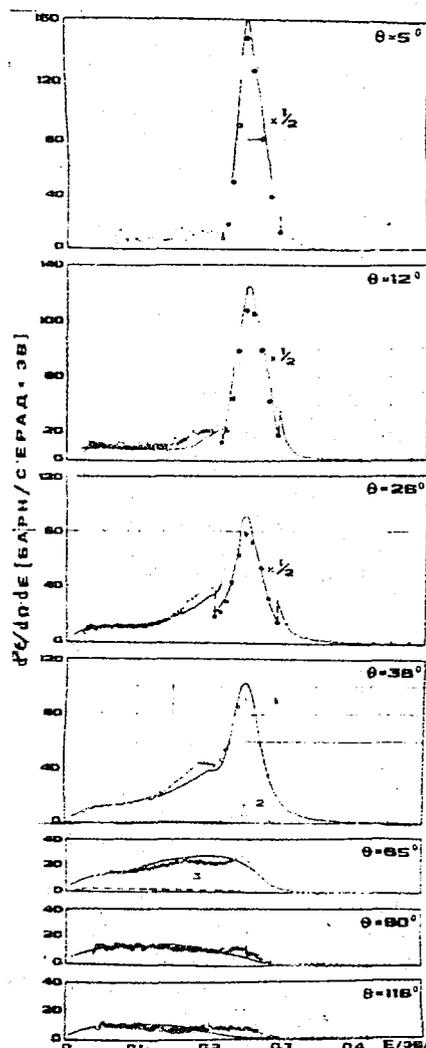
Дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водяным паром при надкритических температурах

На рис.9 представлены экспериментальные абсолютные ДДС рассеяния нейтронов начальной энергии $E_0=7,25$ МэВ водой при температурах 360°C на линии насыщения и надкритической температуре 400°C . В последнем случае измерения выполнены в пяти точках по плотности надкритического пара (от $\rho=0,32$ г/см³, близкой к критической плотности, до $\rho=0,005$ г/см³, при которой водяной пар находится в состоянии, близком к идеальному газу). На этом же рисунке приведены расчеты, выполненные по моделям "жидкой" воды, идеального газа мономеров, идеального газа димеров и "двухфазной" модели. Подробные описания моделей и методики расчета можно найти в [20]. ДДС рассеяния, рассчитанные на основе модели жидкости, уже при 360°C не описывают эксперимента, причем расхождения увеличиваются при переходе к надкритической температуре и продолжают расти по мере того, как плотность вещества в образце уменьшается. Модель идеального газа свободно вращающихся мономерных молекул H_2O хорошо описывает экспериментальные ДДС при малых плотностях водяного пара. Однако, при $\rho \approx 0,05$ г/см³ между расчетом и экспериментом как в трансляционной, так и в неупругой областях появляются расхождения, увеличивающиеся по мере возрастания плотности. В переходной области плотностей экспериментальные ДДС хорошо сливаются расчетом на основе "двухфазной" модели, т.е. как суперпозиция ДДС для идеального газа мономерных молекул воды и ДДС для модели "жидкости". При этом относительные "веса" (или концентрации) этих "фаз" меняются с изменением общей плотности системы, а их физические свойства предполагаются неизменными в пределах всей переходной области.

Относительные концентрации жидкой (сж) и газовой (сг) фаз, связанных с соотношением $s_g + s_l = 1$, дающие оптимальное списание экспериментальных ДДС расчетными, представлены на рис.10.

Рис.5. Абсолютные дважды дифференциальные сечения рассеяния молекулы воды при температуре $T=300$ К на различных углах рассеяния для начальной энергии нейтронов $E_0=206$ МэВ:

- - эксперимент [24]; 1 - расчет по модели, предложенной в настоящей работе; 2 - вклад кислорода; 3 - вклад H_2O



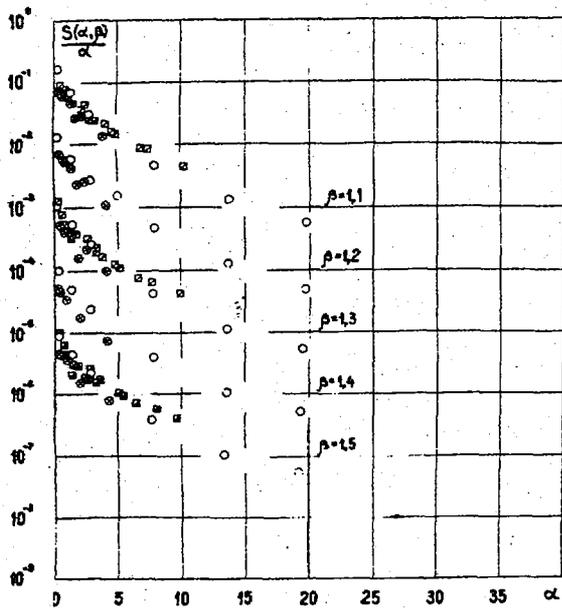


Рис.6. Закон рассеяния медленных нейтронов для воды: ● - T=300 К [24] ; ○ - T=400 К [24] ; □ - T=300 К [25]

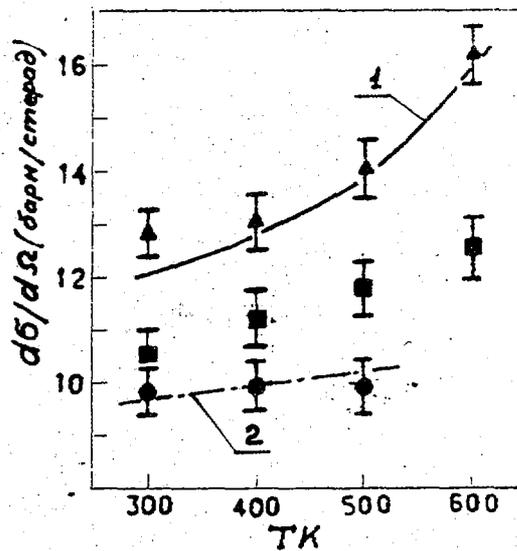


Рис.7. Абсолютные дифференциальные по углу сечения рассеяния молекулы воды при различных температурах для угла рассеяния $\theta = 37^\circ$: Δ - $E_0 = 8$ МэВ; \square - $E_0 = 25$ МэВ, \circ - $E_0 = 256$ МэВ; 1, 2 - расчет по модели, предложенной в настоящей работе

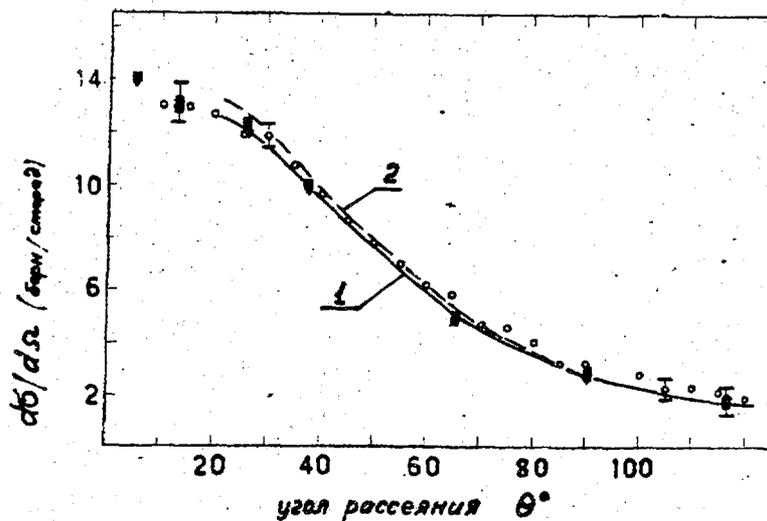


Рис.8. Абсолютные дифференциальные по углу сечения рассеяния молекулы воды при различных температурах для начальной энергии нейтронов $E_0 = 256$ МэВ:
 -300 К } - эксперимент [24] ;
 -400 К }
 -500 К }
 -300 К - эксперимент [19] . Расчет по модели, предложенной в настоящей работе: 1 - 300 К; 2 - 500 К

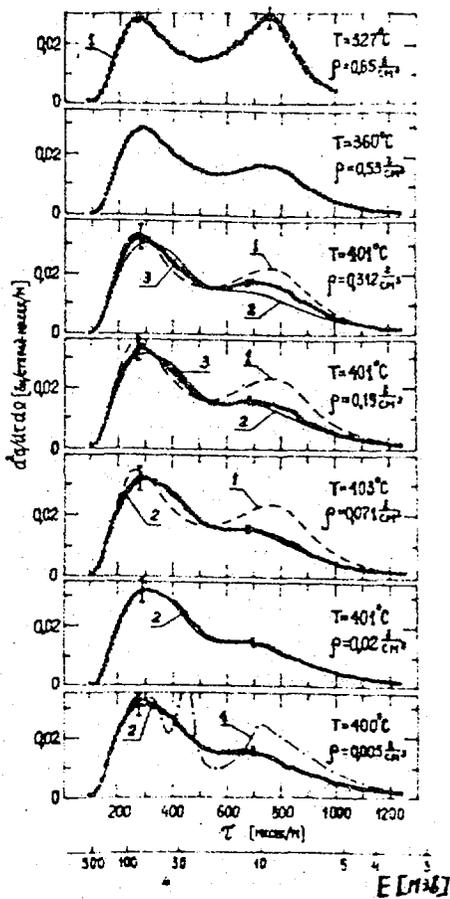


Рис.9 Дважды дифференциальные сечения рассеяния молекулы воды в надкритическом паре различной плотности для начальной энергии нейтронов $E_0 = 7,25$ МэВ и $\theta = 37^\circ$: \bullet - эксперимент [20]; 1 - расчет по модели "жидкости"; 2 - расчет по модели идеального газа мономерных молекул; 3 - расчет по "двухфазной" модели; 4 - расчет по модели идеального газа димеров

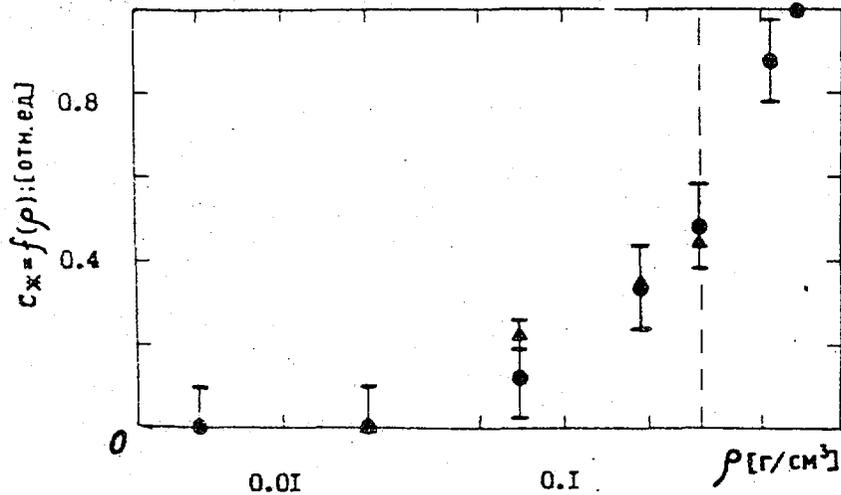


Рис.10. Зависимость относительной доли $C_{ж}$ "жидко-подобной" фазы от плотности водяного пара

Список литературы

1. Honeck H.C. ENDF- Evaluated Nuclear Data File // USAEC Report BNL-8381. 1965.
2. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов/ Под ред. Я.В.Шевелева. М.: Атомиздат, 1974.
3. Спектры медленных нейтронов: Сб. статей/ Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1971.
4. Колосов В.И., Пупко В.Я. // Атомная энергия. 1972. Т.33. Вып.1. С.579.
5. Handbook of experimental critically data. UKAEA, 1968. Part II.
6. Ионкин В.И., Чернуха А.Е. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып.7. С.73
7. Гомин Е.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.5(47). С.83.
8. Siers V. // Can. J. of Phys. 1967. V. 45. P.238.
9. Искандеров С.М., Новиков А.Г. // Журнал физической химии. 1982. Т.1VI, № 10. С.2396-2404.
10. Оскотский В.С. // Физика твердого тела. 1963. Т.5. С.1082.
11. Hausser R. // Z. fur Naturf. 1966. V. 21a. P.1410.
12. Nelkin M. // Phys. Rev. 1960. V.119, №3. P.741.
13. Новиков А.Г., Лисицкий Ю.В., Фомичев Н.К. // Журнал физической химии. 1986. Т.60, № 9, С.2233.
14. Frask H., Trevino S., Ganet J., Logan K. // J. of Chem. Phys. 1972. V.56, №7. P.3217.
15. Bernes M. // J. of Chem. Phys. 1983. V.75, №5. P.2385.
16. Лисицкий Ю.В., Довбенко А.Г., Ефименко Б.А. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1979. Вып.2(33). С.12.
17. Аленичева Т.В., Лисицкий Ю.В., Новиков А.Г. и др. Расчет функции разрешения двойного спектрометра медленных нейтронов по времени пролета: Препринт ФЭИ-1846. Обнинск, 1987.
18. Динамические свойства твердых тел и жидкостей/ Под ред. С.Лавси и Т.Шпрингера. Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
19. Бейстер Д. В кн.: Спектры медленных нейтронов . М.: Атомиздат, 1971. С.168.
20. Лисицкий Ю.В., Новиков А.Г., Фомичев Н.К. // Журнал физической химии. 1985. Т.59, №7. С.1671.
21. Esch K., Jeater M., Moore W., Seeman K. // Nucl. Sci. and Eng. 1971. V.46, №2. P.223.
22. Haywood B. // J. Nucl. Energy. 1967. V.21, №2. P.249.
23. Blankenhagen P. // Ber. Bunsenges Phys. Chem. 1972. V.76. P.891.
24. Новиков А.Г., Лисицкий Ю.В., Лифоров В.Г., Парфенов В.А. // Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.,1976. Ч.2. С.71.
25. Мостовой В.И., Дикарев В.С., Еремеев И.П. и др. // Труды 3-ей Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. 1965. С.280. Т.2. Физика реакторов.

Статья поступила в редакцию 15 мая 1988 г.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
НА ЯДРАХ ИЗОТОПОВ ^{52}Cr , ^{53}Cr и ^{27}Al

А.М.Крамаровский, Д.А.Немилов, А.А.Победоносцев, Е.Д.Тетерин

THE EXCITATION FUNCTIONS OF NEUTRON INELASTIC SCATTERING FOR ^{52}Cr , ^{53}Cr AND ^{27}Al . The neutron excitation functions of $^{52,53}\text{Cr}$ and ^{27}Al 5 MeV Van de Graaf was used as proton source, $T(p,n)$ -reaction was used neutron source. The incident neutron flux was measured by fission chamber. The associated γ -rays was registered by Ge(Li)-detector with 4 keV resolution. The samples of chromium and metallic aluminium were cylinders with diameters 32 and 30 mm accordingly, powdered Cr_2O_3 was in thin-walled cylinders. The excitation functions were found not smooth.

При неупругом рассеянии нейтронов с энергиями до нескольких МэВ на легких и средних ядрах наблюдаются значительные колебания вероятностей образования отдельных конечных возбужденных состояний в зависимости от энергии нейтронов [1,2,3]. Возникают они вследствие того, что из-за неоднородности энергий первичных нейтронов одновременно образуется ряд возбужденных состояний компаунд-ядра. С изменением энергии нейтронов варьирует и набор этих состояний компаунд-ядра, обладающих различными квантовыми характеристиками, в результате чего оказываются разными и вероятности заселения отдельных уровней. Для выяснения возможности селективного пропускания нейтронов отдельных энергетических групп, связанного с этим явлением, нами было предпринято изучение функций возбуждения образования нескольких низких уровней ядер при неупругом рассеянии нейтронов на ^{52}Cr , ^{53}Cr и ^{27}Al . Были получены сечения возбуждения для одного уровня ^{52}Cr , двух уровней ^{53}Cr и двух уровней ^{27}Al при неоднородности энергий нейтронов около 10 кэВ (на высоте половины максимума распределения). Кроме этого, выполнены измерения для тех же 2-х уровней ^{27}Al при худшей однородности энергий нейтронов ~ 30 кэВ с целью выяснения влияния степени однородности энергий нейтронов на получаемые результаты.

Измерения проводились методом определения сечений неупругого рассеяния нейтронов по мгновенному γ -излучению, сопровождающему этот процесс, метод подробно описан нами в работах [2,4]. Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)$. Использовались T - T мишени весом 0,2 мг cm^{-2} . Облучение мишеней проводилось пучком протонов от ускорителя ЭОТ-5. В качестве рассеивателей использовались образцы порошкообразного Cr_2O_3 , помещенного в тонкостенный плексигласовый контейнер цилиндрической формы диаметром 32 мм и высотой 36 мм. Степень обогащения по ^{53}Cr была 84,3% при плотном весе изотопа 23,06 г. Образцы из Al были также цилиндрической формы высотой 30 мм и диаметром 20 мм.

Поток нейтронов, облучающий образец, определялся с помощью миниатюрной ионизационной камеры со слоем ^{235}U по известному сечению реакции (n, f) . Камера крепилась непосредственно к исследуемому образцу. γ -кванты регистрировались Ge(Li) детектором объемом 45 cm^3 с разрешением 4 кэВ по линиям ^{60}Co , расположенным в защите от нейтронов на расстоянии 75 см от рассеивателя. В окончательные результаты вносились поправки на конечную геометрию согласно работе [5].

Полученные результаты представлены в виде табл. 1-6, а также графически на рис. 1 и 2. Во всех случаях функции возбуждения получились не плавными. Будучи сглаженными, они соответствуют значениям сечений, близких к приведенным в работе [5]. Для неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня ^{52}Cr в литературе имеются значительные расхождения. Наши результаты после усреднения лучше согласуются с данными работы [7].

Сравнение характера функций возбуждения, полученных при размытиях по энергиям нейтронов

для 2-х состояний возбуждения ^{27}Al , указывает на значительную зависимость величины колебаний значений сечения от однородности энергий нейтронов. В нашем случае наблюдались изменения сечений на отдельных уровнях в 2-3 раза. Следует ожидать, что при более высокой однородности энергии нейтронов они будут выражены еще ярче. Поэтому замедление нейтронов, обусловленное неупругим рассеянием, должно сильно зависеть от их энергии и для некоторых значений энергий нейтронов может наблюдаться повышенная проникаемость.

Таблица 1

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{52}Cr
с возбуждением уровня 1434 кэВ

E(кэВ)	σ (мб)	E(кэВ)	σ (мб)	E(кэВ)	σ (мб)
1500	23 \pm 10	1620	232 \pm 25	1800	308 \pm 25
1510	54 \pm 10	1630	198 \pm 20	1830	368 \pm 32
1520	107 \pm 15	1640	333 \pm 20	1860	336 \pm 30
1530	123 \pm 10	1650	227 \pm 15	1890	320 \pm 35
1540	105 \pm 12	1660	285 \pm 15	1920	393 \pm 35
1550	126 \pm 20	1670	270 \pm 25	1950	307 \pm 30
1560	152 \pm 15	1680	204 \pm 20	1980	401 \pm 35
1570	134 \pm 17	1710	245 \pm 25	2010	398 \pm 40
1580	186 \pm 25	1720	202 \pm 20	2040	315 \pm 30
1590	244 \pm 20	1740	151 \pm 20	2070	336 \pm 35
1600	170 \pm 15	1760	220 \pm 25	2100	352 \pm 40
1610	148 \pm 17	1770	280 \pm 30	2130	354 \pm 30
				2140	356 \pm 30

Таблица 2

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{53}Cr
с возбуждением уровня 564 кэВ

E(кэВ)	σ (мб)	E(кэВ)	σ (мб)	E(кэВ)	σ (мб)
630	37,8 \pm 14	1050	159 \pm 22	1590	256 \pm 38
660	128 \pm 9	1080	136 \pm 13	1620	345 \pm 44
690	183 \pm 20	1110	123 \pm 12	1650	341 \pm 45
720	147 \pm 28	1230	328 \pm 33	1680	311 \pm 32
750	92 \pm 9	1290	296 \pm 23	1710	314 \pm 34
810	127 \pm 30	1320	246 \pm 15	1740	297 \pm 38
840	90 \pm 20	1350	284 \pm 23	1770	253 \pm 27
870	89 \pm 40	1380	282 \pm 23	1800	241 \pm 29
900	149 \pm 23	1440	266 \pm 19	1830	275 \pm 44
930	164 \pm 16	1470	218 \pm 24	1860	264 \pm 37
960	140 \pm 22	1500	200 \pm 24	1890	235 \pm 28
990	157 \pm 36	1530	203 \pm 20	1920	213 \pm 43
1020	98 \pm 38	1560	167 \pm 13	1950	227 \pm 36
				1980	212 \pm 38

Таблица 3

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{53}Ce
с возбуждением уровня 1006 кэВ

E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)
1100	28 \pm 14	1500	280 \pm 33	1770	282 \pm 34
1230	87 \pm 15	1560	270 \pm 22	1800	278 \pm 34
1290	313 \pm 28	1590	217 \pm 32	1830	281 \pm 40
1320	368 \pm 25	1620	361 \pm 60	1860	273 \pm 27
1350	453 \pm 40	1650	379 \pm 40	1890	332 \pm 46
1380	366 \pm 48	1680	417 \pm 50	1920	250 \pm 35
1440	365 \pm 15	1710	388 \pm 40	1950	278 \pm 25
1470	326 \pm 40	1740	311 \pm 37	2010	295 \pm 21
				2040	255 \pm 20

Таблица 4

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{27}Al
с возбуждением уровня 843 кэВ при $\Delta E \sim 30$ кэВ

E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)
1100	17 \pm 10	1530	128 \pm 9	1920	139 \pm 9
1170	72 \pm 7	1560	126 \pm 8	1950	166 \pm 10
1200	102 \pm 7	1590	152 \pm 9	1980	125 \pm 8
1230	128 \pm 9	1620	152 \pm 8	2010	160 \pm 10
1260	168 \pm 10	1650	145 \pm 9	2040	201 \pm 12
1290	129 \pm 7	1680	181 \pm 9	2070	191 \pm 11
1320	115 \pm 8	1710	174 \pm 10	2080	198 \pm 14
1350	120 \pm 8	1740	162 \pm 9	2090	187 \pm 11
1380	60 \pm 9	1770	169 \pm 10	2100	156 \pm 8
1410	130 \pm 10	1800	110 \pm 7	2120	185 \pm 11
1440	177 \pm 10	1830	127 \pm 8	2130	186 \pm 11
1470	150 \pm 12	1860	133 \pm 9	2140	178 \pm 12
1500	140 \pm 7	1890	174 \pm 10	2150	205 \pm 14

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{238}U
с возбуждением уровня 843 кэВ при $\Delta E \sim 10$ кэВ

E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)
1120	40 \pm 5	1290	62 \pm 5	1450	159 \pm 12
1130	58 \pm 5	1300	63 \pm 5	1460	144 \pm 11
1140	76 \pm 7	1310	76 \pm 6	1470	148 \pm 10
1150	63 \pm 5	1320	47 \pm 5	1480	127 \pm 11
1160	40 \pm 5	1330	67 \pm 7	1490	123 \pm 10
1180	56 \pm 6	1340	52 \pm 6	1510	122 \pm 10
1190	69 \pm 7	1350	94 \pm 9	1520	152 \pm 12
1200	72 \pm 7	1360	90 \pm 9	1530	141 \pm 12
1210	114 \pm 9	1370	100 \pm 9	1540	140 \pm 11
1220	108 \pm 9	1380	107 \pm 10	1550	159 \pm 12
1230	149 \pm 10	1390	184 \pm 12	1560	203 \pm 15
1240	141 \pm 11	1400	174 \pm 12	1570	238 \pm 17
1250	199 \pm 14	1410	185 \pm 13	1580	261 \pm 16
1260	130 \pm 10	1420	181 \pm 12	1590	236 \pm 14
1270	94 \pm 9	1430	175 \pm 11	1600	214 \pm 13
1280	83 \pm 7	1440	167 \pm 10		

Таблица 56

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах
с возбуждением уровня 1013 кэВ при $\Delta E \sim 30$ кэВ

E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)
1100	0 \pm 10	1530	120 \pm 8	1920	157 \pm 8
1170	32 \pm 4	1560	135 \pm 8	1950	235 \pm 12
1200	76 \pm 5	1590	127 \pm 7	1980	252 \pm 11
1230	88 \pm 6	1620	153 \pm 9	2010	281 \pm 14
1260	92 \pm 6	1650	124 \pm 8	2040	296 \pm 15
1290	120 \pm 7	1680	148 \pm 8	2070	265 \pm 13
1320	119 \pm 7	1710	156 \pm 9	2080	217 \pm 12
1350	113 \pm 7	1740	196 \pm 10	2090	287 \pm 15
1330	78 \pm 6	1770	236 \pm 10	2100	272 \pm 14
1410	58 \pm 6	1800	196 \pm 10	2120	279 \pm 14
1440	69 \pm 5	1830	185 \pm 9	2130	234 \pm 11
1470	70 \pm 5	1860	155 \pm 8	2140	236 \pm 12
1500	99 \pm 6	1890	163 \pm 9	2150	272 \pm 14

Таблица 6

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{27}Al
с возбуждением уровня 1013 кэВ при $\Delta E \sim 10$ кэВ

E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)	E_n (кэВ)	σ (мб)
1120	0	1290	170 \pm 12	1450	94 \pm 9
1130	11 \pm 5	1300	152 \pm 12	1460	120 \pm 11
1140	21 \pm 5	1310	141 \pm 10	1470	152 \pm 13
1150	28 \pm 6	1320	108 \pm 10	1480	202 \pm 15
1160	47 \pm 7	1330	112 \pm 11	1490	174 \pm 14
1180	94 \pm 9	1340	65 \pm 7	1510	130 \pm 12
1190	112 \pm 10	1350	101 \pm 10	1520	141 \pm 12
1200	103 \pm 10	1360	100 \pm 10	1530	132 \pm 12
1210	101 \pm 10	1370	123 \pm 11	1540	134 \pm 14
1220	88 \pm 9	1380	110 \pm 11	1550	159 \pm 15
1230	123 \pm 10	1390	107 \pm 10	1560	203 \pm 16
1240	90 \pm 9	1400	72 \pm 8	1570	264 \pm 17
1250	132 \pm 11	1410	62 \pm 7	1580	297 \pm 18
1260	116 \pm 10	1420	58 \pm 6	1590	224 \pm 16
1270	125 \pm 11	1430	69 \pm 7	1600	177 \pm 14
1280	167 \pm 12	1440	88 \pm 9		

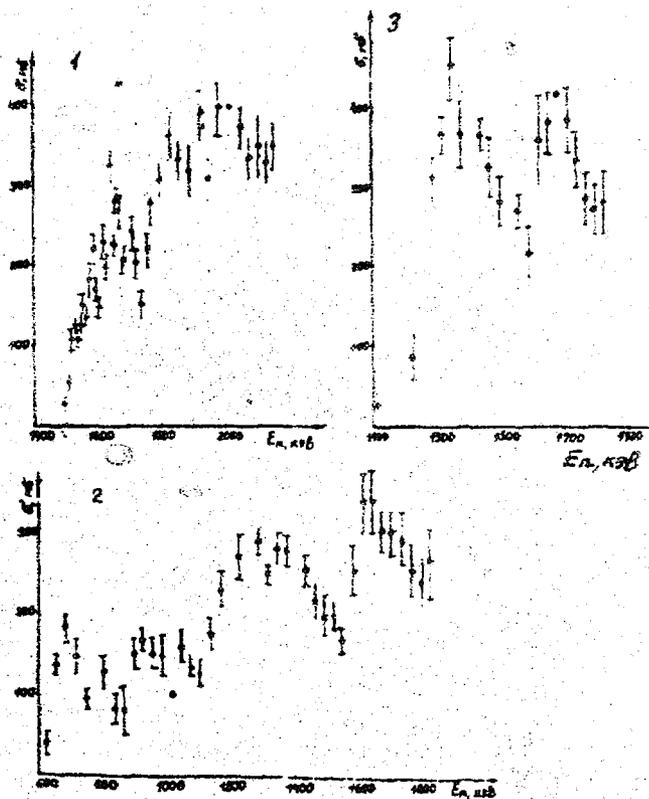


Рис. 1. Сечения образования уровней возбуждения Cz в зависимости от энергии нейтронов: 1 - ^{52}Cz уровень 1434 кэВ; 2 - ^{53}Cz уровень 534 кэВ; 3 - ^{53}Cz уровень 1006 кэВ

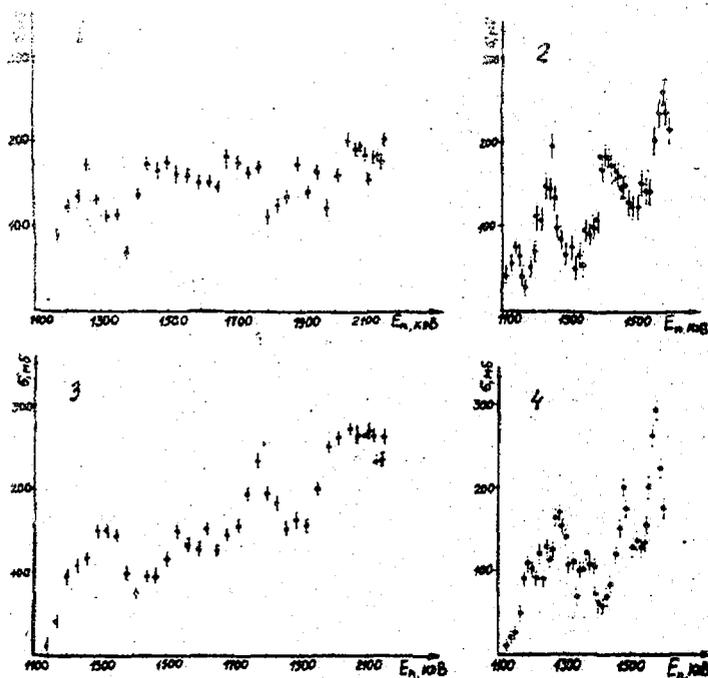


Рис.2. Сечения образования 2-х нижних возбужденных состояний ядра ^{27}Al в зависимости от энергии нейтронов:
 1 - уровень 843 кэВ. Толщина $\text{Tl}-\text{T}$ мишени $0,7 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$, $\Delta E \sim 30 \text{ кэВ}$;
 2 - уровень 843 кэВ. Толщина $\text{Tl}-\text{T}$ мишени $0,2 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$, $\Delta E \sim 10 \text{ кэВ}$;
 3 - уровень 1013 кэВ. Толщина $\text{Tl}-\text{T}$ мишени $0,7 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$, $\Delta E \sim 30 \text{ кэВ}$;
 4 - уровень 1013 кэВ. Толщина $\text{Tl}-\text{T}$ мишени $0,2 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$, $\Delta E \sim 10 \text{ кэВ}$

Список литературы

1. Попов В.И. и др. // Известия АН СССР. 1973. Т.37, № 3. С.1764.
2. Donati D.R. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V.16, №3. P.939.
3. Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А. и др. // Нейтронная физика. 1984. Т.3. С.134.
4. Немилев Ю.А., Победоносцев Л.А. и др. // Ядерная физика. 1979. Т.29, № 3. С.589.
5. Корж И.А., Мищенко В.И. и др. // Ядерная физика. 1984. Т.35, № 5. С.1097.
6. Dickens J.K. // Nucl. Instr. and Meth. 1972. V.98, №3. P.451.
7. Karatzas P.T., Couchell G.R., Barnes B.K. // Nucl. Science and Eng. 1978. V.67. P.34.

Статья поступила в редакцию 5 августа 1988 г.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{242}Cm ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛНОГО ФАЙЛАЛ.А.Баханович, А.Б.Клепацкий, В.М.Маслов, Д.В.Породзинский,
Е.Ш.Суховицкий

EVALUATED NEUTRON DATA FOR ^{242}Cm . The experimental data on fission, capture, inelastic scattering, $(n,2n)$, $(n,3n)$ and other cross sections are scarce or completely unavailable. As a consequence theoretical models and various parameter systematics are extensively used. The data obtained are compared with previous evaluations. Severe differences are found.

Необходимость проведения оценки нейтронных данных изотопов урания обусловлена достаточно большим их содержанием в топливе ядерных энергетических установок. Описанный ниже полный файл ^{242}Cm является первым в ряду выполняемых в ИЯЭ АН БССР оценок урановых изотопов для отечественной библиотеки БРОНД. Ввиду практически полного отсутствия экспериментальных данных оценка проведена на основе теоретических расчетов и известных систематик модельных параметров.

Область разрешенных резонансов (10^{-5} - 155 эВ)

Оценка параметров разрешенных резонансов основывалась на нейтронных ширинах работы [1]. Хотя резонансы ^{242}Cm в этой работе измерены до энергии 265 эВ, однако в области 155-235 эВ, где резонансы не обнаружены, они наверняка пропущены. Поэтому область разрешенных резонансов ограничена энергией 155 эВ. В работе [1] измерены также полные ширины первых трех резонансов, однако полная ширина резонанса 37,49 эВ аномально высока, что противоречит систематике изотопической зависимости радиационных ширин. Мы считаем, что высокое значение Γ_r связано с недостаточно хорошим разрешением эксперимента и неточным знанием функции разрешения. В работе [2] измерены площади под четырьмя первыми резонансами деления, что позволило, используя Γ_f и Γ_n первых двух резонансов из [1], оценить их делительные и радиационные ширины. Радиационная ширина остальных резонансов равна средней из первых двух. Это определило делительные ширины резонансов 37,49 эВ и 60,1 эВ, для остальных резонансов Γ_f приняты равными средней величине. Параметры отрицательного резонанса выбраны так, чтобы описать величины оцененных сечений захвата и деления в тепловой точке, которые основаны на результатах работы [3]; Радиус потенциального рассеяния взят из расчетов методом связанных каналов с потенциалом, полученным ранее в работе [4]. Оцененные сечения в области 10^{-5} - 155 эВ могут быть получены из оцененных резонансных параметров (табл.1) по одноуровневому формализму Брейта-Вигнера.

Таблица I

Оцененные резонансные параметры ^{242}Cm

E_0 , эВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_r , мэВ
-3,0	1,817	10,44	33,7
13,62	1,82	1,36	32,84
30,33	3,1	7,25	47,65
37,5	4,4	7,25	33,7
60,1	23,6	1,93	33,7
89,3	12,5	4,45	33,7

Продолжение таблицы 1

E_0 , эВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_{Σ} , мэВ
103,4	5,4	4,45	33,7
130,7	3,6	4,45	33,7
148,7	24,0	4,45	33,7
154,6	11,5	4,45	33,7

Оцененные сечения в тепловой точке практически совпадают с оценками других авторов и приведены в табл.2.

Таблица 2

Оцененные значения сечений ^{242}Cm при энергиях
0,0253 эВ, барн

σ_{tot}	σ_{ng}	σ_{nf}	σ_{np}
33,43	16,66	5,0	11,77

Средние параметры по области разрешенных резонансов равны:

$$\langle D \rangle = 8,0^{+2,0}_{-1,2} \text{ эВ}; \quad S_0 = (0,84 \pm 0,39) \cdot 10^{-4};$$

$$\langle \Gamma_f \rangle = 4,45 \pm 1,5 \text{ мэВ}; \quad \langle \Gamma_n \rangle = 33,7 \pm 8,0 \text{ мэВ}.$$

При определении $\langle D \rangle$ и $\langle \Gamma_n \rangle$ принято во внимание, что резонансы измерялись на образце с малым (8,7%) содержанием исследуемого изотопа. Поэтому пропуск уровней ^{242}Cm обусловлен не только их малостью и группировкой, но и наложением на уровни других изотопов, содержащихся в образце.

Область неразрешенных резонансов (0,155 - 42,1 кэВ)

Верхняя граница области неразрешенных резонансов определена положением первого возбужденного уровня ^{242}Cm . Средние резонансные параметры получены с учетом вклада S , ρ и d -волн, причем вклад d -волны в рассчитываемые величины сечений составляет ~2%.

Среднее расстояние между уровнями принято зависящим от энергии, а его значение при $E_n = 155$ эВ равно среднему из области разрешенных резонансов для $J = 1/2$. Силовые функции $S_0 = 0,925 \cdot 10^{-4}$ и $S_1 = 2,95 \cdot 10^{-4}$ получены расчетом по обобщенной оптической модели. Ширина радиационного захвата $\langle \Gamma_f \rangle = 33,7$ считалась не зависящей от энергии для всех каналов реакции.

При расчете зависящих от энергии делительных ширин принято, что параметры (высоты и кривизны) барьеров деления постоянны для всех каналов, число которых равно $2J + 1$. Из расчетных и экспериментальных данных [5] следует, что один из барьеров деления составного ядра ^{242}Cm меньше энергии связи нейтрона. Поэтому средние делительные ширины рассчитывались в одnogорбом приближении. Параметры барьера деления, полученные из описания экспериментальных данных по σ_{nf} [6] в области до 1,5 МэВ, были слегка изменены, чтобы описать среднее значение $\langle \Gamma_f \rangle = 4,45$ МэВ из области разрешенных резонансов. Расчет с полученными параметрами в среднем описывает данные единственного измерения [2] σ_{nf} в данной энергетической области. Для описания структуры данных [2] в принятом в оценке энергетическом разбиении делительные ширины были перенормированы и приняты в качестве оцененных.

Область энергий быстрых нейтронов (42,1 кэВ - 20 МэВ)

Экспериментальные данные в этой энергетической области, за исключением сечения деления в узкой области до 1,5 МэВ, отсутствуют. Поэтому оценка основана на расчетах по обобщенной оптической и статистической моделям ядра. В расчетах использован оптический потенциал работы [4]. Параметры деформации ^{242}Cm $\beta_2 = 0,2$ и $\beta_3 = 0,053$ определены с учетом предсказываемой микроскопическими расчетами изотопической зависимости этих величин и значений силовой функции S_0 , оцененной в области разрешенных резонансов. Оцененные значения полного сечения, сечений образования составного ядра, прямого упругого и неупругого рассеяния и их угловых распределений, а также нейтронные проникаемости получены с использованием указанного выше потенциала. Сечение деления до энергии 1,5 МэВ оценено по экспериментальным данным [6], все другие сечения, проходящие через стадию образования составного ядра, и сечение деления выше 1,5 МэВ получены из расчетов по статистической модели. Необходимая в расчетах плотность уровней и переходных состояний деления определена из модели сверхтекучего ядра с учетом вращательных и колебательных мод и параметрами, полученными ранее для группы ядер [7] и учитывающими различие в симметрии переходных конфигураций на первом и втором барьерах деления. Параметры барьеров деления составных ядер ^{242}Cm и ^{241}Cm , необходимые для расчета сечений реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$, определены с учетом данных по делимости заряженными частицами [5,8].

Проникаемости радиационного захвата рассчитывались по модели каскадного испускания γ -квантов с энергетической зависимостью спектрального фактора $f(E, \epsilon_\gamma)$ в виде двугорбой кривой Лоренца.

При энергиях налетающих нейтронов выше ~ 5 МэВ существенным становится учет процесса предравновесного испускания нейтронов, доля которого определена по данным для ^{238}U , где этот процесс хорошо изучен, а ее отличие для ^{242}Cm рассчитаны с учетом четно-нечетных эффектов.

Сравнение с результатами других оценок

В отличие от оценок ENDF/B-V 9 и Maino et al. [10] наши параметры разрешенных резонансов включают делительные ширины, полученные из экспериментальных данных [2] и поэтому представляются нам более надежными. В области неразрешенных резонансов основные различия оценок связаны с величинами средних делительных ширин: наши значения $\langle \Gamma_f \rangle$ примерно в 10 раз выше и описывают экспериментальные данные [2], появившиеся после проведения оценок [9] и [10]. Сравнение оценок σ_{nf} и $\sigma_{n\gamma}$ в быстрой области энергий приведено на рис. 1 и 2. Из рис. 1 видно, что наша оценка хорошо согласуется с оценкой [10] и практически совпадает с ней от 0,7 до 7 МэВ, так как обе использовали для получения σ_{nf} данные по делимостям из работ [5,8]. В области выше порога $(n, n'f)$ -реакции различия оценок обусловлены, по-видимому, разными значениями оцененных сечений образования составного ядра и принятых порогов деления составных ядер ^{242}Cm и ^{241}Cm .

Наибольшие различия наблюдаются в оцененных сечениях радиационного захвата (рис. 2). Наши данные по $\sigma_{n\gamma}$ лежат выше оценок других авторов, что является следствием более низкого значения $\langle \rho \rangle$.

Полный файл оцененных нейтронных данных ^{242}Cm передан в Центр по ядерным данным.

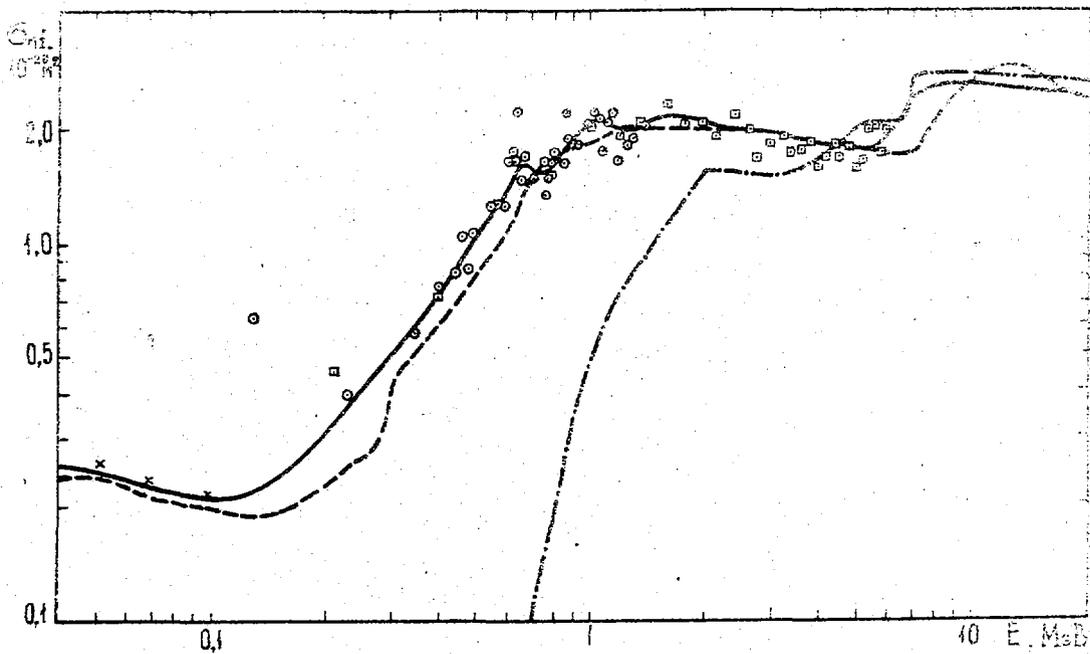


Рис.1. Сравнение оценок σ_{ν} настоящей работы (—), работ [9] (---) и [10] (-.-.-) с экспериментальными данными [2] - x, [5,8] - □ и [6] - ○

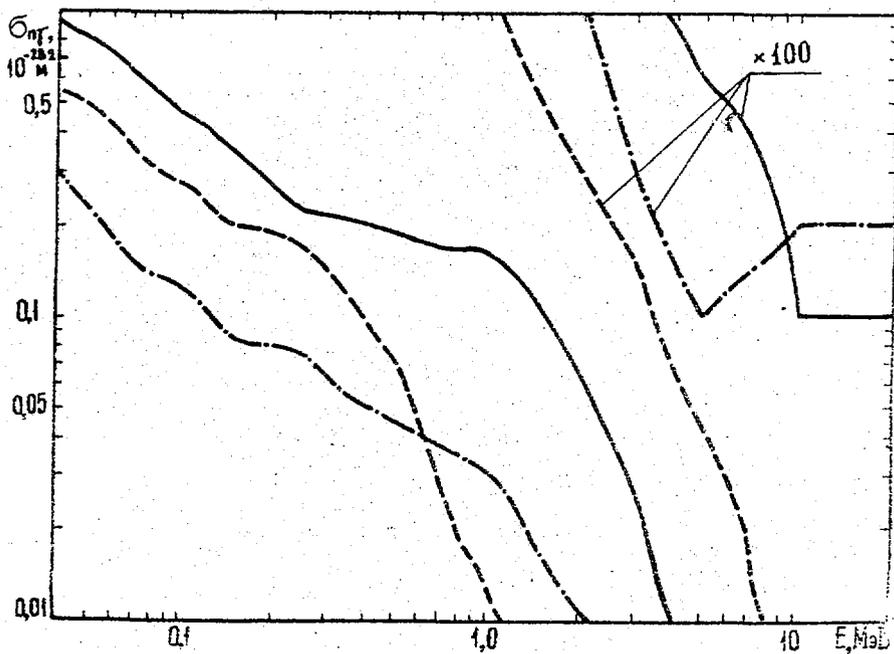


Рис.2. Сравнение различных оценок $\sigma_{\nu}^{242\text{Ст.}}$. Обозначения кривых-см.рис.1

Список литературы

1. Артамонов В.С., Иванов Р.Н., Калевин С.М. и др. // Материалы 4-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике, Киев, 18-22 апр. 1977 г. / М.: ЦНИИатоминформ, 1977. Ч.2. С.257-259.
2. Alam B., Block R.C., Slavacek R.E., Haff R.W. Measurement of the Fission Cross Section of ^{242}Cm // Transactions of the American Nuclear Society. 1987. V.53. P. 467-468.
3. Ihle H., Michael H., Nrubert A. et al. Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry. 1972. V.34, №8. P.2427-2437.
4. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1982. Вып. I(45). С. 29.
5. Gavron A., Britt H.C., Konecny E. et al. Phys. Rev. C. 1976. V.13, №6. P.2374-2384.
6. Воротников П.Е., Дмитриев С.В., Молчанов Ю.Д. и др. // Ядерная физика. 1984. Т.5(II). С. II41.
7. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. // Ядерная физика. 1985. Т.42. Вып.3(9). С. 569.
8. Britt H.C., Wilhelmy J.B. Nucl. Sci. Eng. 1979. V.72. P.222-229.
9. Mann F.M., Benjamin R.W., Howerton R.J. et al. Evaluated Nuclear Data File/B, Version V, MAT 1451. 1978.
10. Maino G., Manapace E., Motta M., Vaccari M. Evaluation of ^{242}Cm Neutron Cross Sections from 10^{-3} eV to 15 MeV // Report TIB-FICS(82)-2, Bologna, Italy. 1982. P.79.

Статья поступила в редакцию 10 сентября 1988 г.

УДК 539.170.013

ИЗВЛЕЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗ ДАННЫХ ПО ПРОПУСКАНИЯМ ОБРАЗЦАМИ РАЗНЫХ ТОЛЩИН

В.К.Басенко, Г.А.Прокопец

THE ENERGY DEPENDENCE STATISTICAL CHARACTERISTICS OF TOTAL NEUTRON CROSS SECTION FROM TRANSMISSION DATA. New approach to the processing data on neutron transmission experiments in the energy region of unresolved resonances is described. The efficiency and reliability of the method is demonstrated for several cases by determination of the total cross-sections moments the same as the lowest and highest their values at the energy interval covered by neutron beam. The comparison with other known approaches to the problem is carried out.

Анализ пропусканий нейтронов сплошного спектра как функции от толщины образца давно и успешно применяется в физике реакторов для нахождения групповых констант наряду с данными экспериментов высокого энергетического разрешения [1-3]. В то же время известно, что по мере роста энергии нейтронов аппаратное разрешение ΔE становится недостаточным для надежной идентификации резонансной структуры, так что важность экспериментов по пропусканию в качестве источника информации о средних на интервале ΔE характеристиках энергетической зависимости полных сечений здесь возрастает.

Для параллельного пучка нейтронов с плотностью энергетического распределения $\varphi(E)$ пропускание образцом $T(y)$ толщиной d и объемной плотностью ядер n определяется как

$$T(y) = \int_0^{\infty} P(E) \exp[-y\tilde{\sigma}_t(E)] dE, \quad (1)$$

где введены обозначения: $y = nd$;

$$P(E) = \frac{\varphi(E)}{\int_0^{\infty} \varphi(\varepsilon) d\varepsilon}$$

и $\tilde{\sigma}_t(E)$ - полное сечение взаимодействия нейтронов энергии E с ядрами образца. Полагая в дальнейшем, что энергетическое распределение $\varphi(E)$ достаточно узкое в том смысле, что его ширина на полувысоте ΔE значительно меньше характерного интервала изменения эффективности детектора нейтронов с энергией, мы отождествляем пропускание (1) с измеряемым в эксперименте отношением скоростей счета в прошедшем через образец и падающем потоке нейтронов при обычном условии, что сдвиг по энергии при неупругом рассеянии для ядер образца заметно превышает ΔE и введены обычные поправки на рассеяние в детектор. Легко видеть из (1), что измеряя пропускание T при разных толщинах y и, следовательно, считая функцию $T(y)$ в принципе известной, мы сразу же можем связать результаты таких измерений с совокупностью начальных моментов

$$\langle \tilde{\sigma}_t^{\nu} \rangle = \int_0^{\infty} P(E) \tilde{\sigma}_t^{\nu} dE, \quad (2)$$

характеризующих энергетическую зависимость полных нейтронных сечений на интервале ΔE ($\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$).

$$\langle \tilde{\sigma}_t^{\nu} \rangle = (-1)^{\nu} \lim_{y \rightarrow 0} \frac{\partial^{\nu} T(y)}{\partial y^{\nu}}; \quad \nu \geq 0, \quad (3)$$

$$\langle \tilde{\sigma}_t^{\nu} \rangle = \frac{1}{(\nu-1)!} \int_0^{\infty} y^{\nu-1} T(y) dy, \quad \nu < 0 \quad (4)$$

Дальнейшее изложение относится к алгоритму расчетов на основании формул (3,4).

Экспериментальная информация непосредственно доступна в виде дискретного набора величин $T(y_i)$, полученных при конечном числе M значений y_i . В этот набор не входят граничные точки $y = 0$ и $y = \infty$, также как и точки, прилегающие к ним сколь угодно близко. Поэтому воспользоваться выражением (3,4) для нахождения $\langle \tilde{\sigma}_t^{\nu} \rangle$ возможно только путем экстраполяции поведения $T(y_i)$ в измеренной области значений y_i на всю область определения. Эта задача существенно облегчается тем обстоятельством, что даже в случае быстроосциллирующей около среднего зависимости $\tilde{\sigma}_t(E)$ функция $T(y)$ сохраняет достаточно плавный характер. Будучи представлены в форме

$$T(y_i) = \exp[-y_i \tilde{\sigma}_{\text{эп}}(y_i)], \quad (5)$$

экспериментальные результаты для $\tilde{\sigma}_{\text{эп}}(y_i)$ имеют тенденцию следовать кривым невысокого порядка по y . Поэтому кажется целесообразным осуществить операции численного дифференцирования и интегрирования в (3,4) путем аппроксимации дискретного набора $\tilde{\sigma}_{\text{эп}}(y_i)$ подходящим аналитическим выражением, которое учитывает физические требования, ограничивающие его вид условиями вблизи $y \rightarrow 0$ и $y \rightarrow \infty$. Такими естественными требованиями являются:

а) конечность и неотрицательность $\tilde{\sigma}_{\text{эп}}(y)$ во всей области определения, в том числе при $y \rightarrow 0$ и $y \rightarrow \infty$;

б) выполнение условия $\lim_{y \rightarrow \infty} \tilde{\sigma}_{\text{эп}}(y) = \tilde{\sigma}_{t \text{ min}}$, (6)

где $\bar{\sigma}_{t, \min}$ - наименьшее на интервале усреднения значение полного сечения взаимодействия, так что должно иметь место

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{эфф}}(y)}{\partial y} = 0; \quad (7)$$

в) как следует из (3), семиинварианты полного сечения при усреднении на интервале ΔE просто выражаются через производные $\bar{\sigma}_{\text{эфф}}(y)$ в нуле:

$$\alpha_{\nu+1} = (-1)^\nu \cdot (\nu+1) \lim_{y \rightarrow 0} \frac{\partial^\nu \bar{\sigma}_{\text{эфф}}(y)}{\partial y^\nu}; \quad \nu \geq 0. \quad (8)$$

В частности, $\alpha_1 \equiv \langle \bar{\sigma}_t \rangle = \bar{\sigma}_{\text{эфф}}(0)$; $\alpha_2 \equiv \beta_{\sigma_t} = -2 \frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{эфф}}(0)}{\partial y}$,

что налагает условие неположительности в нуле первой производной:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{эфф}}(0)}{\partial y} \leq 0. \quad (9)$$

Имея в виду необходимость численного интегрирования (4) для нахождения "обратных" моментов сечения ($\nu < 0$), желательно вместо переменной y ввести такую переменную z , которая стремилась бы к конечному пределу при стремлении $y \rightarrow \infty$ и приводила бы автоматически к выполнению на бесконечности условия (7). Нами было выбрано преобразование переменных

$$z = \frac{2}{\pi} \arctg(\lambda y), \quad (10)$$

где $\lambda > 0$ и

$$\lim_{y \rightarrow 0} z(y) = 0; \quad \lim_{y \rightarrow \infty} z(y) = 1. \quad (11)$$

При таком выборе условие (7) выполняется, поскольку $\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\partial z}{\partial y} = 0$. Дополнительным преимуществом преобразования (10) является возможность аппроксимации $\bar{\sigma}_{\text{эфф}}$ ортогональными полиномами с конечным интервалом ортогонализации:

$$\bar{\sigma}_{\text{эфф}}(\lambda, z) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} A_k(\lambda) T_k^*(z). \quad (12)$$

Здесь $T_k^*(z) = \sum_{j=0}^k \beta_j^{(k)} \cdot z^j$ - сдвиг полинома Чебышева. Параметры аппроксимации λ, A_k, k_{\max} , найденные по методу наименьших квадратов, обычно удовлетворяют условиям, сформулированным в пунктах а - в. Определенные таким образом функции $\bar{\sigma}_{\text{эфф}}(\lambda, z)$ позволяют, исходя из формул (3, 4, 6, 8), извлечь информацию о статистических характеристиках энергетической зависимости полных нейтронных сечений, таких как набор "прямых" ($\nu \geq 0$) и "обратных" ($\nu < 0$) начальных или центральных моментов, а также $\bar{\sigma}_{t, \min}$. При этом погрешности коэффициентов A_k и, соответственно, извлекаемых моментов получаются естественным образом из матрицы ошибок.

Объективность и степень точности такого рода метода извлечения статистических характеристик энергетической зависимости полных нейтронных сечений из данных по пропусканиям при разных толщинах была проверена путем обратной процедуры свертывания реальных функций возбуждения $\bar{\sigma}_t^v(E)$, полученных в условиях высокого разрешения, и пучков в форме функции Гаусса или прямоугольной формы шириной ΔE согласно (1) для генерации модельной функции пропускания $T(y)$. Экспериментальные погрешности имитировались случайным разбросом полученных модельных величин в пределах $\pm 3\%$ ошибки, типичной в измерениях пропускания. Функции возбуждения брались из атласа KFK-1000. Для ряда этих функций возбуждения сравнивались статистические характеристики, полученные прямым усреднением $\bar{\sigma}_t^v(E)$ согласно определению (2), и полученные из анализа модельных пропусканий. Типичный результат такого сравнения дается в табл. I.

Таблица I

Статистические характеристики энергетической зависимости полных сечений для хрома из данных, полученных с хорошим разрешением.

Характеристики	750,1 ≤ E ≤ 889,7 кэВ		905,2 ≤ E ≤ 1049,9 кэВ	
	усреднение $\bar{\sigma}_t(E)$	анализ модельных $T(y)$	усреднение $\bar{\sigma}_t(E)$	анализ модельных $T(y)$
$\langle \bar{\sigma}_t \rangle, \delta$	3,028	3,036 ± 0,005	2,788	2,787 ± 0,001
$D\bar{\sigma}_t, \delta^2$	1,205	1,26 ± 0,01	1,201	1,143 ± 0,007
$\mu_{\bar{\sigma}_t}^{(3)}, \delta^3$	0,453	0,75 ± 0,02	1,68	1,06 ± 0,03
$\langle \bar{\sigma}_t^{-1} \rangle, \delta^{-1}$	0,381	0,380	0,413	0,412
$\langle \bar{\sigma}_t^{-2} \rangle, \delta^{-2}$	0,168	0,168	0,194	0,194
$\langle \bar{\sigma}_t^{-3} \rangle, \delta^{-3}$	0,085	0,085	0,103	0,102
$\langle \bar{\sigma}_t^{-4} \rangle, \delta^{-4}$	0,048	0,048	0,060	0,059
$\langle \bar{\sigma}_t^{-5} \rangle, \delta^{-5}$	0,029	0,029	0,037	0,036
$\bar{\sigma}_{tmin}$	1,189	1,182 ± 0,005	1,251	1,366 ± 0,001
F_t	0,748	0,747 ± 0,002	0,762	0,763
$(\bar{\sigma}_{tmin})\varphi$	1,189	1,183 ± 0,006	1,251	1,26 ± 0,08
$(\bar{\sigma}_{tmax})\varphi$	5,873	6,3 ± 0,2	7,365	6,4 ± 0,7

Использованы данные по $\bar{\sigma}_t(E)$ для естественной смеси изотопов хрома в интервале энергий 750,1 ≤ E ≤ 889,7 кэВ и 905,2 ≤ E ≤ 1049,9 кэВ. На рис. I показаны соответствующие участки $\bar{\sigma}_t(E)$. В обоих случаях значение параметра K_{max} в (12), которое обеспечивает минимум χ^2 , равнялось $K_{max} = 3$. Видно, что согласие в целом хорошее и нарушается только для семиинвариантов α_j с $j > 3$, в то время как обратные моменты воспроизводятся обычно вплоть до $|j| = 5$. Существует также тенденция к завышению извлекаемых из анализа пропусков $T(y)$, минимальных на интервале величин сечений $\bar{\sigma}_{tmin}$.

С целью улучшить ситуацию с определением $\bar{\sigma}_{tmin}$, а также имея в виду необходимость нахождения такой важной величины, как наибольшее на интервале значение полного сечения $\bar{\sigma}_{tmax}$, процедура обработки данных по пропуску была дополнена приближенным вычислением $\varphi(x)$ - плотности вероятности наблюдения на интервале ΔE величины

$$x = \alpha \cdot (1/\bar{\sigma}_t) - \beta, \quad (13)$$

где:

$$\alpha = \frac{2\bar{\sigma}_{tmax}\bar{\sigma}_{tmin}}{(\bar{\sigma}_{tmax} - \bar{\sigma}_{tmin})}; \quad \beta = \frac{\bar{\sigma}_{tmax} + \bar{\sigma}_{tmin}}{\bar{\sigma}_{tmax} - \bar{\sigma}_{tmin}}.$$

Не теряя общности, всегда можно представить $\varphi(x)$ в виде полиномиального ряда

$$\varphi(x) = \sum_p B_p P_p(x), \quad (14)$$

где $P_p(x)$ - полиномы Лежандра. Коэффициенты B_p могут быть теперь вычислены исходя из требования неотрицательности $\varphi(x)$ во всех точках области определения x и воспроизведения всей совокупности ранее найденных "прямых" ($\nu > 0$) и "обратных" ($\nu < 0$) моментов $\langle \bar{\sigma}_t^\nu \rangle$. В частности, определение переменной x в форме (13) позволяет обеспечить простой алгоритм вычисления B_p по обратным моментам, так как $B_p = \frac{2^{p+1}}{2} \langle P_p(x) \rangle$. Тогда число членов ряда (14)

ограничено числом известных обратных моментов, так что обычно $\nu_{max} \leq 5$. Условия неотрицательности $\varphi(x)$ и воспроизводимости вычисленных по $\varphi(x)$ первых прямых моментов сечения

$$\langle \sigma_t^{-n} \rangle = 2^n \int_{-1}^1 \frac{\varphi(x)}{(x+\beta)^n} dx \quad (15)$$

выполняются путем вариации параметров α и β и, следовательно, ведут к нахождению $\sigma_{t,min}$ и $\sigma_{t,max}$. На рис.2а показана определенная таким образом плотность вероятности $\varphi(I/\sigma_t)$, полученная путем моделирования $T(y)$ по экспериментальным данным $\sigma_t(E)$ для ядер хрома в интервале энергий $1074,1 \leq E \leq 1204,8$ кэВ совместно с распределением, непосредственно рассчитанным для этого участка функции возбуждения (гистограмма). Принимая во внимание негладкий характер экспериментального распределения, полученного на конечном числе интервалов, общее соответствие обоих распределений может считаться удовлетворительным. Особенно это проявляется при сравнении извлекаемых значений $\sigma_{t,min}$ и $\sigma_{t,max}$ с их реальными значениями (см.табл.1). Однако, несмотря на общность примененного метода, ограниченное количество определенных моментов и возможные их погрешности в некоторых случаях не позволяют найти значения $\sigma_{t,min}$ и $\sigma_{t,max}$, удовлетворяющие условию неотрицательности $\varphi(x)$. Поэтому проверялась также возможность нахождения $\varphi(\sigma_t)$ путем априорного задания типа распределения. Хорошие результаты (см.рис.2б,3) дает использование двухпараметрического бета-распределения, параметры которого фиксируются только значениями $\langle \sigma_t^{-2} \rangle$ и $\langle \sigma_t^{-1} \rangle$. Качество воспроизведения совокупности обратных моментов и $\sigma_{t,min}$, $\sigma_{t,max}$ примерно такое же, как в первом случае. Положительным обстоятельством здесь является отсутствие присущей форме (14) трудности с реализацией положительности $\varphi(x)$, однако это достигается за счет меньшей степени общности, так как вопрос о применимости бета-распределения к анализу достаточно обширного круга видов функции возбуждения не исследовался. Следует подчеркнуть, что к понятию плотности вероятности для сечения на интервале усреднения мы прибегаем только для извлечения единственной характеристики - $\sigma_{t,max}$, тогда как информация о моментах $\langle \sigma_t^{-n} \rangle$ извлекается независимым образом непосредственно из данных о пропусканиях $T(y)$. В отличие от других исследований такого рода [2,5], функция распределения сечений задается в нашем случае на интервале $\sigma_{t,min} \leq \sigma \leq \sigma_{t,max}$, а не в области $0 \leq \sigma < \infty$, не исключая возможность наблюдения с конечной вероятностью в пределах ΔE очень больших величин сечения или их неоправданно малых значений. К достоинствам предлагаемой методики следует отнести также и простоту алгоритма, исключающего необходимость численного решения интегральных уравнений [2] и связанных с этим неустойчивостей или необходимость обращения к конкретной теоретической модели [3,4]. Следует еще сделать замечание относительно влияния на извлекаемые значения $\langle \sigma_t^{-n} \rangle$ формы пучка $P(E)$. В расчетах проверялась такая чувствительность в двух случаях: для равномерного распределения с шириной ΔE и гауссовой формы с той же шириной на половине высоты. Различия не превышали 1%.

В дальнейшем метод обработки кривых пропускания был применен к реальным экспериментальным данным по пропусканиям $T(y)$. В качестве объекта сравнения были выбраны данные для естественного урана. Уран считается довольно хорошо изученным элементом с точки зрения знания его групповых констант в области плохо разрешенных резонансов $2 \leq E \leq 100$ кэВ. Однако и в этом случае разброс данных разных авторов по средним групповым полным сечениям превышает указываемые погрешности, а для факторов резонансного самоэкранирования $F_t = \frac{\langle \sigma_t^{-1} \rangle}{\langle \sigma_t^{-2} \rangle \langle \sigma_t^{-1} \rangle}$ различия достигают десятков процентов (см., например, [5,6]). В значительной мере это связано с поведением экспериментальных значений для пропускания при очень малых толщинах ($d < 0,5$ см), где проведение измерений связано с большими трудностями технического характера.

Поэтому, имея в виду прежде всего проверку адекватности предлагаемой нами процедуры анализа данных по пропусканиям, мы выбрали данные работы [5], полученные в широком интервале толщин $d > 0,5$ см, где результаты различных авторов в общем согласуются. В оригинале эти данные обрабатывались методом наименьшего направленного расхождения [2]. В табл.2. приведены извлеченные нами групповые константы урана, а также результаты анализа в оригинальной работе [5] и рекомендации БНАБ-78 [7].

Таблица 2

Групповые константы урана

Интервал энергий, кэВ (# группы БНАБ)	Источник	$\langle \sigma_t \rangle, \delta$	F_t
4,6 - 10 (I2)	Наст. раб.	$16,19 \pm 0,02$	$0,686 \pm 0,002$
	[5]	$16,4 \pm 0,3$	0,68
	[7]	15,88	0,668
10 - 21 (II)	Наст. раб.	$14,46 \pm 0,11$	$0,772 \pm 0,007$
	[5]	$14,5 \pm 0,2$	$0,76 \pm 0,002$
	[7]	14,48	0,755
21 - 46 (I0)	Наст. раб.	$13,56 \pm 0,03$	$0,831 \pm 0,003$
	[5]	$13,5 \pm 0,2$	$0,83 \pm 0,02$
	[7]	13,46	0,855
46 - 100 (9)	Наст. раб.	$12,79 \pm 0,05$	$0,908 \pm 0,005$
	[5]	$12,71 \pm 0,1$	0,914
	[7]	12,57	0,915

Рис.3 иллюстрирует вид извлеченной плотности распределения полных сечений $\varphi(\sigma_t)$ для II группы ($\sigma_{tmin} = (7,0 \pm 0,3) \text{ б}$; $\sigma_{tmax} = (45 \pm 4) \text{ б}$) совместно с полученным в [5]. Степень согласия во всех случаях вполне приемлема. Аналогичное сравнение проведено и для полученных в работе [8] данных по пропусканиям квазимонохроматических пучков быстрых нейтронов естественной смеси изотопов хрома, также являющегося важным для ядерной энергетики элементом. В табл.3 приведены результаты для двух значений средних энергий нейтронов $\langle E \rangle$, указаны также ширины ΔE энергетического распределения падающего пучка на полувысоте.

Таблица 3

Статистические характеристики энергетической зависимости полных нейтронных сечений для естественной смеси изотопов хрома

$\langle E \rangle, \text{кэВ}$ ($\Delta E, \text{кэВ}$)	660 (150)		820 (140)	
	$\langle \sigma_t \rangle, \delta$	$3,029 \pm 0,017$	2,814	$2,99 \pm 0,04$
$D\sigma_t, \delta^2$	$3,11 \pm 0,20$	2,02	$1,60 \pm 0,07$	1,65
$\langle \sigma_t^{-1} \rangle, \delta^{-1}$	0,440	0,455	0,416	0,431
$\langle \sigma_t^{-2} \rangle, \delta^{-2}$	0,256	0,279	0,219	0,236
$\langle \sigma_t^{-3} \rangle, \delta^{-3}$	0,189	0,231	0,137	0,159
F_t	0,568	0,580	0,636	0,630
Источник	Наст. раб.	[8]	Наст. раб.	[8]

Зависимости от энергии средних полных сечений хрома и факторов самоэкранировки в области $0,49 \leq E \leq 1,355$ МэВ, которые получены нами из анализа пропусканий [8], показаны на рис.4 совместно с результатами авторов [8]. Видно, что различия в нахождении величин $\langle \sigma_t \rangle$ в обоих методах анализа здесь составляют в среднем ~5%. Аномально большое различие в точке $\langle E \rangle = 0,553$ МэВ обусловлено, главным образом, относительно худшим качеством исходных экспериментальных данных в связи с излишне малой шириной пучка. Если исключить эту точку из рассмотрения, то различия в извлеченных полных сечениях будут в среднем около 3%. При этом полученные нами значения $\langle \sigma_t \rangle$ оказываются несколько выше даваемых авторами [8] при более низких энергиях и несколько ниже в верхней части энергетической области. Величины F_t различаются в среднем на ~4%, преимущественно за счет небольшого превышения над значениями [8] для $E > 1$ МэВ. Будучи усреднены по групповым интервалам (разбиение БНАБ [7]), наши результаты довольно неплохо согласуются с данными, приведенными в работе [9] из анализа по методу [3] и с данными работы [10] из анализа по методу [2] (см. табл.4).

Таблица 4
Групповые константы для естественной смеси изотопов хрома

Номер группы	Энергетический интервал, МэВ	$\langle \sigma_t \rangle$, барн			F_t		
		наст. раб.	[9]	[10]	наст. раб.	[9]	[10]
5	1,4 ÷ 0,8	3,19	3,06	3,42	0,678	0,682	0,62
6	0,8 ÷ 0,4	3,22	3,24	3,26	0,548	0,554	0,51

Наблюдаемые различия меньше 10% и отражают существующую необходимость в дальнейшем уточнении групповых констант хрома.

Что касается расчетов, использующих экспериментальные данные по детальному ходу $\sigma_t(E)$, то, как видно из рис.4, где показаны значения $\langle \sigma_t \rangle$ и F_t , полученные путем усреднения измерений КГК-1000 в тех же интервалах, что и анализируемых данных по пропусканиям [8], сечения оказываются в среднем ниже, а факторы самоэкранирования выше, чем извлекаемые из экспериментов по пропусканию. Как правило, это свидетельствует о пропуске резонансов и сглаживании минимумов вследствие конечности энергетического разрешения в измерениях $\sigma_t(E)$.

Простота использованных алгоритмов позволила провести расчеты на малой ЭВМ СОУ-1, обладающей памятью и быстродействием примерно такими же, как и у широко известной Электроники-60. Рабочие программы написаны на языке Бейсик, время расчета моментов $\langle \sigma_t \rangle$ из данных по пропусканиям 2-3 мин., определение σ_{tmin} и σ_{tmax} занимает около 30 мин.

В заключение можно утверждать, что предложенный в настоящей работе метод извлечения статистических характеристик энергетической зависимости полных нейтронных сечений из данных по пропусканиям образцами разных толщин обладает достаточной степенью объективности и точности.

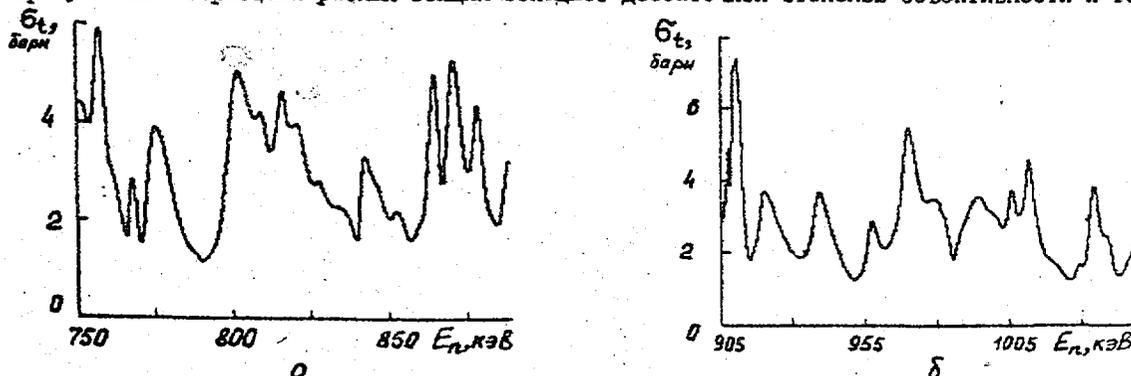


Рис.1. Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений хрома в диапазоне энергий $750,1 \leq E \leq 889,7$ кэВ (а), $905,2 \leq E \leq 1049,9$ кэВ (б) (данные КГК-1000)

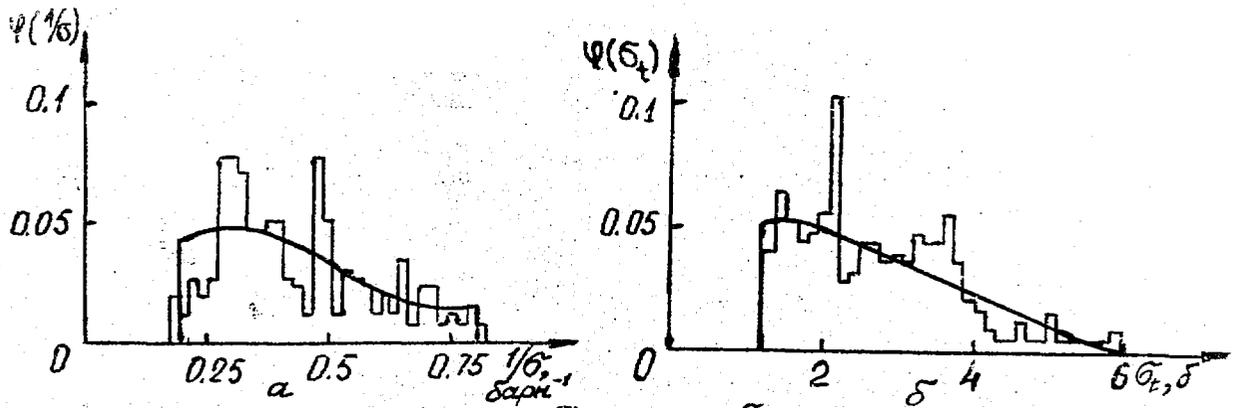


Рис.2. Плотность распределения $\psi(1/\tilde{\sigma}_\epsilon)$ (а) и $\psi(\tilde{\sigma}_\epsilon)$ (б) для хрома в энергетическом интервале $1074,1 \leq E \leq 1204,8$ кэВ. Гистограмма - результат непосредственного подсчета из экспериментальной функции возбуждения, сплошная линия - расчет по описанному методу.

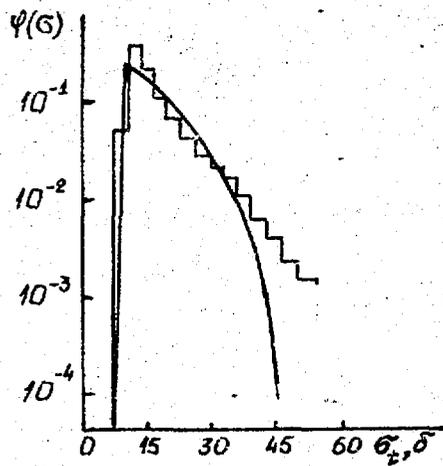


Рис.3. Плотность распределения $\psi(\tilde{\sigma}_\epsilon)$ для урана (II группа). Гистограмма - данные работы [5], сплошная линия - расчет по описанному методу.

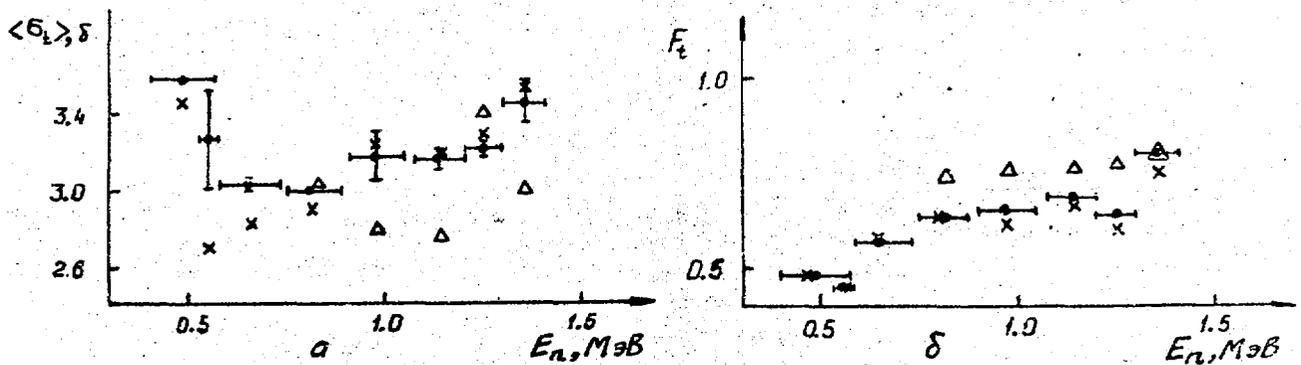


Рис.4. Средние сечения $\langle \tilde{\sigma}_\epsilon \rangle$ (а) и факторы резонансного самоэкранирования F_ϵ (б) для хрома в диапазоне энергий $490 \leq E \leq 1355$ кэВ. \blacksquare - данные настоящей работы, \times - данные работы [8], \triangle - усреднения данных НИК-1000

Список литературы

1. Николаев М.Н., Филиппов В.В. // Атомная энергия. 1963. Т.15. Вып.6. С.493.
2. Тараско М.З. Метод минимума направленного расхождения в задачах поиска распределений: Препринт ФЭИ-1446. Обнинск, 1983.
3. Комаров А.В., Лукьянов А.А. // Атомная энергия. 1982. Т.53. Вып.6. С.392.
4. Ваньков А.А., Украинцев В.Ф., Янева Н.Б. и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа ^{239}Pu // Сообщение РЗ-83-51, ОИЯИ, Дубна, 1983.
5. Филиппов В.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып.4. С.33.
6. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1983. Вып. 3(52). С. 27.
7. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981. С.231.
8. Овдиенко В.Д., Складар Н.Т., Сметанин Г.А. и др. В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИАтоминформ, 1984. Т.3. С.84.
9. Возяков В.В., Комаров А.В., Кривцов А.С. В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИАтоминформ, 1984. Т.3. С.107.
10. Филиппов В.В. В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИАтоминформ, 1984. Т.3. С.107.

Статья поступила в редакцию 14 июля 1988 г.

УДК 539.170

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ В R - МАТРИЧНОЙ ТЕОРИИ

А.А.Лукьянов, А.Г.Высоцкий, Н.Б.Янева*

AVERAGE CROSS-SECTIONS IN R-MATRIX THEORY. The analytical method for resonance cross-section averaging is proposed. In frames of R-matrix formalism and using our statistical model of resonance cross-section the general formula for average capture cross-section is constructed exactly.

При описании средних по резонансам сечений нейтронных реакций обычно пользуются формулами Хаузера-Фешбаха с поправками на эффект флуктуаций резонансных параметров [1,2]. При этом используются некоторые приближения, связанные либо с одноуровневым описанием резонансных сечений в интервале усреднения, либо с предположением о большом числе каналов реакций [2,3]. В данной работе, используя предложенную нами ранее упрощенную модель многоуровневого описания энергетической структуры сечений с учетом интерференции резонансов [2,4], предлагается аналитический метод построения средних сечений, не зависящий от соотношения между средними ширинами и расстояниями между уровнями.

* Институт ядерных исследований НРБ, София.

Модель резонансных сечений

В качестве исходного воспользуемся выражением для диагонального элемента матрицы столкновений в формализме R-матрицы [1]:

$$S_{nn}(E) = e^{-2i\varphi} [(1-iR)^{-1}(1+iR)]_{nn}, \quad (1)$$

где φ - фаза потенциального рассеяния, а R-матрица с элементами.

$$R_{nc}(E) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} / (E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda}/2), \quad (2)$$

где радиационные каналы учитываются соответствующей мнимой добавкой к энергии $i\Gamma_{\lambda}/2$ [1,2]. Ограничимся здесь примером одноканального упругого рассеяния с конкурирующим радиационным захватом. Тогда вместо матрицы (2) будем иметь функцию

$$R = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} / (E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda}/2) = s \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} / (\varepsilon + \pi\lambda + d_{\lambda} - iy), \quad (3)$$

где: $s = \pi \Gamma_n / 2D$, $y = \pi \Gamma_{\lambda} / 2D$, $\varepsilon = \pi(E_0 - E) / D$, $\alpha_{\lambda} = \Gamma_{\lambda n} / \Gamma_n$, $d_{\lambda} = \pi(E_{\lambda} - E - \lambda D) / D$, D - среднее расстояние между резонансами. Соответствующая функция рассеяния -

$$S = e^{-2i\varphi} \left(\frac{2}{1-iR} - 1 \right) \quad (4)$$

определяет энергетическую зависимость сечений: полного -

$$\sigma(E) = 2[1 - \text{Re} S(E)] = 4[\cos^2 \varphi - \text{Re} e^{-2i\varphi} (1-iR)^{-1}], \quad (5)$$

и радиационного захвата -

$$\sigma_{\gamma}(E) = 1 - |S|^2 - 2i(R^* - R) / (1 - iR)^2 \quad (6)$$

в рассматриваемой модели [4,5].

Под средним значением некоторого физического функционала $F(R)$ будем понимать результат усреднения F как по интервалу энергии (группе), содержащему большое число резонансов, так и по статистическим функциям распределения параметров α_{λ} и d_{λ} :

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\Delta\varepsilon} \int d\varepsilon \prod_{\lambda} \int F(\varepsilon, \alpha_{\lambda}, x_{\lambda}, \dots, d_{\lambda}, d_{\lambda}, \dots) P(\alpha_{\lambda}) d\alpha_{\lambda} V(d_{\lambda}) dd_{\lambda}, \quad (7)$$

где

$$P(\alpha_{\lambda}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_{\lambda}} \exp(-\alpha_{\lambda}/2) \quad (8)$$

- распределение Портгера-Томаса [2]. Для величин d_{λ} мы выбрали распределение типа Коши:

$$V(d_{\lambda}) = \frac{\delta}{\pi} \frac{1}{d_{\lambda}^2 + \delta^2} \quad (9)$$

с шириной распределения δ $-\infty < d_{\lambda} < \infty$.

Среднее полное сечение

Найдем предварительно среднее значение $\exp iRt$ в нашей модели

$$\begin{aligned} \langle e^{iRt} \rangle &= \frac{1}{\Delta\varepsilon} \int d\varepsilon \prod_{\lambda} \int \frac{d\alpha_{\lambda}}{\sqrt{2\pi}\alpha_{\lambda}} \int \frac{dd_{\lambda}}{d_{\lambda}^2 + \delta^2} \cdot \frac{\delta}{\pi} \cdot \exp\left(\frac{ist\alpha_{\lambda}}{\varepsilon + \pi\lambda + d_{\lambda} - iy} - \frac{\alpha_{\lambda}}{2}\right) = \\ &= \frac{1}{\Delta\varepsilon} \int d\varepsilon \prod_{\lambda} [1 - 2ist / (\varepsilon + \pi\lambda - iy)]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (10)$$

($y = y + \delta$). Интеграл по δ вычисляется здесь как контурный методом вычета. Распространяя суммирование по λ (3) от $-\infty$ до $+\infty$, воспользуемся формулой для бесконечного произведения (см. [6] с.51):

$$\prod_{\lambda=-\infty}^{\infty} \left(1 - \frac{2ist}{\epsilon + \pi\lambda - iy'}\right) = \frac{\sin(\epsilon - iy' - 2ist)}{\sin(\epsilon - iy')} \quad (II)$$

тогда

$$\langle \exp(iRt) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\epsilon \sqrt{\frac{\sin(\epsilon - iy')}{\sin(\epsilon - iy' - 2ist)}} = e^{-st} \quad (I2)$$

Вычисляя интеграл методом вычета, мы воспользовались периодичностью подынтегральной функции, заменив усреднение по энергии нахождение среднего по периоду $-\frac{\pi}{2} < \epsilon < \frac{\pi}{2}$ значения.

Полученный результат позволяет определить среднее значение функционала $(I - iR)^{-1}$ в (5), используя интегральное тождество:

$$\langle \frac{1}{1 - iR} \rangle = \int_0^{\infty} dt e^{-t} \langle e^{iRt} \rangle = \frac{1}{1 + S} \quad (I3)$$

Соответственно,

$$\langle S \rangle = e^{-2i\varphi} \frac{1 - S}{1 + S} \quad (I4)$$

и

$$\langle S^2 \rangle = 4 \left(\sin^2 \varphi + \frac{S}{1 + S} \cos 2\varphi \right), \quad (I5)$$

что полностью аналогично известным из теории резонансных реакций выражениям для средней функции рассеяния и усредненного по резонансам полного сечения [1,2].

Подобным способом нетрудно показать, что

$$\langle \left(\frac{1}{1 - iR} \right)^m \rangle = \frac{1}{m!} \int_0^{\infty} t^m dt e^{-t} \langle e^{iRt} \rangle = \left(\frac{1}{1 + S} \right)^m \quad (I6)$$

и

$$\langle S^m \rangle = e^{-2im\varphi} \left(\frac{1 - S}{1 + S} \right)^m, \quad \langle S^{*m} \rangle = e^{2im\varphi} \left(\frac{1 - S}{1 + S} \right)^m \quad (I7)$$

Совпадение результатов, полученных на основе нашей модели, с общими выводами R-матричной теории, где усреднение элементов S - матрицы эквивалентно переходу к усредненным элементам $\langle R_{nc} \rangle = iS \delta_{nc}$ в определении (I), иллюстрирует непротиворечивость подхода и возможность приложения модели к построению средних сечений реакций, а также средних по резонансам пропусканий сечений на фильтрационных пучках и групповых характеристик [7].

Среднее сечение радиационного захвата

Представим выражение для сечения радиационного захвата (6) в виде двойного интеграла:

$$\sigma_r = -2 \int_0^{\infty} du e^{-u} \int_0^{\infty} dv \frac{\partial}{\partial u} \exp \frac{i}{2} [R(u+v) - R^*(u-v)] \quad (I8)$$

Тогда, для вычисления $\langle \sigma_r \rangle$ необходимо найти среднее значение

$$F(u,v) = \langle \exp \frac{i}{2} [R(u+v) - R^*(u-v)] \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\epsilon \left[\frac{\sin(\epsilon - iy) \sin(\epsilon + iy)}{\sin(\epsilon - i\varphi) \sin(\epsilon + i\varphi)} \right]^{1/2}, \quad (I9)$$

где: $\rho = f + sv, q = f - sv, f = \sqrt{s^2 v^2 + 2syu + y^2}$.

Здесь использована та же схема приведения многократного интеграла к однократному, что и при выводе (12), без учета флуктуаций расстояний между уровнями, т.е. в приближении эквидистантных резонансов. Такое приближение не сказывается, по-видимому, на вычислении средних значений $\langle \sigma_{\gamma} \rangle$, на что указывают результаты соответствующих прямых численных расчетов [3,8].

Определим теперь производную

$$\frac{\partial F}{\partial u} = -sy \frac{sh 2f}{2f} \Phi, \quad (20)$$

где

$$\Phi = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\varepsilon \frac{\sin^{1/2}(\varepsilon - iy) \sin^{1/2}(\varepsilon + iy)}{\sin^{3/2}(\varepsilon - i\rho) \sin^{3/2}(\varepsilon + iq)} = \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{sh(\rho+y)sh(q+y)}}{sh(\rho+q)} (1+k) E\left(\frac{2\sqrt{k}}{1+k}\right). \quad (21)$$

Здесь E - эллиптический интеграл 2-го рода, а

$$k = \left[\frac{sh(\rho-y)sh(q-y)}{sh(\rho+y)sh(q+y)} \right]^{1/2}. \quad (22)$$

В результате получим выражение для среднего сечения (18) в виде двойного интеграла

$$\langle \sigma_{\gamma} \rangle = 2sy \int_0^{\infty} du e^{-u} \int_{-u}^u \frac{dv}{f} \frac{\sqrt{sh(\rho+y)sh(q+y)}}{sh(\rho+q)} \frac{2}{\pi} (1+k) E\left(\frac{2\sqrt{k}}{1+k}\right), \quad (23)$$

где для эллиптического интеграла можно воспользоваться простой интерполяционной формулой, дающей погрешность для $k \leq 1$ менее 1% [9]:

$$\frac{2}{\pi} (1+k) E\left(\frac{2\sqrt{k}}{1+k}\right) \approx 1 + \frac{k^2}{4} + \frac{k^4}{64} (1 + 0,48733k^2). \quad (24)$$

Этот результат нашей модели для среднего сечения радиационного захвата не зависит от величины S , т.е. пригоден при произвольной степени интерференции резонансов. Поэтому очевидно желание использовать результаты расчета по формуле (2) для анализа флуктуационной поправки к среднему сечению, вычисляемому в приближении Хаузера-Фешбаха без учета эффектов флуктуации резонансных параметров. Для малых S эта поправка известна и составляет менее 35% [2,3]. При произвольных значениях S ее можно определить как отношение

$$F(s, y) = \langle \bar{\sigma}_{\gamma}(s, y) \rangle / \bar{\sigma}_{\gamma}(s, y), \quad (25)$$

где $\bar{\sigma}_{\gamma}$ вычисляется в модели одинаковых резонансов.

В нашем подходе модели одинаковых резонансов соответствует предположение одинаковых $x_n = 1$ в определении $R(\varepsilon)$ (3) [2]:

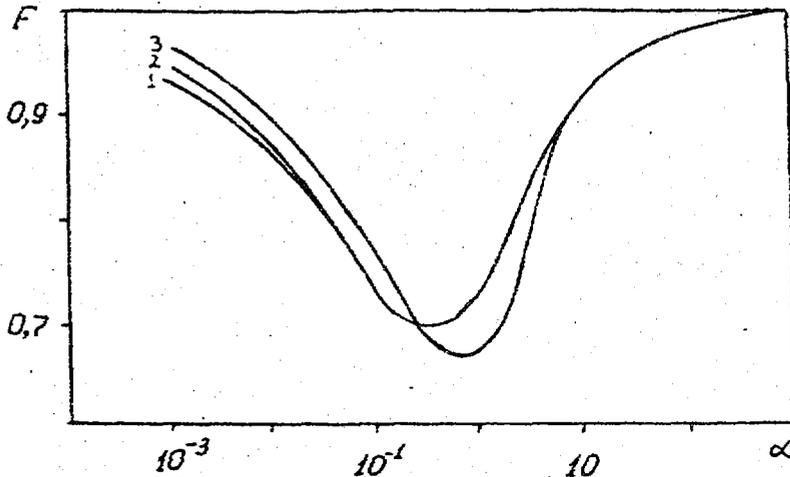
$$\tilde{R} \approx s \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon + \pi\lambda - iy} = \pi s \operatorname{ctg}(\varepsilon - iy). \quad (26)$$

Тогда $\bar{\sigma}_{\gamma}$ определяется как интеграл:

$$\bar{\sigma}_{\gamma} = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left[1 - \left| \frac{1+i\tilde{R}}{1-i\tilde{R}} \right|^2 \right] d\varepsilon = \frac{4sthy}{(s+thy)(1+sthy)}, \quad (27)$$

совпадающий с простейшим результатом Хаузера-Фешбаха при малых $S = \pi\Gamma_n/2D$ и $y = \pi\Gamma_r/2D$ [1,2].

На рис. представлены результаты расчета функции $F(s, y)$ в нашей модели для трех значений S . Здесь же представлены данные наших расчетов этой функции методом Монте-Карло, полученные ранее [4]. Хорошее согласие иллюстрирует непротиворечивость предлагаемого метода, преимущество которого, помимо возможности получения аналитической формы $\langle \sigma_r \rangle$ и экономии машинного времени при численных расчетах, состоит в возможности прямого тестирования данных Монте-Карло.



Функция F , учитывающая флуктуации нейтронных ширин в среднем сечении радиационного захвата, в зависимости от параметра $L = y(1+S)^2/2S$ для $S = 10^{-3}$ (1), 10^{-1} (2), 1 (3)

Приложение А. Интеграл (I2)

Возникающий при вычислении среднего значения $\langle \exp(iRt) \rangle = I$ интеграл (I2) заменой переменной $u = tg \epsilon$ сводится к виду

$$I = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{1+u^2} \sqrt{\frac{chy'}{chz}} \sqrt{\frac{u-itky'}{u-itkz}}, \quad (A.1)$$

где $z = y' + 2st$. Замыкая теперь этот интеграл в плоскости комплексного переменного полуокружностью бесконечного радиуса вниз от действительной оси, найдем его значение как вычет в полюсе $u = -i$:

$$I = \sqrt{\frac{chy'}{chz}} \sqrt{\frac{1+tky'}{1+tkz}} = e^{-st}. \quad (A.2)$$

Приложение В. Вид функции $F(u, v)$ (I9)

Представление функции F (I9) в виде интеграла получено по следующей схеме:

$$\begin{aligned} F &= \langle \exp \frac{1}{2} [(u+v)R - (u-v)R^*] \rangle = \\ &= \frac{1}{\Delta \epsilon} \int d\epsilon \prod_{\lambda} \int \exp \left[\frac{i\epsilon}{2} \left(\frac{x_{\lambda}(u+v)}{\epsilon + \lambda\pi - iy} - \frac{x_{\lambda}(u-v)}{\epsilon + \lambda\pi + iy} \right) \right] P(x_{\lambda}) dx_{\lambda} = \\ &= \frac{1}{\Delta \epsilon} \int d\epsilon \prod_{\lambda} \left[1 - i\epsilon \left(\frac{u+v}{\epsilon + \lambda\pi - iy} - \frac{u-v}{\epsilon + \lambda\pi + iy} \right) \right]^{-1/2} = \\ &= \frac{1}{\Delta \epsilon} \int d\epsilon \prod_{\lambda} \left(1 - i \frac{p-y}{\epsilon + \lambda\pi - iy} \right)^{-1/2} \left(1 + i \frac{q-y}{\epsilon + \lambda\pi + iy} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (B.1)$$

где

$$P = sv + f, \quad q = f - sv, \quad f = \sqrt{s^2 v^2 + 2syu + y^2}$$

Используя затем формулу для бесконечного произведения (II) и заменяя усреднение по энергии средним по периоду $-\frac{\pi}{2} \leq \epsilon \leq \frac{\pi}{2}$, получим интегральную форму $F(u, v)$ (19). Это вещественная функция, для которой имеется также представление в виде полного эллиптического интеграла 3-го рода.

Приложение С. Интеграл (21)

Запишем интеграл (21) в виде:

$$\varphi = \frac{1}{\pi} \frac{\operatorname{sh} y}{\operatorname{sh}^2 p \operatorname{sh}^2 q} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{dx}{\cos^2 x} \frac{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 x \operatorname{ch}^2 y}}{(\operatorname{ch} p \operatorname{tg} x - i)^{1/2} (\operatorname{ch} q \operatorname{tg} x + i)^{1/2}} \quad (\text{C.1})$$

и перейдем к переменной $z - \operatorname{tg} \frac{z}{2} = \operatorname{tg} x \operatorname{ch} y$. Тогда, обозначив $\operatorname{th} \varphi_1 = \operatorname{th} y \operatorname{ch} p$, $\operatorname{th} \varphi_2 = \operatorname{th} y \operatorname{ch} q$, $m = \varphi_1 + \varphi_2$, $n = \varphi_2 - \varphi_1$, можно привести (C.1) к виду:

$$\varphi = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\operatorname{sh} y}{\operatorname{ch}^2 y} \left(\frac{\operatorname{sh} m}{\operatorname{sh} 2f} \right)^{1/2} \int_{-\pi}^{\pi} dz [\operatorname{ch} m + \cos(z + in)]^{-1/2} \quad (\text{C.2})$$

Воспользуемся тождеством:

$$\frac{1}{(a + \cos \eta)^{1/2}} = \frac{1}{a^2 - 1} \left[\sqrt{a + \cos \eta} - 2 \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\sin \eta}{\sqrt{a + \cos \eta}} \right], \quad (\text{C.3})$$

с помощью которого непосредственным вычислением получим, что

$$\int_{-\pi}^{\pi} dz [\operatorname{ch} m + \cos(z + in)]^{-1/2} = \frac{1}{\operatorname{sh}^2 m} \int_{-\pi}^{\pi} \sqrt{\operatorname{ch} m + \cos \eta} d\eta = 4\sqrt{2} (\operatorname{ch} \frac{m}{2} / \operatorname{sh}^2 m) E(\operatorname{ch}^{-1} \frac{m}{2}), \quad (\text{C.4})$$

где E - полный эллиптический интеграл 2-го рода [6]. Подставляя (C.4) в (C.2) и обозначая параметр

$$k = e^{-m} = \sqrt{\frac{\operatorname{sh}(p-y)\operatorname{sh}(q-y)}{\operatorname{sh}(p+y)\operatorname{sh}(q+y)}}, \quad (\text{C.5})$$

так что

$$1 - k^2 = \frac{\operatorname{sh} 2f \operatorname{sh} 2y}{\operatorname{sh}(p+y)\operatorname{sh}(q+y)}, \quad (\text{C.6})$$

приходим к полученной нами форме представления φ (21).

Список литературы

1. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях/Пер. с англ. М.: Иностранная литература, 1960.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.:Атомиздат, 1978.
3. Terai J.W., Hoffman H.M., Weidenmuller H.A. // Phys. Lett. 1974. V.49B. P.1.
4. Лукьянов А.А., Янева Н.Б. // Ядерная физика. 1985. Т.42. С.1376.
5. Janeva N. e.a. Fluctuation Factors of Average Cross-Sections for Overlapping Resonances// Proc. Int. Conf. Santa Fe, N.M. 1985. V.2. P.1615.
6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений. М.:Физматгиз, 1962.
7. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.:Атомиздат, 1974.
8. Куомджиева Н., Янева Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981. Т.3(42). С.88.
9. Двайт Г.Д. Таблицы интегралов. М.: Наука, 1964.

Статья поступила в редакцию 23 мая 1988 г.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНКРЕМЕНТАЛЬНОЙ ДЕОНВОЛЮЦИИ К АНАЛИЗУ КРИВЫХ
СПАДА ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

С.В.Кривашев

ANALYSIS OF THE DELAYED NEUTRONS INTENSITY DECAY CURVES BY INCREMENTAL DECONVOLUTION. To evaluate the cumulative yields of the main precursors of delayed neutrons incremental deconvolution method was suggested for analysis of the experimental data of the delayed neutrons intensity decay curves. The possibilities of this approach were shown for ^{233}U and ^{235}U thermal neutrons fission.

Как было показано в работе [1], метод инкрементальной деонволюции (ИД) [2] может быть применен для разложения спектральных мультиплетов на компоненты в набранном амплитудном спектре. В алгоритме итерационного построения приближенного решения системы уравнений

$$A(i) = \sum_{j=1}^M B(j)F(i,j), \quad i=1, \dots, N, \quad (1)$$

где $A(i)$ - наблюдаемый спектр,
 N - число экспериментальных точек,
 $B(j)$ - истинный спектр,
 M - число искомых компонент,
 $F(i,j)$ - аппаратная форма линии,

методом ИД содержатся только операции сложения и вычитания, вследствие чего он работает быстро и удобен для реализации на микро-ЭВМ. Дополнительными достоинствами метода являются гарантированная положительность искомых коэффициентов параметризации $B(j)$ в системе уравнений (1), что требуется для многих физических задач, и отсутствие необходимости задания начальных приближений ($B_0(j) = 0$), что исключает субъективность в анализе экспериментальных данных. Как будет показано ниже, метод ИД можно использовать для анализа кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов (ЗН) от несепарированной смеси продуктов деления (ПД) для определения кумулятивных выходов отдельных предшественников. Следует заметить, что метод наименьших квадратов для решения системы (1) для данной задачи не подходит, т.к. не гарантирует положительность решения при большом числе определяемых параметров. К тому же матрица ошибок при этом плохо обусловлена.

По определению, для конкретного нуклида-предшественника ЗН справедливо соотношение:

$$Y^n(j) = Y^c(j)P_n(j), \quad (2)$$

где $Y^n(j)$ - выход ЗН от предшественника с индексом j ,
 $Y^c(j)$ - его кумулятивный выход,
 $P_n(j)$ - вероятность испустить нейтрон дочерним ядром предшественника.

Коэффициенты $B(j)$ из (1) в данном случае с точностью до константы, включающей в себя число делений в образце в единицу времени и эффективность детектора, равны $Y^n(j)$, а $F(i,j)$ - временная функция, описывающая спад ЗН на последовательных временных интервалах и зависящая от условий проведения эксперимента [3], который состоит в многократном цикличес-

ком облучении исследуемого образца нейтронами, доставки контейнера с образцом по пневмотранспортной системе на позицию измерения и собственно самого измерения спада интенсивности ЗН во времени нейтронным радиометром.

Несмотря на то, что в настоящее время число предшественников ЗН составляет около двухсот, разделяя их по периодам полураспада $T_{1/2}(j)$, можно прийти к выводу, что основной вклад в интегральную кривую спада интенсивности ЗН от долгоживущих предшественников ($T_{1/2} \geq 2$ с) вносит 9+12 ядер в зависимости от системы "нейтроны + горячее" (см. табл. I). Данные в табл. I составлены на основании компилятивных работ [4,5]. Вклад других, не включенных в табл. I, предшественников в выход ЗН по четырем долгоживущим группам при общепринятом шестигрупповом разложении [6] меньше представленных в таблице. Выбор ядер (^{249}Cf , ^{235}U , ^{236}U) для анализа вкладчиков ЗН сделан для того, чтобы показать, что в широком диапазоне масс делящихся актиноидов нейтронами различной энергии номенклатура основных предшественников остается примерно одинаковой.

Таблица I
Расчет выходов ЗН от отдельных предшественников на 10^4 делений

j	Ядро предшественника	$T_{1/2}(j)$ с	$P^n(j) \pm \Delta P_n(j)$ %	^{249}Cf (T) $Y^n(j)$	^{235}U (F) $Y^n(j)$	^{236}U (HE) $Y^n(j)$
1	$^{87}\text{Br}_2$	55,7	$2,54 \pm 0,10$	0,31	5,4	4,2
2	^{137}I	24,5	$7,2 \pm 0,7$	5,8	24,0	16,0
3	^{136}Te	19,0	$0,9 \pm 0,4$	0,11	1,4	0,5
4	$^{88}\text{Br}_2$	16,0	$6,9 \pm 0,3$	0,57	15,6	11,5
5	^{103}Nb	15,7	$0,13 \pm 0,00^*$	0,28	0,32	0,13
6	^{138}I	6,5	$2,6 \pm 0,3$	0,52	4,4	2,6
7	^{93}Rb	5,86	$1,37 \pm 0,08$	0,47	4,5	4,4
8	$^{89}\text{Br}_2$	4,38	$13,9 \pm 1,0$	0,49	24,9	19,2
9	^{97}Y	3,7	$0,33 \pm 0,00$	0,36	1,7	1,6
10	^{94}Rb	2,76	$10,3 \pm 0,5$	1,4	22,6	21,1
11	^{139}I	2,38	$10,2 \pm 0,9$	0,44	6,5	3,8
12	^{85}As	2,03	$22,0 \pm 8,0$	0,06	5,7	5,5
13	^{98}Y	2,00	$0,54 \pm 0,00$	0,39	2,0	0,82
14	$^{90}\text{Br}_2$	1,80	$21,2 \pm 2,4$	0,30	17,4	12,1
15	^{143}Cs	1,78	$1,6 \pm 0,2$	0,01	0,29	0,06
16	^{99}Y	1,40	$1,2 \pm 0,8$	0,44	2,7	2,5
Суммарный вклад предшественников ЗН				$12,0 \pm 3,0$	$139,4 \pm 16,0$	$105,9 \pm 11,4$
% от выхода ЗН по четырем группам				71	91	92

- * - значение P_n (5) из работы [5];
 T - деление тепловыми нейтронами;
 F - деление быстрыми нейтронами;
 HE - деление нейтронами с энергией 14,8 МэВ.

Таким образом, интегральную кривую спада интенсивности ЗН можно анализировать по девяти ($M = 9$) основным вкладчикам с учетом того, что короткоживущие ПД за время доставки исследуемого образца с позиции облучения на позицию измерения около 2 с распадутся. При этом, как правило, выход группы ЗН с $T_{1/2} = 2$ с нельзя приписывать какому-то конкретному предшественнику, т.к. в нее входят ^{90}Br , ^{85}As и другие ядра с меньшими периодами полураспада.

Возможность разложения интегральной кривой спада интенсивности ЗН на выходы от отдельных предшественников была впервые продемонстрирована в работе [8] с использованием метода наименьшего направленного расхождения (МНР) [9,10], анализ которого наряду с методом ИД представлен ниже.

Необходимо провести проверку принципиальной возможности разложения интегральной кривой спада интенсивности ЗН по $T_{1/2}(j)$, указанным в табл.1. С этой целью были получены рандомизированные кривые для различной реальной статистики эксперимента и набора предшественников. Псевдоэкспериментальные точки представляли собой выборку из пуассоновского распределения. Из-за того, что метод ИД (как и большинство итерационных методов) не позволяет оценить погрешности величин $B(j)$, рекомендованные кривые моделировались несколько раз для одной и той же статистики. Для оценки погрешностей брались несмещенные выборочные дисперсии для равноточных измерений с учетом коэффициентов Стьюдента для доверительной вероятности, равной 0,70 при заданном числе степеней свободы. Результаты исследований представлены в табл.2. Анализ результатов в табл.2 позволяет сделать следующие выводы: во-первых, для получения несмещенных оценок величин $B(j)$ необходимо увеличить число обрабатываемых кривых и статистику эксперимента, что реализуется на практике увеличением числа циклов эксперимента, о котором говорилось ранее, а также увеличением массы исследуемых препаратов и плотности потока делящихся нейтронов; во-вторых, с целью уменьшения погрешностей определения $B(j)$ для долгоживущих предшественников ЗН необходимо увеличить время облучения исследуемого образца, а для короткоживущих соответственно его уменьшить. В противном случае говорить о разрешении экспонент с $T_{1/2}(j) \approx 5$ с и меньше нельзя.

Таблица 2

Анализ рандомизированных кривых ЗН методом ИД

Предшественники ЗН	1		2		3		4		5	
	T	Э	T	Э	T	Э	T	Э	T	Э
^{87}Br	1300	1289±56	130	144±6	130	189±44	3250	3210	-	-
^{137}I	7952	7679±212	795	738±25	795	643±144	19880	19980	-	-
^{88}Br	4241	4736±249	424	495±46	424	566±151	10604	10580	-	-
^{138}I	3344	2966±375	334	307±94	334	294±106	8360	7245	-	-
^{93}Rb	1675	1769±69	167	155±52	167	126±79	4188	6948	-	-
^{89}Br	6872	6387±480	687	666±164	687	641±129	17182	13700	-	95±58
^{94}Rb	6405	8017±909	640	700±133	640	958±253	16014	18320	4804	3970±208
^{139}I	3841	3470±693	384	413±137	384	304±117	9603	10450	2880	2578±1284
^{90}Br , ^{85}As и др.	6573	5459±1443	657	509±157	657	483±363	16434	14010	4930	5953±1182
Фон	32	32	32	32	32	32	80	80	24	24
Загрузка радиометра, нейтр/с	20000		3000		1900		26000		7000	
Время облучения, с	10		60		10		60		60	
Число кривых	5		5		5		1		3	

Примечание. T - значения $B(j)$, заданные при моделировании кривой;

Э - величины $B(j)$, полученные в результате обработки кривых.

Метод ИД и МНР были совместно исследованы на трех псевдоэкспериментальных кривых, полученных по 68 предшественникам ЗН, включая и короткоживущие нуклиды ($T_{1/2}(j) \approx 0,8$ с), для деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Из табл.3 видно, что МНР дает больше смещенных оценок ($\sim 3\sigma$), чем метод ИД, хотя обладает большей устойчивостью решения. В процессе совместной проверки методов было обнаружено, что МНР уступает методу ИД в эффективности (метод быстро сходится только на первых шагах итераций) и быстродействию. Метод ИД был проверен также на реальных экспериментальных данных для процессов деления ^{235}U и ^{233}U тепловыми нейтронами, полученных по методике, изложенной в работе [3], с приемлемыми статистикой и числом анализируемых кривых. Ядра ^{235}U и ^{233}U были выбраны из-за надежности известных кумулятивных выходов ИД - предшественников ЗН. Поскольку при анализе экспериментальных кривых величины $Y^n(j)$ получаются с точностью до постоянного множителя, о чем говорилось ранее, в качестве нормировки использовались суммарные относительные выходы пяти групп ЗН при обработке тех же кривых методом наименьших квадратов при пятигрупповом приближении и соответствующие рекомендованные значения, представленные в табл.4. Получено удовлетворительное согласие в пределах погрешностей кумулятивных выходов, измеренных в настоящих исследованиях и рекомендованных по работе [4]. Следует заметить, что возможны небольшие отклонения в измеренных выходах вследствие того, что не учитывалась динамика распада ядер предшественников с их материнским ядром, имеющим период полураспада больше 3 с, поскольку в этом случае число определяемых параметров возросло бы вдвое. Оценки этого явления говорят о возможном отклонении результатов до 5%, за исключением случаев деления ядер ^{238}U и ^{232}Th [7].

Таблица 3
Анализ рандомизированных кривых методами ИД и МНР

Предшественник	$T_{1/2}(j)$, с	$B(j)$, Т	$B(j)$, метод ИД	$B(j)$, МНР
^{87}Br	55,7	1564	1571 ± 60	1739 ± 34
^{137}I	24,5	7093	7189 ± 191	6415 ± 62
^{88}Br	15,0	3639	4359 ± 254	5058 ± 28
^{138}I	6,5	2508	1834 ± 927	2581 ± 32
^{93}Rb	5,86	1444	1598 ± 264	2597 ± 20
^{89}Br	4,38	5155	5392 ± 1721	2915 ± 15
^{94}Rb	2,76	4804	7882 ± 1059	4195 ± 64
^{139}I	2,38	2881	2347 ± 1074	4799 ± 79
^{90}Br	2,0	5800	3986 ± 1286	5636 ± 122
^{85}As и др.				
^{144}Cs	0,8	6200	7667 ± 3499	11990 ± 1234
^{100}Y и др.				
Фон	∞	24	24	24

Таблица 4

Результаты определения кумулятивных выходов
предшественников ЗН

Предшественник	^{235}U		^{233}U	
	наст. работа	[4]	наст. работа	[4]
^{87}Br	$2,21 \pm 0,32$	$2,02 \pm 0,06$	$2,33 \pm 0,39$	$2,16 \pm 0,13$
^{137}I	$3,10 \pm 0,53$	$3,33 \pm 0,13$	$1,76 \pm 0,33$	$1,66 \pm 0,07$
^{88}Br	$2,17 \pm 0,34$	$1,91 \pm 0,11$	$1,12 \pm 0,24$	$1,32 \pm 0,11$
^{138}I	$2,12 \pm 0,48$	$1,56 \pm 0,09$	$0,84 \pm 0,28$	$0,59 \pm 0,09$
^{93}Rb	$3,66 \pm 0,60$	$3,54 \pm 0,05$	$2,58 \pm 0,64$	$2,11 \pm 0,49$
^{89}Br	$1,17 \pm 0,23$	$1,18 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,17$	$0,65 \pm 0,05$
^{94}Rb	$1,77 \pm 0,37$	$1,69 \pm 0,05$	$0,64 \pm 0,23$	$0,65 \pm 0,42$
^{139}I	$1,00 \pm 0,20$	$0,96 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,07$	$0,21 \pm 0,09$
Нормированный выход	$1,58 \pm 0,04$		$0,67 \pm 0,04$	

Список литературы

1. Коваленко В.В. - В кн: Автоматизация физических исследований. М.: Энергоатомиздат, 1984. С.173.
2. Kennett T.J., Prestwich W.V. // Nucl. Instr. Meth. 1982. V.203. P.317.
3. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.2. С.56.
4. Rider B.F. Compilation of fission product yields vallecitos Nuclear Center // NEDO-12154-3(B). 1980.
5. England T.R., Wilson W.B., Schenter R.E., Mann F.M. // Nucl. Sci. Eng. 1983. V.85. P.139.
6. Keepin G.R., Wimett T.F., Zeigler R.K. // J. Nucl. Energy. 1957. V.57. P.1.
7. Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С. Константы запаздывающих нейтронов: Препринт ИАЭ-4308/4, М., 1986.
8. Тараско М.З., Максютенко Б.П. // Ядерная физика. 1973. Т.17. Вып.6. С.1149.
9. Шиманский А.А., Тараско М.З. Об ускорении итерационного процесса в методе наименьшего направленного расхождения: Препринт ФЭИ-791, Обнинск, 1977.
- Ю. Kennett T.J., Prestwich W.V., Robertson A. // Nucl. Instr. Meth. 1978. V.151. P.285.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1988 г.

УДК 519.245:539.172.6

ИЗМЕРЕНИЯ И АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СКОРОСТЕЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
УРАНА В МИШЕНЯХ ИЗ СВИНЦА И УРАНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЯМИ 1,3 И 4,3 ГэВ

В.Д.Казарицкий, В.Ю.Русинов, М.М.Кац, Л.Н.Кондратьев,
Б.Л.Дружинин, Б.А.Ежов, И.В.Панов, Н.Н.Помелов, А.Д.Роголь

MEASUREMENTS AND ANALYSIS OF THE DISTRIBUTIONS OF THE URANIUM NUCLEUS FISSION RATES IN LEAD AND URANIUM TARGETS UNDER 1.3 AND 4.3 GEV PROTONS. The fission rates are measured by the solid-state track detectors. The experimental distributions are compared with the Monte Carlo simulation results. The agreement of the measurements with the calculations is satisfactory for 1.3 GeV protons. An appreciable difference between experiments and calculations is observed at the 4.3 GeV beam energy.

Процессы, сопровождающие взаимодействие массивных мишеней из свинца и урана с пучками протонов, ускоренных до энергий в сотни и тысячи мегаэлектронвольт, представляют интерес для разработки генераторов нейтронов высокой интенсивности и устройств по производству или обогащению ядерного топлива. Результат воздействия пучка (ядерно-физический аспект) описывается через полный выход нейтронов и выход продуктов реакций, которые идут как под действием нейтронов, так и под действием других частиц, рожденных при взаимодействии пучка с материалом мишени.

Измерения выходов продуктов деления ядер урана, выполненные для различных пучков, позволяют судить об интегральных потоках частиц в мишени, дают ценную научную и практическую информацию, поскольку деление ядер – один из важнейших каналов конверсии пучка в нейтроны и тепло.

В опубликованных ранее работах [1,2] были использованы миниатюрные камеры деления и активационные измерения выхода продуктов деления для пучков протонов с энергией до 800 МэВ. В настоящей работе представлены экспериментальные оценки распределений выходов осколков деления ядер урана, полученные с помощью твердотельных трековых детекторов. Эксперименты с массивными мишенями из свинца и обедненного урана выполнены на вторичном пучке ускорителя ИТЭФ при энергиях 1,3 и 4,3 ГэВ.

Метод измерения

Мишени, использованные в экспериментах, имели форму параллелепипеда, набранного из отдельных пластин. Полный размер свинцовой сборки равнялся 35x35x70 см, а сборки из урана – 20x20x52 см. Толщина свинцовых пластин составляла 3,5 см, а урановых – 2 см. В некоторых местах между пластинами были оставлены промежутки в 0,3 см, куда вставлялись измерительные плоскости. Мы использовали традиционные твердотельные трековые детекторы: к фольге из урана диаметром 1 см и толщиной в среднем 0,6 мг/см² прижат квадрат из силикатного стекла. Здесь под фольгой мы подразумеваем слой урана, нанесенный на подложку из алюминия толщиной около 100 мг/см². Такие детекторы располагались по радиусам в каждой измерительной плоскости внутри объема, несколько меньше, чем полный объем сборки. Так для свинцовой сборки распределение активации детекторов изучалось вплоть до размеров 32x32x56 см, для сборки из урана – до 18x18x40 см. Всего в каждом опыте использовалось около 100 детекторов, что позволило измерить подробное распределение.

На рис.1 изображены основные элементы мишени с промежутками для измерительных плоскостей, сама измерительная плоскость с отверстиями для детекторов и детектор на основе урана и силикат-

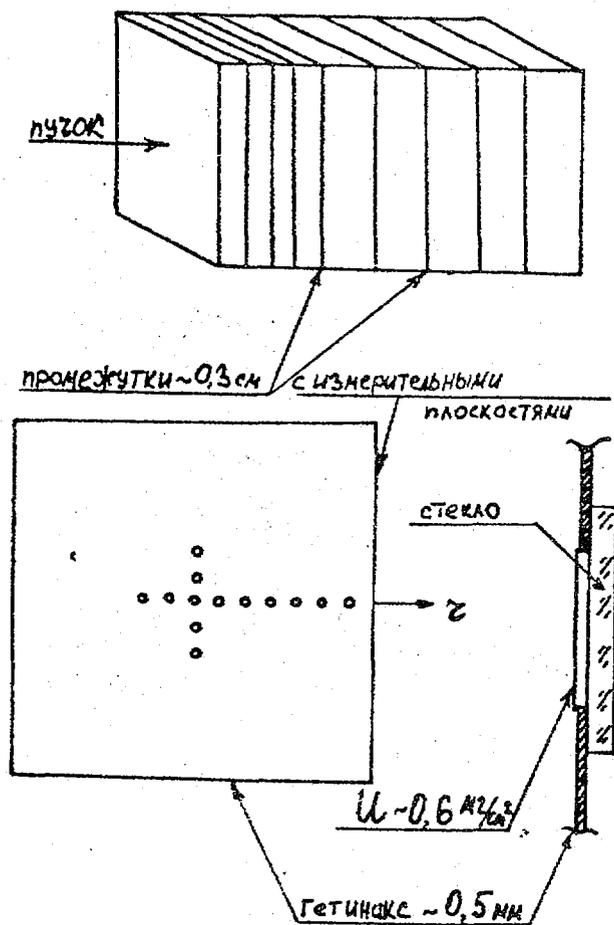


Рис. 1. Мишень с измерительными плоскостями и твердотельными трековыми детекторами деления для исследования взаимодействия пучка протонов с ядрами: вверху - сборка из свинца (35x35x70 см) или обедненного урана (20x20x32 см); внизу слева - измерительная плоскость с отверстиями для детекторов; внизу справа - детектор из слоя урана и силикатного стекла

мишени они работали достаточно надежно, и ошибка в полном числе протонов здесь не превышает 5%. На мишени из свинца эта ошибка может достигать 10%.

Толщина урановых фольг в детекторах известна с точностью 4%.

Эффективность регистрации стекольным детектором в геометрии "вплотную" измерялась в отдельных опытах. Эта величина для обеих энергий протонного пучка составляет $0,3 \pm 0,03$, что хорошо согласуется с литературными данными [3].

Наконец, ошибка при подсчете числа треков, включая статистическую, не превышает 5%. Таким образом, относительная ошибка в одном эксперименте составляет 6-7%, неопределенность в абсолютных значениях для свинцовой мишени равна 14%, для урановой мишени - 11%.

Полученные распределения трудно сравнивать с другими опубликованными ранее экспериментальными данными. Это связано с зависимостью результатов от параметров пучка и размеров мишени. Можно провести сопоставление по полным выходам делений, учитывая, что вблизи 1 ГэВ наблюдается пропорциональная зависимость от энергии. В работе [2] для мишени из обедненного урана (^{235}U) размером $\varnothing 19,704 \times 30,46$ см получено $5,59 \pm 0,56$ делений на протон энергии 800 МэВ (или $6,99 \pm 0,70$ на 1 ГэВ-й протон).

ного стекла. Урановая мишень со всех сторон, кроме одной, на которую падал пучок, была покрыта слоем свинца толщиной 5 см. Свинцовая мишень со стороны пучка прикрывалась свинцовой пластиной толщиной 7 см с отверстием для пучка диаметром 5 см.

Пучок протонов интенсивностью в среднем 10^8 частиц/с и размерами в пределах 1,5-2,5 см (ширина на полувысоте) вводился в центр плоскости 35x35 см для свинца и в центр плоскости 20x20 см урана в направлении, параллельном оси сборки. Основным прибором для счета пучка протонов была специально разработанная газовая ионизационная камера с кольцевыми электродами. Камера калибровалась по известной реакции $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{C}$. После облучения 10^{12} протонами стекла протравливались в 3%-ном растворе плавиковой кислоты и обсчитывались под микроскопом.

Результаты четырех экспериментов по изучению пространственного распределения активации детекторов в объеме мишеней из свинца и урана под пучком протонов с энергиями 1,3 и 4,3 ГэВ представлены в табл. 1 и 2. При анализе погрешности измерений мы рассматривали следующие источники ошибок.

Ошибка в абсолютном числе попавших в мишень протонов. Два прибора осуществляли контроль пучка: боковой монитор и ионизационная камера. В экспериментах на урановой

Таблица I

Распределение скоростей деления ядер урана фольговых детекторов в объеме свинцовой мишени 35x35x70 см, бомбардируемой пучками протонов с энергиями 1,3 и 4,3 ГэВ

z/z'	0	2	4	6	8	12	16
$E_p = 1,3 \text{ ГэВ}$							
0	323	215	85,3	63,3	38	14	4
3,5	450	343	115	69,7	43,3	8,7	6,7
7	437	316	126	76	53,7	28,3	10
10,5	353	244	126	88,7	53,7	28	17,3
14	340	196	111	38	25,3	12	12,3
21	145	115	50,7	34,7	31,7	8,3	12,7
28	123	87	52,3	34,7	34,7	16,7	10
42	28,3	-	22	-	18,7	5	6
56	8	-	8	-	3,7	6,7	5
$E_p = 4,3 \text{ ГэВ}$							
0	887	296	135	89,3	63,7	35	19
3,5	1280	477	207	143	79,7	54,3	32
7	1220	690	252	156	95,7	57,3	35
10,5	1250	503	255	156	98,7	70	35
14	957	640	287	156	98,7	54,3	28,7
21	697	447	236	134	105	63,7	28,7
28	493	322	159	102	73,3	51	27,1
42	201	134	112	86	60,7	35	22,3
56	76,7	54,3	51	41,3	38,3	22,3	19

Примечание. z, z' - координаты детекторов в см; значения скоростей деления нормированы на один протон пучка и 1 г урана, а также помножены на фактор, равный 10^6 .

Таблица 2

Распределения скоростей деления ядер урана фольговых детекторов в объеме урановой мишени 20x20x52 см, бомбардируемой пучками протонов с энергиями 1,3 и 4,3 ГэВ

Z/\bar{Z}	0	1,8	3,6	5,4	7,2	9
	$E_p = 1,3 \text{ ГэВ}$					
0	353	254	120	57,7	40	22,7
2	637	460	194	75,7	46	20,3
4	623	457	196	88,3	58,3	28,7
6	560	397	195	92	58	31,7
8	463	343	181	90	47,7	30,7
10	393	282	149	80	46,7	33,7
12	333	272	146	91,7	53,7	33
16	184	163	95,7	75,7	42,3	31,3
20	113	96	64,7	41,7	27,3	20,3
28	46	41	33,3	25	16,7	6,9
40	8,2	6,9	6,0	5,6	4,3	3,6
	$E_p = 4,3 \text{ ГэВ}$					
0	1140	413	153	90	59,3	44,3
2	2580	660	251	124	115	59,3
4	2270	750	337	184	106	77,7
6	2370	810	340	195	104	77,7
8	2220	777	350	224	138	73
10	1920	677	323	238	133	90
12	1610	710	317	196	129	108
16	1040	470	243	207	100	71,3
20	680	366	216	162	81	69,3
28	315	231	140	45	33,3	28
40	92	63,7	50	32,3	21,7	14,3

Примечание. Z, \bar{Z} - координаты детекторов в см; значения скоростей деления нормированы на один протон пучка и 1 г урана, а также помножены на фактор, равный 10^6 .

Если для нашей урановой мишени проинтегрировать по оси и по радиусу полученные распределения, предположив справедливость аксиальной симметрии, а также пренебречь разницей для содержания ^{235}U в мишени и фольгах детекторов (0,4% в мишени, 0,71% в фольгах), то можно получить в объеме мишени размером $\varnothing 18 \times 40$ см на один протон энергии 1,3 ГэВ число делений, равное $10,4 \pm 1,5$ (или $8,0 \pm 1,2$ на 1 ГэВ-й протон).

Для пучка протонов 4,3 ГэВ на нашей мишени при тех же предположениях получено $29,1 \pm 4,4$ делений (или $6,8 \pm 1,0$ на 1 ГэВ-й протон). Таким образом, полученные нами на основе измеренных распределений интегральные выходы делений, с одной стороны, близки к результатам работы [2], а с другой стороны, подтверждают снижение эффективности конверсии пучка в нейтроны при энергиях выше 1,5 ГэВ [4].

Что касается самих измеренных распределений, то они представляют интерес для проверки расчетных методов и программ. Для этого мы провели моделирование экспериментов на компьютере.

Математическое моделирование экспериментов

Теоретические оценки скоростей деления урана получены с помощью комплекса программ Монте-Карло MARS 4/MMK22. Первая моделирует межъядерные каскады высокоэнергетических частиц, вторая — превращения и транспорт низкоэнергетических нейтронов (ниже 10,5 МэВ). Комплекс уже применялся для анализа экспериментов на урановых и свинцовых мишенях для пучков протонов с энергиями от 400 до 1470 МэВ [5,6]. Составляющие комплекса программы MARS 4 [7] и MMK22 [8] хорошо известны. При сопряжении из MARS 4 в MMK22 в качестве данных для вычисления источников нейтронов, передаются координаты и энергии возбуждения остаточных ядер, полученных в результате моделирования межъядерного каскада.

Геометрические модули обеих программ Монте-Карло позволяют точно описать геометрию мишеней. Поэтому она моделировалась без каких-либо упрощений. Пучок считался параллельным и направленным вдоль оси мишени. Профиль пучка описывался двумерным гауссовским распределением со средним квадратическим отклонением 1 см для энергии 4,3 ГэВ и 1,8 см для энергии 1,3 ГэВ.

При моделировании неупругих ядерных столкновений в программе MARS 4 используется инклюзивный подход, т.е. результат взаимодействия частицы с ядром разыгрывается с помощью дважды дифференциальных одночастичных распределений (протонов, нейтронов или π -мезонов), нормированных на средние множественности. Каналы неупругого взаимодействия частицы с ядром не разделены, воспроизводится только среднее число вторичных частиц данного сорта, вылетающих из ядра под определенным углом с энергией из диапазона, разрешенного законами сохранения. Для моделирования межъядерного каскада высокоэнергетических частиц в материале мишени этой информации достаточно. Остается смоделировать детектирование частиц в фольгах.

Оценка вклада низкоэнергетических нейтронов не вызывает затруднений. В программе MMK22 на основе библиотеки нейтронно-физических констант АРАМАКО автоматически вычисляются скорости деления ядер. Достаточно задать в интересующем объеме отличные от нуля концентрации ^{235}U и ^{238}U . Правда, оценка будет не точечная, а усредненная по выделенному объему (кольцевому слою).

Ядра урана, возбужденные высокоэнергетическими частицами, также могут делиться. Делениями ядер свинца мы пренебрегали. Формализм инклюзивного метода не позволяет моделировать конкуренцию испарения и деления возбужденных ядер. Кроме того, в свинцовой мишени такое моделирование было бы неэффективно, так как урановые фольги занимают сравнительно малую долю объема мишени. Поэтому вклад высокоэнергетических делений оценивался по скорости неупругих столкновений в материале мишеней, полученных программой MARS 4, и экспериментальному среднему значению делимости (отношению сечения деления к полному сечению неупругого взаимодействия) ядер урана, которое было измерено в [9] для протонов в диапазоне энергий от 100 до 340 МэВ.

Для свинцовой мишени соответственно учитывалось отличие в сечениях неупругого взаимодействия для ядер свинца и урана. При этом возмущение полей частиц урановыми фольгами считалось пренебрежимо малым.

Анализ результатов

Представленные в табл. I и 2 экспериментальные результаты упорядочены по координатам центров детекторов. Строго говоря, данные нельзя считать точечными, так как расстояние между укрепленными на измерительной плоскости детекторами (см. рис. I) сравнимо с их размерами. Что касается расчетов методом Монте-Карло, то в них использовались оценки с усреднением по объемам,

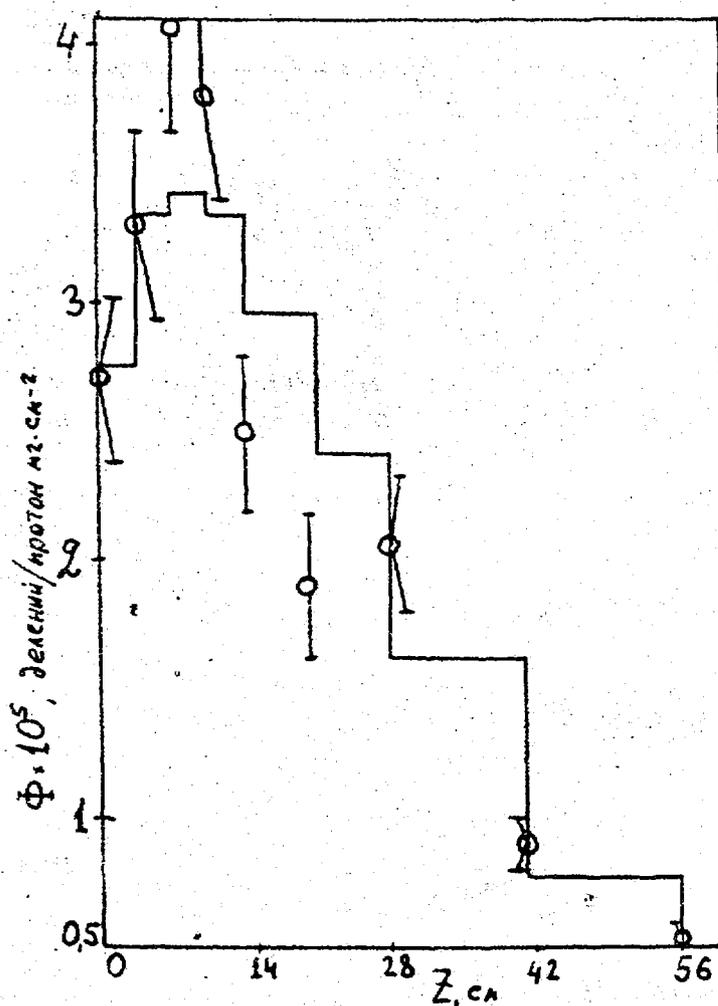


Рис.2. Аксиальные распределения интегральных скоростей деления ядер, полученные при помещении урановых детекторов в свинцовую мишень, бомбардируемую пучком протонов с энергией 1,3 ГэВ: \circ - данные эксперимента, проинтегрированные по измерительным плоскостям; гистограмма - данные расчета методом Монте-Карло; нормировка соответствует числу делений в слое природного урана толщиной 1 мг/см² и \varnothing 32 см на один первичный протон

образованной координатной сеткой с узлами в центрах детекторов. Применение более подробного разбиения мишени на подобласти или использование точечных оценок Монте-Карло привело бы к многократному увеличению затрат компьютерного времени и снижению достоверности оценок.

Распределение полей частиц в передней части мишени в радиальном направлении (у нас на измерительной плоскости) в значительной степени определяется поперечным профилем пучка протонов, а на удалении от оси пучка формой боковой поверхности мишени. Можно попытаться уйти от этих зависимостей, проведя интегрирование по плоскостям, в которых проводились измерения. Полученные результаты приведены на рис.2-5. Расстояния отсчитываются от точки ввода пучка в мишень. Интеграл по измерительной плоскости в использованной нами нормировке соответствует числу делений в вообразаемом слое из природного урана толщиной 1 мг/см², диаметр которого равен 32 см для измерений на свинцовой мишени и 18 см - на урановой.

Следует упомянуть, что использование одномерного распределения при интегрировании по измерительной плоскости может привести к значительному накоплению ошибок за счет увеличения вклада статистически наименее обеспеченных периферических точек. Расчетные данные, изображенные на рис.2-5 в виде гистограмм, представляют результаты, усредненные по слоям, которые образуют между собой измерительные плоскости.

Общий положительный результат сравнения данных, приведенных на рисунках, заключается в удовлетворительном согласии экспериментальных данных с расчетами по методу Монте-Карло при энергии 1,3 ГэВ на обеих мишенях. Таким образом, наши данные подтверждают разумность использо-

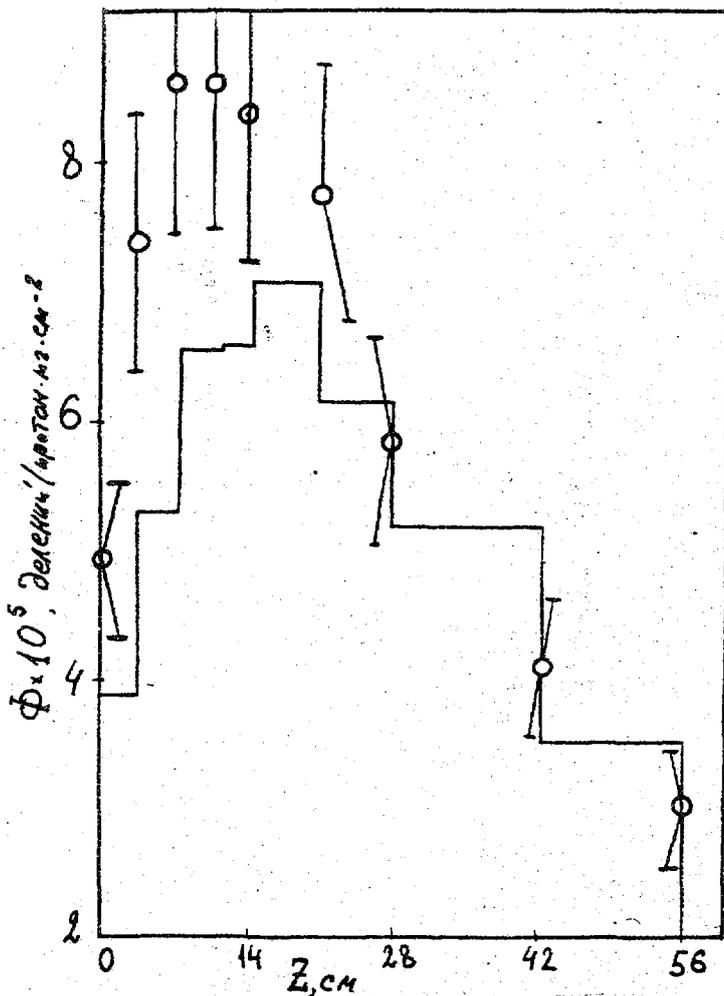


Рис.3. Аксиальные распределения интегральных скоростей деления ядер, полученные при помещении урановых детекторов в свинцовую мишень, бомбардируемую пучком протонов с энергией 4,3 ГэВ: \circ - данные эксперимента, проинтегрированные по измерительным плоскостям; гистограмма - данные расчета методом Монте-Карло; нормировка соответствует числу делений в слое природного урана толщиной 1 мг/см² и ϕ 32 см на один первичный протон

ванных модельных представлений в этой области энергий. Характерно, что имеющиеся расхождения возрастают с энергией начального пучка и отчетливо проявляются при 4,3 ГэВ.

Из рис.3 для свинцовой мишени максимум экспериментального распределения расположен несколько левее расчетного. Сдвиг можно отчасти объяснить влиянием защитного экрана из свинца с отверстием диаметром 5 см, который мог принять на себя часть периферийных первичных протонов, тем самым сдвинуть для этой части пучка положение максимума на 7 см. Однозначно прокомментировать расхождение по амплитуде распределения на свинце пока трудно. Однако можно отметить, что при обеих начальных энергиях расчет для свинцовой мишени хорошо воспроизводит активации в центральной части мишени. Это можно видеть на рис.6, где приведены радиальные распределения для измерительных плоскостей, рассекающих мишени в области вблизи максимума.

При сравнении результатов, полученных для мишени из обедненного урана при энергии 4,3 ГэВ (рис.5), можно видеть значительное превышение расчета над экспериментом на глубине 10 см и более. Расхождения, полученные для пучков 1,3 и 4,3 ГэВ, приблизительно пропорциональны энергии пучков. Можно предположить, что использованные в программе MARS 4 средние (инклюзивные) множественности нейтронов в неупругих взаимодействиях адронов с ядрами урана несколько завышены. При моделировании каскадного размножения частиц в веществе эффект такого рода будет нарастать с энергией, так как мощность каскада увеличивается.

Радиальные зависимости, полученные для урановой мишени в расчетах (рис.6), тоже систематически превышают экспериментальные распределения. Исключение составляет область вблизи оси

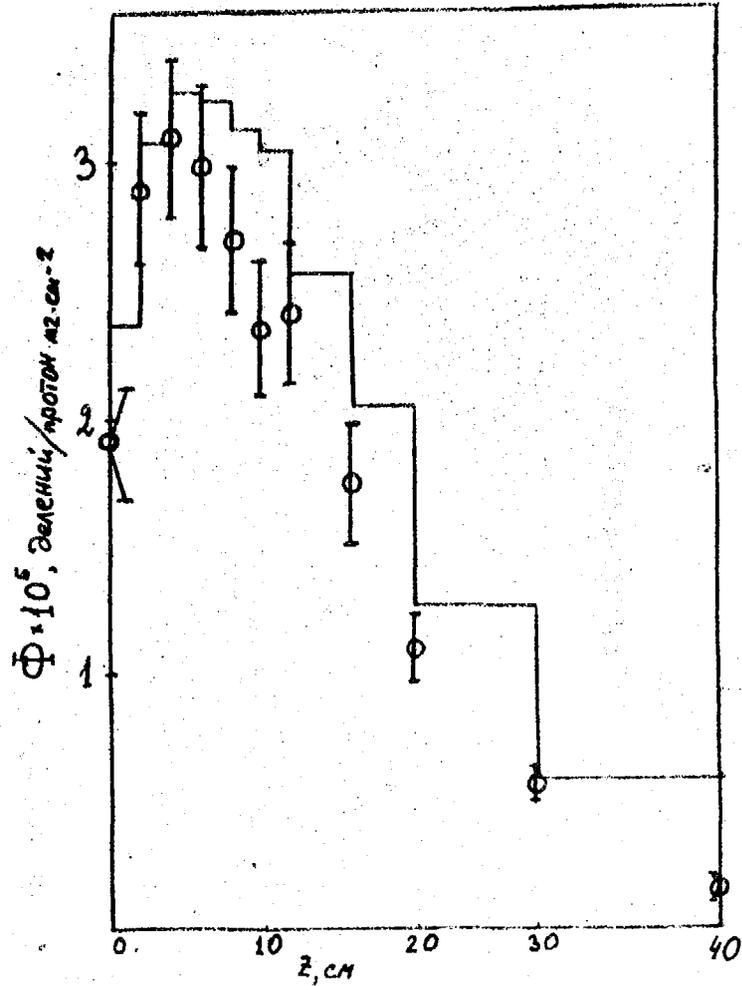


Рис. 4. Аксиальные распределения интегральных скоростей деления ядер, полученные при помещении урановых детекторов в мишень из обедненного урана, бомбардируемую пучком протонов с энергией 1,3 ГэВ; обозначения те же, что на рис. 2; нормировка соответствует числу делений в слое природного урана толщиной 1 мг/см² и Φ 18 см на один первичный протон

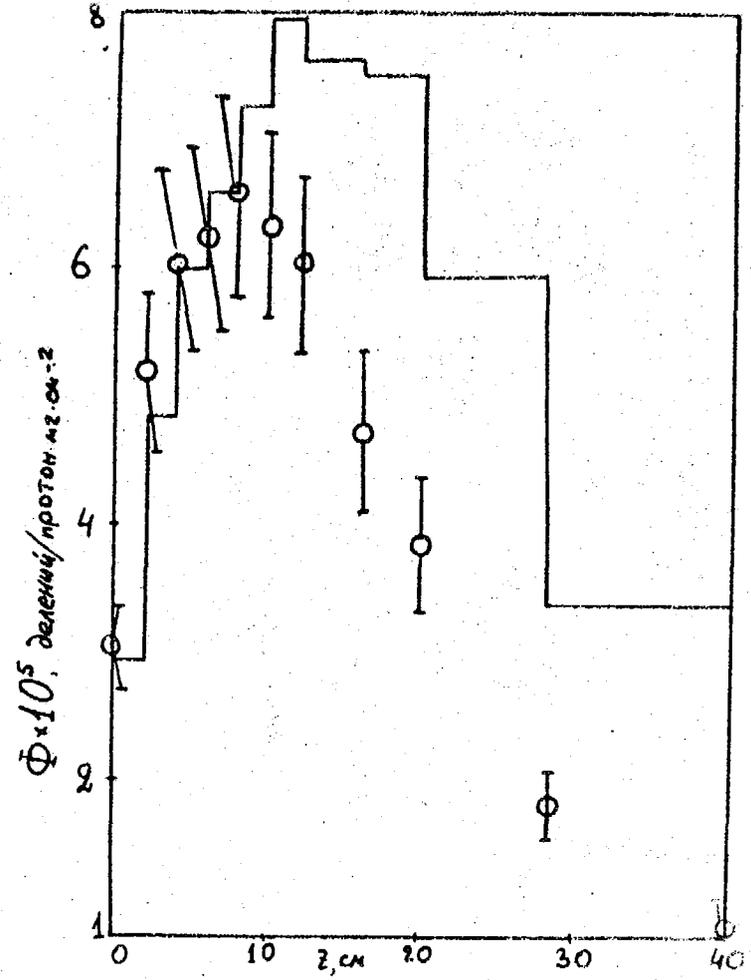


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для пучка протонов с энергией 4,3 ГэВ

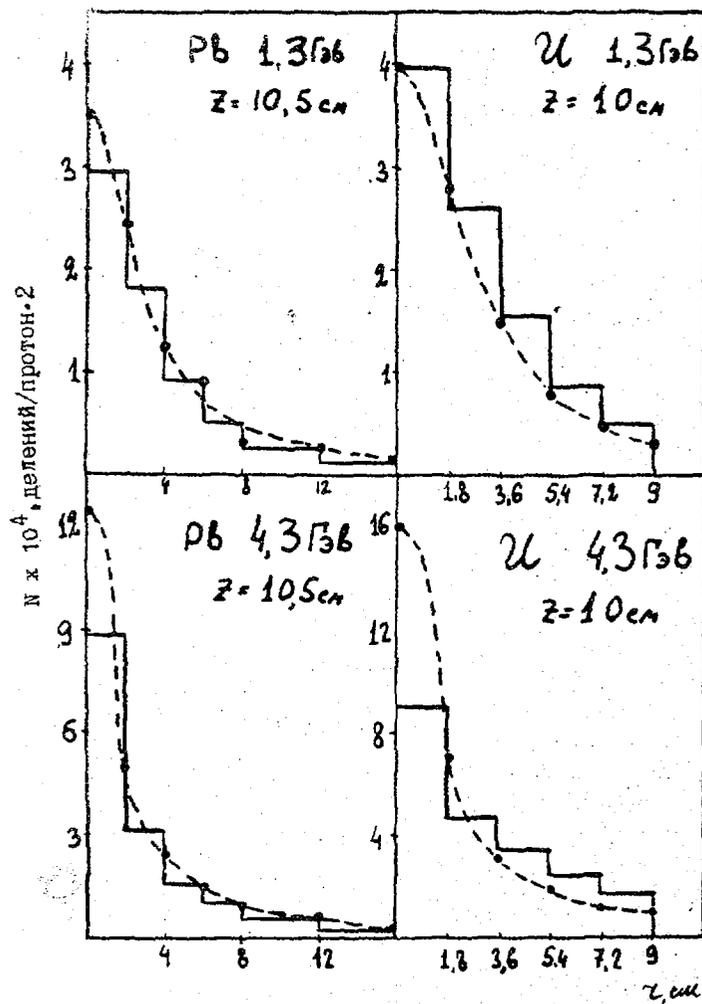


Рис.6. Радиальные распределения скоростей деления ядер урана: точки, соединенные пунктиром, - экспериментальные данные; гистограммы - данные расчетов методом Монте-Карло; Pb 1,3 ГэВ - измерительная плоскость с детекторами помещена в сечении $Z=10,5$ см свинцовой мишени, бомбардируемой пучком протонов 1,3 ГэВ; Pb 4,3 ГэВ - то же для 4,3 ГэВ; 1,3 и 4,3 ГэВ - то же для мишени из обедненного урана в сечении $Z = 10$ см; нормировка соответствует числу делений в 1 г урана на один первичный протон

мишени при облучении ее пучком с энергией 4,3 ГэВ. В этом случае, видимо, проявилось отличие реальной формы пучка от той, что моделировалась в расчете.

Суммируя результаты работы, отметим, что с помощью единой методики измерения получены пространственные распределения скоростей деления ядер урана, использованного при детектировании частиц, рожденных в массивных мишенях из свинца и урана под действием протонов с энергией 1,3 и 4,3 ГэВ. Результаты экспериментов сравнивались с расчетами по методу Монте-Карло. При этом можно констатировать, что расчетные предсказания как в случае свинцовой мишени, так и в случае урановой мишени дают хорошие результаты для пучка протонов в 1,3 ГэВ. Наши данные наряду с другими, полученными при сравнении расчетов и экспериментов по выходу нейтронов и продуктов реакций в этой области, подтверждают адекватность использованных теоретических моделей адрон-ядерных взаимодействий.

Что касается энергии в 4,3 ГэВ, то здесь экспериментального материала, доступного для анализа, значительно меньше, особенно в случае воздействия пучка протонов такой энергии на протяженную мишень из делящегося материала. В смысле традиционной модели внутриядерного каскада область вблизи 4,3 ГэВ пограничная. Здесь для вычисления дифференциальных сечений образования адронов используются экстраполяционные модели меньшей точности. Этими обстоятельствами, по нашему мнению, объясняются имеющиеся расхождения между расчетными и экспериментальными результатами.

Список литературы

1. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Пименов Б.А. и др. // Атомная энергия. 1978. Т.44. Вып.4. С.329.
2. Russell G.J., Gilmore J.S., Robinson H. et al. Fertile-to-fissile and fission measurement for depleted uranium bombarded by 800 MeV protons // ICANS V: Meeting of the international collaboration on advanced neutron sources, 1981/ Jul-conf-45, KFA-Julich. P.621.
3. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах. М.: Энергоиздат, 1981. Ч.2.

4. Васильков Р.Г., Гольдманский В.И., Орлов В.В. // Успехи физических наук. 1983. Т.139. Вып.3. С. 435.
5. Казарицкий В.Д. Сопряжение программ MARS4 и MMK22 для расчетов скоростей реакций нейтронов, образующихся в среде под действием высокоэнергетических частиц: Препринт ИТЭФ-61. М.: ЦНИИатоминформ, 1986.
6. Казарицкий В.Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.4(58). С.11.
7. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоиздат, 1985.
8. Франк-Каменецкий А.Д. В кн.: Доклады по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Димитровград: НИИАР, 1975. С.250.
9. Steiner H.M., Jungeman J.A. // Phys. Rev. 1956. V.101., №2. P.807.

Статья поступила в редакцию 25 октября 1988 г.

УДК 539.144.6

ЗАДАЧА О "НАЗНАЧЕНИЯХ" В ПРИМЕНЕНИИ К ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ф.Е.Чукреев

ASSIGNMENT PROBLEM ALGORITHM IN APPLYING TO NUCLEAR SPECTROSCOPY. Assignment Problem Algorithm have been applied to find γ -quanta disposition with the greatest probability. ^{234}U (n, γ) reaction is considered as Algorithm application example.

В процессе оценки данных о структуре ядер часто возникает задача размещения электромагнитных переходов среди уже известных уровней. Если бы энергии уровней и электромагнитных переходов были известны с любой, наперед заданной, точностью, то эта задача была бы тривиальной. Но достоверные сведения о существовании уровней нам могут дать только спектры тяжелых частиц, возникающих в реакциях или распадах. (Это обстоятельно изложено в [1]). Но точность измерения энергии этих частиц не превосходит обычно 1кэВ, в то время как энергии γ -квантов измеряются в современном рядовом эксперименте с точностью не хуже 0,1 кэВ.

В этом случае, когда размещение хотя бы некоторых γ -переходов может быть выполнено неоднозначно, такое размещение позволяет, используя стандартные методы (например, программу GTOL [2]), уточнить положения уровней, а уточнив их, перейти к другим процедурам отыскания возможных связей для γ -квантов, оставшихся неразмещенными.

При большой же плотности уровней эти обычные приемы оказываются неэффективными - они не могут быть применены в условиях неоднозначного размещения. Естественно, большая плотность вместе с относительно низкой точностью определения положения уровней ведет к тому, что переходы могут быть размещены во многих местах. Способу, позволяющему получить наиболее вероятное размещение переходов в этих условиях, и посвящена настоящая заметка.

Математическая формулировка задачи

Рассмотрим систему уровней некоторого ядра с энергиями возбуждения $E(k) \pm \Delta E(k)$, ($k=0+N$), где N - число возбужденных состояний, а ΔE - точность знания положения этих состояний. Индексом 0 обозначено основное состояние. Кроме того, известен массив $\Gamma(\mu) \pm \Delta\Gamma(\mu)$, содержащий энергии γ -квантов и точность их определения. Пусть μ изменяется от 1 до M . Очевидно, что трудности с размещением γ -квантов возникают лишь тогда, когда M значительно больше N .

Составим выражение:

$$\tilde{Z} = \sum_{\mu=1}^M \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{\nu=1}^N \frac{(E(\nu) - E(k) - \Gamma(\mu))^2}{\Delta E(k)^2 + \Delta E(\nu)^2 + \Delta \Gamma(\mu)^2} x_{\nu\mu k}, \quad (1)$$

где $x_{\nu\mu k} = 1$, если переход с энергией $\Gamma(\mu)$ расположен между уровнями с номерами ν и k и $x_{\nu\mu k} = 0$, если такого перехода нет. (Индекс k у $x_{\nu\mu k}$ не является обязательным, т.к. задание излучающего состояния и кванта однозначно определяет конечное состояние K . Поэтому в дальнейшем мы ограничимся двумя индексами и будем писать $x_{\nu\mu}$.

Величина \tilde{Z} внешне очень похожа на логарифм функции правдоподобия, используемой в методе наименьших квадратов, но содержит существенное отличие в виде булевских переменных $x_{\nu\mu k}$, определение которых и составляет существо задачи размещения квантов среди известных уровней. Очевидно, что величина \tilde{Z} принимает минимальное значение тогда, когда все $x = 0$.

Но введем физически необходимое условие, что каждое возбужденное состояние должно излучать. Его можно записать в виде N неравенств:

$$\sum_{\mu=1}^M x_{\nu\mu} \geq 1 \quad (\nu = 1, 2, \dots, N). \quad (2)$$

Попробуем теперь, чтобы величина \tilde{Z} достигала минимума при ограничениях (2). Легко видеть, что минимум \tilde{Z} будет тем ниже, чем меньше число различных x отлично от нуля.

Поэтому в процессе поиска минимума условие (2) автоматически сведется к условию:

$$\sum_{\mu=1}^M x_{\nu\mu} = 1, \quad (\nu = 1, 2, \dots, N). \quad (3)$$

Введем и второе физически ясное условие, которое можно назвать условием "максимального разнообразия".

Оно может быть записано в виде:

$$\sum_{\nu=1}^N x_{\nu\mu} \leq 1, \quad (\mu = 1, 2, \dots, M) \quad (4)$$

и словами может быть выражено: "ни один квант не должен появиться дважды в полученном размещении". Условие (4), конечно же, имеет смысл лишь тогда, когда M существенно превосходит N , что и имеет место в большинстве интересных случаев.

Совокупность условий: \tilde{Z} - минимально, при выполнении требований (3) и (4) обеспечивает наиболее вероятное размещение квантов среди уровней.

Величину $c_{\nu\mu}$ можно назвать "ценой размещения" и целесообразно в процессе подготовки условий задачи полагать $c_{\nu\mu} = \infty$ для тех переходов, для которых $c_{\nu\mu}$ больше некоторой граничной величины. Это сокращает время, необходимое на решение задачи.

Эта совокупность условий представляет собой известную (в той области математики, которую принято называть "исследованием операций") задачу о "назначениях" в условиях дефицита вакансий.

Обычным приемом введения фиктивных вакансий эта задача может быть сведена к стандартной форме задачи о "назначениях", для которой существуют эффективные алгоритмы ее решения (см. например, [3]).

Итак, математическая формулировка задачи:

$$\text{найти минимум } \tilde{Z} = \sum_{\mu=1}^M \sum_{\nu=1}^N c_{\nu\mu} x_{\nu\mu}$$

при дополнительных условиях:

$$\begin{aligned} \sum_{\mu=1}^M x_{\nu\mu} &= 1, \quad (\nu = 1, 2, \dots, N); \\ \sum_{\nu=1}^N x_{\nu\mu} &\leq 1, \quad (\mu = 1, 2, \dots, M), \\ x_{\nu\mu} &= 0 \text{ или } 1, \quad c_{\nu\mu} \geq 0. \end{aligned}$$

Пример применения

Изложенный в предыдущем разделе метод едва ли целесообразно иллюстрировать примером с десятком уровней. Поэтому он был использован для задачи размещения γ -квантов из реакции $^{234}\text{U}(\alpha, \gamma)^{235}\text{U}$ среди уровней, наблюдавшихся в реакциях $(^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) и (d, p) .

В качестве исходных данных были взяты соответствующие наборы данных о реакциях из массива ЕНЦДФ [4], а для γ -квантов данные из оригинальных публикаций [5], [6], [7]. Мы отказались от использования массива ЕНЦДФ в случае γ -квантов из-за того, что в этом массиве присутствуют не только экспериментальные данные, а частично оцененные, в том числе и не наблюдавшиеся экспериментально, а введенные оценщиком из данных по альфа-распаду ^{239}Pu . Экспериментальные данные из цитированных публикаций были модифицированы лишь в тех немногих случаях, когда энергии γ -квантов из [5] и [6] имели различия лишь в пределах указанной авторами точности. В этих случаях использовалось значение энергии, данное с большой точностью. Аналогичная процедура была проделана и с энергиями уровней.

Дальнейший расчет был сделан в двух вариантах:

А. Никаких дополнительных предположений.

Б. В тех случаях, когда так называемые "прямые" переходы из захватного состояния удавалось связать с уровнями, наблюдавшимися в реакциях с заряженными частицами, то энергии этих уровней дополнительно уточнялись.

В варианте А мы имели 116 уровней и 362 кванта, а в Б - 119 уровней и те же 362 кванта. Затем для обоих вариантов были решены задачи о назначениях, после чего энергии уровней уточнялись программой *GTOL* с учетом найденной системы переходов. Для оставшихся неразмещенными квантов снова решалась задача с назначениях, но уже с уточненными энергиями уровней. Еще раз проводилось уточнение энергии уровней и решения задачи о назначениях. После этого число квантов становилось меньше числа уровней, и для размещения остатка использовалась процедура БОМЖ (это та же программа *GTOL*, но с поиском возможных "кандидатов" на размещение).

Что же получилось?

В варианте А осталось неразмещенными 22 кванта, а в Б - 20. Различия между этими вариантами получились, лишь начиная с уровня 336 кэВ.

Небольшие различия в энергиях уровней, полученные в вариантах А и Б, объясняются влиянием различий в размещениях квантов среди высоколежащих уровней.

Объем этой статьи не позволяет провести детальный анализ всех различий между вариантами А и Б, между решением, полученным из задачи о назначениях и другими предложенными системами уровней и переходов в уране-235. Ограничимся лишь рассмотрением данных, приведенных в табл. I, где производится сопоставление результатов вариантов А и Б для нижних уровней с оцененными данными [4].

Первое, что обращает на себя внимание, это резкое различие в системе переходов между нижними уровнями. Детального изучения причин такого различия не производилось, но известно, что при исключении уровня 143 кэВ и кванта 47,60 кэВ переход 129 кэВ перемещается к уровню 131 кэВ. Ни уровень 143 кэВ, ни указанный переход не наблюдаются в альфа-распаде, а система нижних уровней урана-235, предложенная в [4], опирается, главным образом, на данные по α -распаду ^{259}Pu .

Мы не ставим своей целью в этой заметке предложить новую систему уровней ^{235}U , а лишь проиллюстрировать работу "задачи о назначениях" в применении к ядерной спектроскопии. Предлагаемый метод очень чувствителен к точности энергий квантов и уровней, и его использование, конечно, должно сопровождаться анализом соотношений интенсивностей разных переходов.

В случае (α, γ) реакции на уране-234 произвести такой анализ невозможно из-за пробела в экспериментальных данных об энергиях и интенсивностях гамма-лучей в интервале от 1.5 до 3 МэВ.

Очень полезны были бы и информация о совпадениях, которая в случае этой реакции отсутствует.

Применение предлагаемого алгоритма дополняет существующие методы разработки сложных схем распада и может оказать существенную помощь при оценке данных о структуре ядер:

Сравнение результатов расчетов и оценки

Энергия уровня, определенная в ядерной реакции (кэВ)	Энергия уровня, полученная из решения задачи о назначении (кэВ)		Измеренное значение энергии гамма-кванта, излучаемого этим уровнем		Энергия уровня по [4] (кэВ)	Расчетная энергия квантов, разряжающих эти уровни (кэВ) (по [4])	Энергия квантов, разряжающих эти уровни (кэВ) (по [4])
	вариант А	вариант В	в (n, γ) -реакции	при β -распаде			
13(1)	12,86(4)	12,90(3)	-	-	13,040(2)	-	-
45(1)	43,791(22)	43,863(24)	30,9(1)	30,04	46,204(3)	46,204(6)	46,21
51,7(4)	51,628(4)	51,627(4)	51,628(4)	51,629(10)	51,701(1)	39,561(2) 51,624(2)	38,664 51,629(10)
83,0(26)	82,473(22)	82,545(24)	38,72(6)	38,664(2)	81,739(2)	30,037(3) 68,699(3)	- 68,72
103,0(10)	102,72(4)	102,85(4)	89,90(5)	89,59	103,032(6)	56,828(3) 103,032(6)	56,838 103,020(20)
131,0(22)	130,10(16)	130,12(3)	47,605	-	129,297(2)	47,560(3) 77,598(2) 116,258(2) 129,297(2)	- 77,602 116,26 129,294(10)
143(4)	142,16(4)	142,21(3)	129,302(2)	129,294(10)	-	-	-
151,0(32)	151,170(22)	151,243(24)	68,697(3)	68,72	150,453(4)	68,73(2) 98,78(2)	68,72 98,780
166,0(22)	165,613(25)	165,72(5)	23,45(5)	-	170,705(7)	67,673(10) 124,501(11)	67,67 124,51
170(1)	168,831(21)	168,903(24)	125,040(2)	125,21	171,338(4)	42,088(4) 89,648(5) 119,685(4) 125,181(9) 158,347(4) 171,388(4)	42,06 89,59 119,708 125,121 159,1 171,344
197,0(10)	196,19(4)	196,23(3)	54,026(5)	54,040	197,098(8)	46,625(20) 115,370(15)	46,69 115,38
225(2)	224,61(3)	224,74(6)	142,16(8)	-	225,417(5)	54,030(4) 96,118(5) 122,351(12) 143,678(6) 173,715(5) 179,212(8) 225,417(5)	54,040 96,13 - 143,356 173,70 179,19 225,37
247(1)	246,851(13)	246,841(13)	195,220(12)	195,66	249,130(14)	78,422(11) 146,095(6)	78,42 146,077
288(2)	287,468(25)	287,76(3)	121,95(6)	-	291,14(2)	65,723(19) 119,76(2) 188,10(2) 244,93(2)	65,741 119,706 188,22 244,92
293,0(10)	292,825(22)	292,899(24)	141,655(6)	141,657	294,654(5)	97,576(20) 144,201(3)	- 144,211

1. Определить степень влияния неопределенностей в энергиях на характер размещения квантов.
2. Выявить альтернативные размещения, которые могут возникнуть при учете (или, наоборот, исключении) тех или иных квантов и уровней.
3. На основе альтернативных размещений могут быть сформулированы задачи для экспериментаторов по уточнению измерений.

Список литературы

1. Джелепов Б.С. Методы разработки сложных систем распада. Л.: Наука, 1974.
2. Barton B.J., Tuli J.K. Physics Analysis Programs for Nuclear Structure Evaluation // BNL-NCS-23375/R. 1977.
3. Кудрявцев Е.М. Исследование операций в задачах, алгоритмах и программах. М.: Радио и связь, 1984.
4. Schemrak M.R. // Nuclear Data Sheets. 1983. V.40, №1. P.1-147.
5. Rickley F.A., Jurney E.T., Britt H.C. // Phys. Rev. C. 1972. V.5, 6. P.2075-2095.
6. Koene B.K.S., Chrien R.E. // Phys. Rev. C. 1977. V.16, 2. P.588-596.
7. Almeida J., Von Egidy T., Van Assche P.H.M. e. a. // Nucl. Phys. 1979. V.A315. P.71.

Статья поступила в редакцию 6 октября 1988 г.

ИДК 621.089.51

ТЕСТИРОВКА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ ^{238}U
 В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ НА ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПРОПУСКАНИЮ

В.Н.Кошечев, Е.В.Долгов, М.Н.Николаев, В.В.Синица, А.М.Цибуля

TESTING OF ^{238}U CROSS-SECTION STRUCTURE TEMPERATURE DEPENDENCE IN UNRESOLVED RESONANCE REGION IN TRANSMISSION EXPERIMENTS. The calculated values transmission and selfindication functions and their temperature dependence for ^{238}U in unresolved resonance region are compared with experimental data to test the resonance structure parameters. The average resonance parameters from FOND and ENDF/B-4 libraries and subgroup parameters from multigroup constant system MULTIC are used.

В работе [1] были представлены результаты оценки подгрупповых параметров для ^{238}U в области неразрешенных резонансов с независимыми от температуры долями подгрупп. Полученные подгрупповые параметры позволили достаточно точно описать зависимости факторов резонансной самоэкранировки сечений от сечения разбавления и температуры. Однако вопрос о точности самих факторов самоэкранировки и их температурных приращений оставался открытым. Принимавшиеся в [1] значения факторов самоэкранировки рассчитывались по средним резонансным параметрам. Оценив точность знания этих параметров и рассчитав коэффициенты чувствительности факторов самоэкранировки к ним, можно, конечно, получить и оценку точности факторов самоэкранировки, но лишь в рамках принимаемой параметрической модели структуры сечений в области неразрешенных резонансов. Надежность такой оценки точности довольно сомнительна.

Поэтому весьма важной представляется тестировка принимаемых данных о структуре сечений в области неразрешенных резонансов по экспериментальным данным, непосредственно чувствительным к этой структуре. Таковыми являются функции пропускания, измеряемые в условиях "хорошей" геометрии. В работе [2] приведены результаты тестировки принимаемых параметров структуры сечений ^{238}U в области неразрешенных резонансов по данным о функциях пропускания, полученных разными авторами при комнатной температуре $\theta_0 \sim 300$ К. Эта тестировка в целом подтвердила правильность тех представлений о структуре сечений, которые были выработаны на основе экстраполяции характеристик резонансной структуры сечений из области разрешенных резонансов и теоретического описания энергетической зависимости средних сечений в самой области неразрешенных резонансов.

В настоящей работе приводятся результаты тестировки ТЕМПЕРАТУРНОЙ зависимости параметров резонансной структуры сечений ^{238}U (подгрупповых параметров из работы [1]) и средних резонансных параметров из библиотек ENDF/B-4 и ФОНД) в области неразрешенных резонансов на экспериментах по пропусканию.

Обзор экспериментальных данных

В результате эксперимента по пропусканию нейтронного пучка через исследуемые образцы определяются функции пропускания, зависящие от температуры образца θ и его толщины $n(\theta)$:

полные
$$T_{\pm}(\theta, n(\theta)) = \int \varphi(E) e^{-n(\theta) \sigma_{\pm}(\theta, E)} dE / \int \varphi(E) dE;$$

и захватные

$$T_0(\theta, n(\theta), \theta_0) = \int \varphi(E) \sigma_c(\theta_0, E) e^{-n(\theta) \sigma_{\pm}(\theta, E)} dE / \int \varphi(E) \sigma_c(\theta_0, E) dE,$$

где $\varphi(E)$ - спектр нейтронного потока; $\sigma_{\pm}(\theta, E)$ и $n(\theta)$ - полное сечение и толщина исследуемого образца при температуре θ ; $\sigma_c(\theta_0, E)$ - сечение захвата детектора при температуре θ_0 (как правило, $\theta_0 \sim 300$ К).

В качестве экспериментальных данных нередко используются наблюдаемые сечения, рассчитываемые по формулам

$$\sigma_{набл}^+ = -\frac{1}{n} \ln T_t; \quad \sigma_{набл}^c = -\frac{1}{n} \ln T_c.$$

Подчеркнем, что обе эти величины представляют собой полные сечения взаимодействия; отличие состоит в том, что $\sigma_{набл}^+$ усреднено в пределах функции разрешения $\varphi(E)$ равномерно по энергии, а $\sigma_{набл}^c$ - с весом сечения захвата $\sigma_c(\theta_0, E)$.

На сегодняшний день имеется небольшая совокупность экспериментальных работ, в которых исследовалась температурная зависимость функций пропускания через образцы ^{238}U в области неразрешенных резонансов. К ней относятся работы:

- Банькова А.А., Григорьева Н.В. и др. [3], в которой представлены результаты измерений функций полных пропусканий, усредненных в энергетических группах номенклатуры БНАБ в диапазоне температур $\theta = 77 \text{ K}$, 293 K и 1043 K и набора толщин образца $n_0 = 0,0378 \text{ ат/б}$, $0,0575 \text{ ат/б}$, $0,151 \text{ ат/б}$ и $0,303 \text{ ат/б}$;
- Вийсна Т. и др. [4], где приведены функции полных пропусканий $T_t(\theta, n(\theta))$ и захватных пропусканий $T_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$ в узких энергетических интервалах в диапазоне энергий от $\sim 4,5 \text{ кэВ}$ до $\sim 90 \text{ кэВ}$ для трех температур $\theta = 101 \text{ K}$, 300 K и 975 K и двух толщин образца $n_0 = 0,0316$ и $0,0621 \text{ ат/б}$;
- Тсанга Ф. и Бруггера Р. [5], в работе которых приведена очень подробная экспериментальная информация о температурной зависимости наблюдаемого полного сечения $\sigma_{набл}^+(\theta, n(\theta))$ в интервале температур $\theta = 100 \text{ K} \pm 1100 \text{ K}$ в энергетической точке $E = 24 \pm 0,9 \text{ кэВ}$ для четырех толщин образца $n_0 = 0,0437$; $0,0874$; $0,1310$ и $0,1747 \text{ ат/б}$ и в точке $E = 144 \pm 12 \text{ кэВ}$ для двух толщин $n_0 = 0,0437$ и $0,0874 \text{ ат/б}$;
- Хэста Т. и Соверби М. [6]. Полной экспериментальной информацией данной работы мы не располагали; имелись лишь данные для энергетического интервала $E = 3 \pm 4 \text{ кэВ}$, приведенные на графике в работе [7].

Расчетные модели и сравниваемые величины

К расчету привлекались, во-первых, оцененные средние резонансные параметры ^{238}U из библиотек ФОНД и ENDF/B-4, а, во-вторых, подгрупповые параметры из пробной версии мультигрупповой системы констант МУЛЬТИК [8].

В первом случае расчет проводился по ПШ ГРУКОН [9]. Основные особенности физической модели, принимавшейся при расчетах, состояли в следующем:

- расчет сечений выполнялся по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера, причем учет доплеровского уширения резонансов производился с помощью функций формы резонансов φ и χ ;
- флуктуации нейтронных ширин (в том числе в канале неупругого рассеяния) описывались распределением Портера-Томаса, а флуктуации радиационных ширин и расстояний между резонансами во внимание не принимались.

Интегралы по распределению резонансных ширин вычислялись по квадратурным формулам наивысшей алгебраической степени точности. Более полное описание метода приведено в работе [10].

Во втором случае сравниваемые величины рассчитывались по подгрупповым параметрам, температурная зависимость которых определялась путем интерполяции (или экстраполяции) подгрупповых сечений в логарифмическом масштабе по температуре.

Для того, чтобы наблюдать "чистый" температурный эффект, было проведено сравнение между экспериментальными и расчетными значениями нормированных функций пропускания. Для полных пропусканий нормированное пропускание определялось как отношение

$$R_z(\theta, n(\theta), \theta_0) = T_t(\theta, n(\theta)) / T_t(\theta_0, n).$$

Аналогичная нормировка была выполнена для наблюдаемых полных сечений:

$$R_c(\theta, n(\theta)) = \sigma_{набл}^*(\theta, n(\theta)) / \sigma_{набл}^*(\theta_0, 0).$$

где $\sigma_{набл}^*(\theta_0, 0)$ - наблюдаемое полное сечение, экстраполированное к нулевой толщине образца. Что касается захватных пропусканий, то сравнивались значения функции вида

$$R_c(\theta, n(\theta), \theta_0) = \frac{T_c(\theta, n(\theta), \theta_0)}{T_c(\theta_0, n_0, \theta_0)} / R_c(\theta, n(\theta), \theta_0).$$

Температурная зависимость этого отношения показывает, сколь отличается температурная зависимость захватного пропускания от таковой для полного пропускания. Сравнение с экспериментальным значением этой величины, как нам кажется, яснее позволяет понять, сколь корректно описывается в расчете температурная зависимость полного сечения в окрестности резонансов поглощения, чем просто рассмотрение отношения

$$T_c(\theta, n(\theta), \theta_0) / T_c(\theta_0, n_0, \theta_0).$$

Одним из важных моментов при выполнении расчетов являлся учет изменения плотности исследуемого образца от температуры $n(\theta)$. В расчетах использовалась подтвержденная экспериментом расчетная кривая изменения поверхностной плотности металлических урановых образцов, приведенная в работе [5]. Эта кривая соответствует линейному закону температурного расширения.

Расчеты доплеровского уширения резонансов проводились для эффективной температуры $\theta_{эф}$, которая в случае металлического урана заметно отличалась от температуры образца лишь при $\theta < 300$ К: $\theta_{эф}(77 \text{ К}) = 101 \text{ К}$.

Анализ полученных результатов

На рис. 1 и 2 представлены результаты сравнения нормированных функций пропускания $R_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$ для разных толщин образца $n(\theta)$ при его нагревании до температуры $\theta \sim 1000$ К. Аналогичные результаты сравнения нормированных функций пропускания $R_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$, но для низких температур $\theta \sim 100$ К приведены на рис. 3 и 4. Видно, что в целом наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных величин для широкого диапазона рассматриваемых толщин образца. При этом следует отметить, что:

- на больших толщинах кривая, полученная по подгрупповым параметрам, начинает рассогласовываться и с экспериментальными данными, и с расчетами, выполненными по средним резонансным параметрам с помощью ППП ГРУКОН. Такое рассогласование вызвано тем, что при оценке подгрупповых параметров акцентировалось внимание на описание резонансной структуры сечений ^{238}U при сечениях разбавления $\sigma_0 \geq 10$ барн [1]. Таким образом, описание минимумов в резонансах оказалось недостаточно корректным. Указанное расхождение можно было бы устранить, если ввести еще одну подгруппу, с помощью которой можно было бы описать минимумы резонансных сечений;

- использование при описании экспериментов для охлажденных образцов эффективной температуры $\theta_{эф}$, а не температуры образца θ было существенным, особенно на больших толщинах;

- по-видимому, изменение плотности образцов от температуры Бийоном Т. и др. указано не точно. При охлаждении образца его плотность должна была возрастать примерно на 1%. Это слабо сказывается для тонких образцов, где ослабление потока небольшое, но становится заметным для толщины $n_0 = 0,0621$ ат/б. Согласно же данным Бийона Т и др., плотность их образца при охлаждении не менялась. При нагревании до $\theta = 975$ К образца толщиной $n_0 = 0,0621$ ат/б его плотность, согласно данным работы [4], уменьшалась на ~2%, в то время, если пользоваться кривой зависимости поверхностной плотности металлического урана от температуры из работы [5], то это изменение должно было составлять ~3,5%. Видно, что если в расчетах принять изменение плотности исследуемого образца согласно работе [5] (т.е. на ~3,5%), то согласие между экспериментальными данными Бийона Т. и др. и расчетными величинами улучшится;

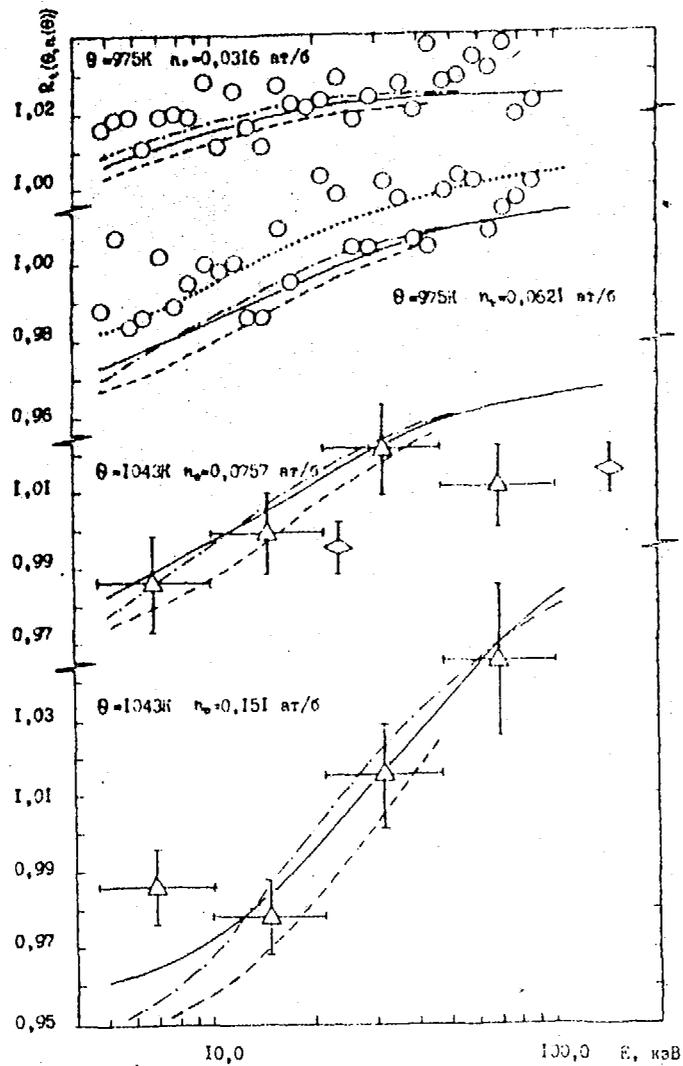


Рис.1. Энергетическая зависимость нормированной функции полного пропускания для горячих образцов ^{238}U :
 ○ - [4]; △ - [3]; ◇ - [5]; --- - расчет ЕНДФ/В-4;
 - - - - расчет МУЛЬТИК; — — — — расчет ФОНД;
 расчет ФОНД (с плотностью образца ρ (^{238}U) = 0,00 ат/г)

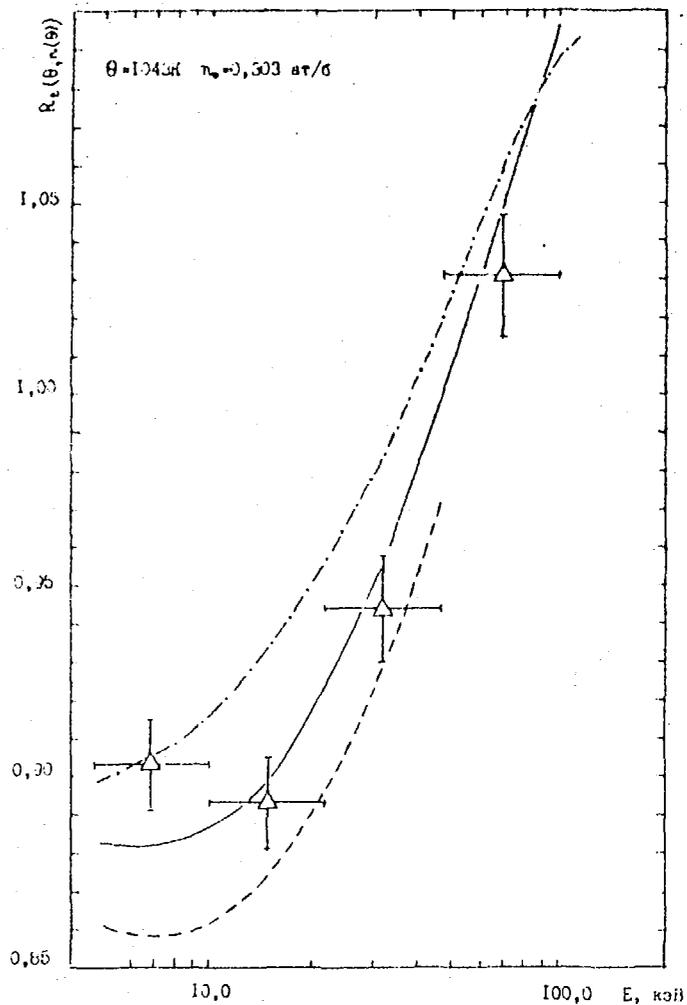


Рис.2. Энергетическая зависимость нормированной функции полного пропускания для горячего образца ^{238}U :
 △ - [3]; --- - расчет ЕНДФ/В-4; - - - - расчет МУЛЬТИК; — — — — расчет ФОНД

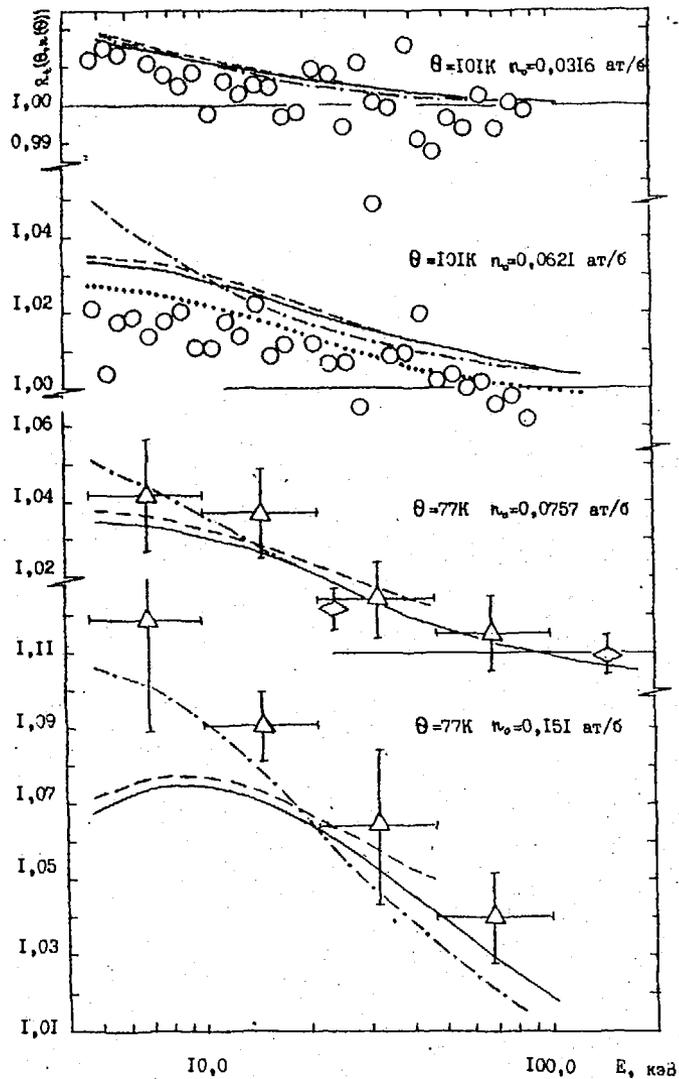


Рис.3. Энергетическая зависимость нормированной функции полного пропускания для охлажденных образцов ^{238}U :
 O - [4]; Δ - [3]; \diamond - [5]; - - - расчет ENDF/B-4;
 - - - расчет МУЛЬТИК; - - - расчет ФОНД; - - -
 расчет ФОНД (с плотностью образца n (101 K) =
 = 0,0628 ат/г)

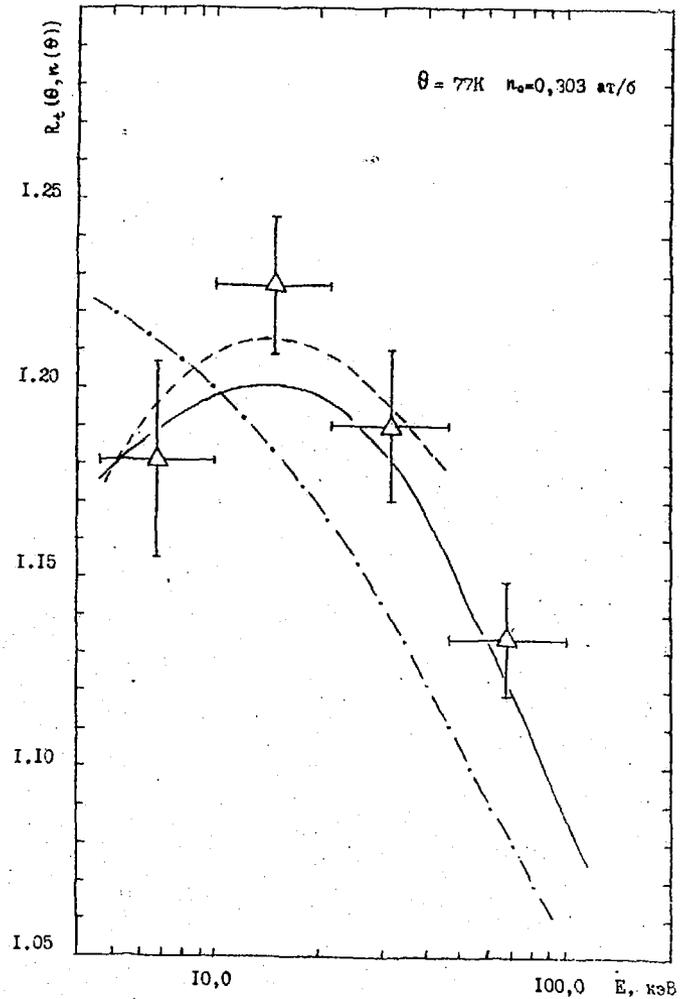


Рис.4. Энергетическая зависимость нормированной функции полного пропускания для охлажденного образца ^{238}U :
 Δ - [3]; - - - расчет ENDF/B-4; - - - расчет МУЛЬТИК; - - - расчет ФОНД

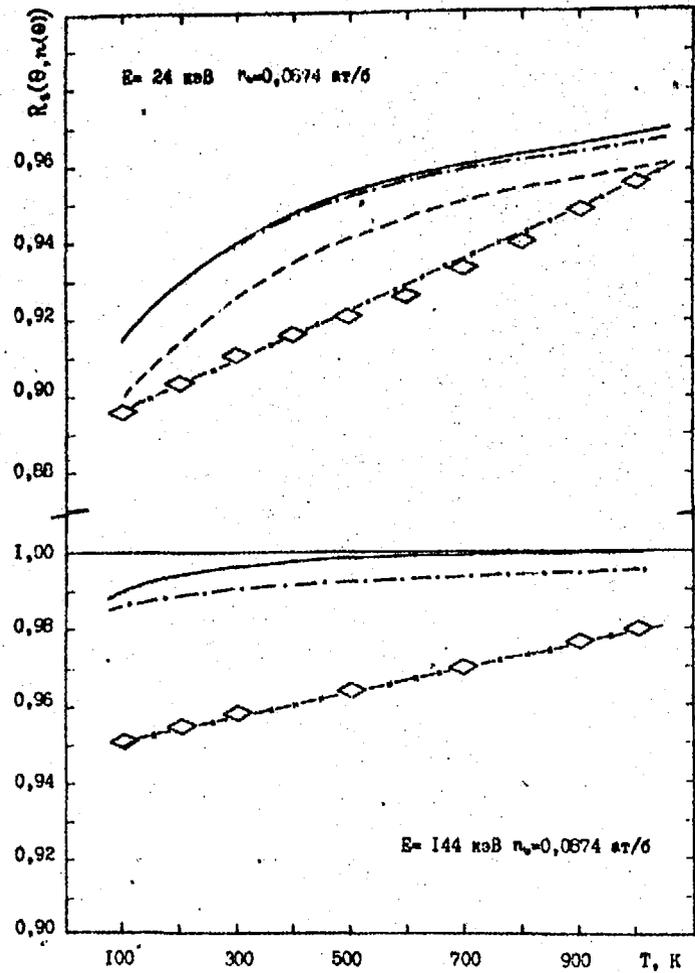


Рис. 5. Температурная зависимость нормированного наблюдаемого сечения для образца ^{238}U :
 ◊ - 5; — — — расчет ENDF/B-4; - · - · - расчет МУЛЬТИК; — — — расчет ФОНД; - - - - расчет UZR

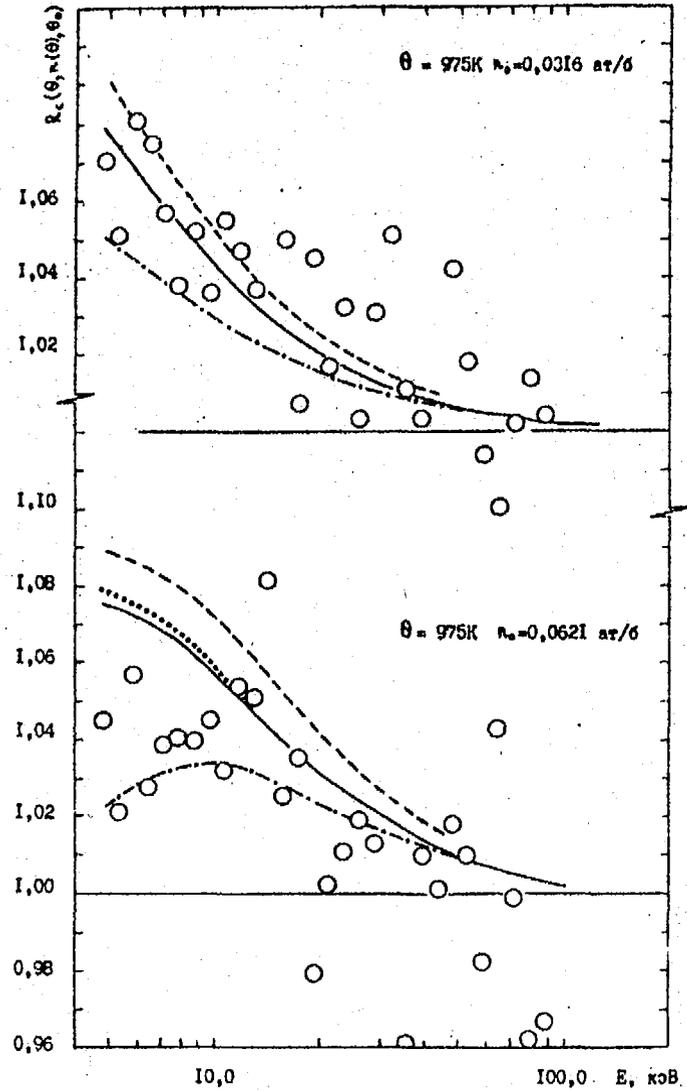


Рис. 6. Энергетическая зависимость функции $R_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$ для горячих образцов ^{238}U :
 ○ - 4; — — — расчет ENDF/B-4; - · - · - расчет МУЛЬТИК; — — — расчет ФОНД; ····· расчет ФОНД (с плотностью образца $n(975\text{ K}) = 0,06$ ат/б)

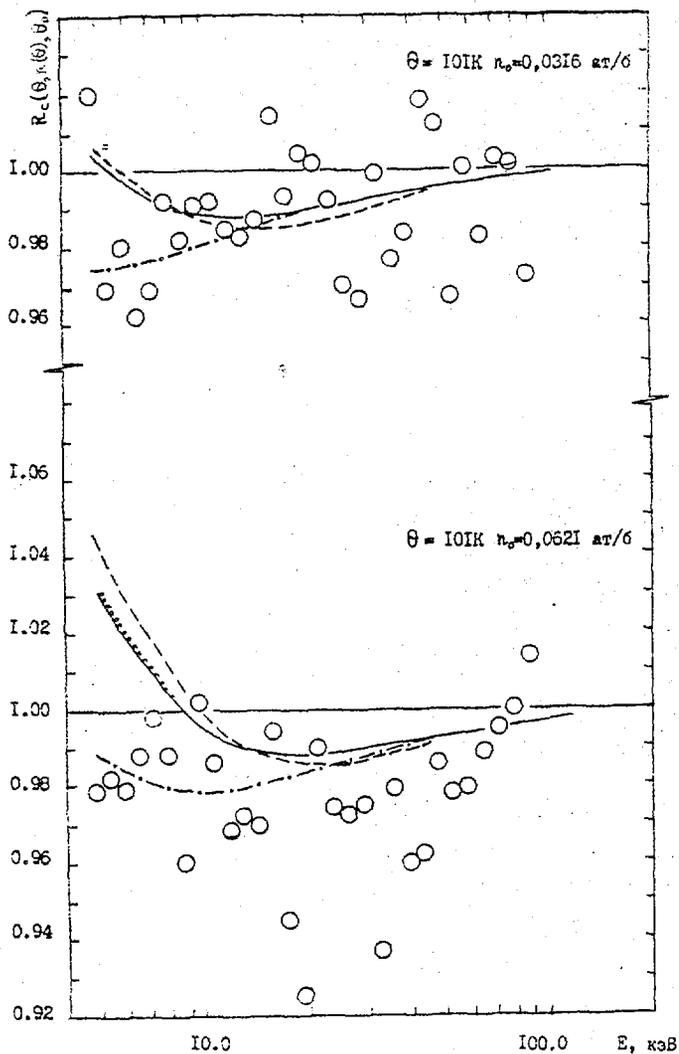


Рис.7. Энергетическая зависимость функции $R_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$ для охлажденных образцов ^{238}U :
 ○ - [4]; - - - - расчет ENDF/B-4;
 - · - · - расчет МУЛЬТИК; — — — — расчет ФОНД;
 · · · · · - расчет ФОНД (с плотностью образца n (101 К) = 0,0628 ат/г)

- экспериментальные данные Тсанга Ф. и Бруггера Р. для нагретого образца, а при 24 кэВ - и для холодного образца, указывают на более сильную температурную зависимость структуры сечений, чем данные других авторов.

Следует, однако, отметить, что при расчетном описании экспериментальных данных, полученных Тсангом Ф. и Бруггером Р., мы встретились и с другими, пожалуй, более существенными трудностями. На рис.5, например, представлены полученные этими авторами данные о температурной зависимости нормированного наблюдаемого сечения для двух энергетических точек $E = 24$ кэВ и 144 кэВ. Прямые, проведенные через точки, были рассчитаны авторами по средним резонансным параметрам (весьма близким к принятым в ENDF/B-4) с помощью программы UZR. На этом же рисунке приведены кривые температурной зависимости нормированного наблюдаемого сечения, рассчитанные нами с помощью ППП ГРУКОИ по средним резонансным параметрам, принятым в ENDF/B-4 и в ФОНДе, а также полученные по подгрупповым параметрам. Как видно, и характер, и величина температурной зависимости у нас получаются совсем иными, чем в работе [5]. Использование средних резонансных параметров, приведенных Тсангом Ф. и Бруггером Р. в работе [5], привело к результатам, очень близким к полученным на основе ENDF/B-4. Таким образом, наличие противоречия, разрешить которое без дополнительной информации не представляется возможным.

Обработка экспериментальных данных Бийона Т. и др. о захватных функциях пропускания (см. рис. 6 и 7, где приведены энергетические зависимости функции $R_c(\theta, n(\theta), \theta_0)$) показала, что для горячих образцов расчеты, выполненные по средним резонансным параметрам, неплохо согласуются

с экспериментальными данными, особенно при использовании средних резонансных параметров из библиотеки ФОНД. Правда, с увеличением толщины образца при энергиях ниже 10 кэВ расчетное значение величины $R_c(\theta, \mu(\theta), \theta_0)$ оказывается завышенным. В экспериментах с холодными образцами это расхождение проявляется гораздо сильнее. Оно говорит о том, что температурная зависимость захватных пропусканий в области ниже 10 кэВ не столь сильно отличается от таковой для полных пропусканий, как это следует из расчета. Причины этого расхождения также не просто установить без дополнительной экспериментальной информации.

Что касается описания функции $R_c(\theta, \mu(\theta), \theta_0)$ с помощью подгрупповых параметров, то здесь проявилось уже отмечавшееся выше недостаточно точное описание минимумов в полном сечении. Влияние этой некорректности компенсирует (иногда с лихвой) погрешности описания $R_c(\theta, \mu(\theta), \theta_0)$ с помощью средних резонансных параметров.

Заключение

Проведенный анализ приводит к следующим выводам:

1. Имеющиеся экспериментальные данные с температурной зависимости полных и захватных пропусканий в целом подтверждают принятые представления о характере температурной зависимости резонансной структуры сечений ^{238}U в области неразрешенных резонансов.
2. Требуем разрешения небольшое, но выходящее за пределы оцененных экспериментальных погрешностей расхождение в температурной зависимости захватных пропусканий в области энергий ниже 10 кэВ (являющейся, по существу, областью частично разрешенных резонансов).
3. Эксперимент Тсанга Ф. и Бруггера Р. привел к существенным количественным и качественным отличиям температурной зависимости функции пропускания от рассчитанных нами. Столь же сильно отличаются результаты, полученные Тсангом Ф. и Бруггером Р. путем расчетов по средним резонансным параметрам по программе UZR. Не исключено, что причина расхождений состоит в непонимании нами каких-то особенностей данных, приводимых в работе [5].
4. Дополнительные экспериментальные исследования температурной зависимости полных и особенно захватных пропусканий были бы весьма полезными. Особый интерес представляло бы измерение зависимости захватного пропускания $R_c(\theta, \mu(\theta), \theta_0)$ от температуры образца-детектора θ_0 при постоянной температуре образцов-фильтров $\theta = \text{const}$.

Список литературы

1. Долгов Е.В., Коцеев В.Н., Сеница В.В. Подгрупповая параметризация структуры сечений основных топливных материалов в области неразрешенных резонансов // Труды Межд. конф. по нейтронной физике, 21-25 сентября 1985 г., Киев.
2. Коцеев В.Н., Долгов Е.В., Цибуля А.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1988. В.4. С.39.
3. Григорьев В.В. Измерение нейтронных сечений и резонансных характеристик урана-238 на спектрометре ИЕР: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Дубна, 1980.
4. Yuon T.Y. et al. Temperature Dependent Neutron Transmission Measurements in ^{238}U . // Proc. Nat. Top. Meet. on New Developments in Reactor Physics and Shielding, Sep. 12-15, 1972, New York. USASRC. P.1115.
5. Tsang F.Y., Brugger R.M. // Nucl. Sci. Eng. 1979. V.72. P.55.
6. Haste T.J., Sowerby M.G. Atomic Energy Research Establishment // Report AERE-R 8961. 1978.
7. Bee H.J. The Relationship between the Local S-wave Strength Function in ^{238}U . // Proc of the IAEA Cons. Meet. on U and Pu Isotope Res. Parameters, 28 Sept.-2 Oct. 1981, Vienna/INDC(NDS) -129/GJ. 1982. P.182.

8. Долгов Е.В., Савоськин М.М., Цибуля А.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып. 5(59). С.49.
9. Сеница В.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып. 5(59). С.34.
10. Сеница В.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1983. Вып. 5(54). С. 3.

Статья поступила в редакцию 18 мая 1988 г.

УДК 621.039.5

К ОЦЕНКЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ МЕЖГРУППОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А.А.Ринейский

ON THE EVALUATION OF GROUP-TO-GROUP TRANSFER CROSS SECTIONS ANGULAR DEPENDENCE. The method to retrieve the group-to-group transfer cross sections depending on a scattering angle cosine is proposed. The method allows to take into account the fact, that for sufficiently fine group structure the cross-section is not equal to zero in only a part of the $[-1,1]$ interval. The retrieved angular dependence may be used for evaluation of additional Legendre coefficients.

Введение

Важным моментом при решении задач переноса нейтронов многогрупповым методом является учет угловой зависимости сечений межгрупповых переходов. В библиотеках групповых констант эта информация обычно представляется в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра

$$\sigma_{j \rightarrow k}(\mu) = \sum_{\nu=0}^L \frac{2\nu+1}{4\pi} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\nu} P_{\nu}(\mu), \quad (1)$$

где $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ - сечение перехода из группы j в группу k в зависимости от μ - косинуса угла рассеяния в лабораторной системе координат, $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\nu}$ - коэффициент разложения, $P_{\nu}(\mu)$ - полином Лежандра порядка ν , L - порядок разложения.

Коэффициенты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\nu}$ обычно хранятся отдельно для упругого и неупругого рассеяния, при этом для упругого рассеяния используется более высокий порядок разложения. В системе групповых констант ВНАБ-78 [1] для упругого рассеяния $L = 5$, в системе констант VITAMIN-C [2] $L = 3$. Однако это количество угловых моментов не всегда с удовлетворительной точностью описывает угловую зависимость сечений межгрупповых переходов, особенно для легких ядер. Это связано с тем, что сечение перехода $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ не равно нулю лишь на части интервала $[-1,1]$, если потеря энергии при рассеянии больше ширины группы k . Чем больше ширина ступеньки замедления по сравнению с шириной группы, тем меньше интервал, внутри которого $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ не равно нулю, тем больше необходимо угловых моментов $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\nu}$ для корректного представления угловой зависимости сечений перехода.

Для упругого рассеяния и неупругого рассеяния с возбуждением дискретного уровня энергии интервал $[\mu_1, \mu_2]$, внутри которого сечение перехода не равно нулю, можно определить, зная границы исходной и конечной групп, отношение массы ядра к массе нейтрона и энергетический выход реакции [3]

$$\mu_1 = \max[-1, \mu(E_{k+1}, E_j)], \quad (2)$$

$$\mu_2 = \min[\mu(E_k, E_{j+1}), 1], \quad (3)$$

где E_{j+1} , E_j - границы исходной группы; E_{k+1} , E_k - границы конечной группы; $\mu(E, E')$ - зависимость косинуса угла рассеяния от исходной E' и конечной E энергий;

$$\mu(E, E') = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} + \frac{|Q| \cdot A}{2VEE'} \quad (4)$$

A - отношение массы ядра к массе нейтрона; Q - энергетический выход реакции (для упругого рассеяния $Q = 0$).

Если интервал $[\mu_1, \mu_2]$ не совпадает с интервалом $[-1, 1]$, то вне этого интервала сечение перехода $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ будет равно нулю. Однако при малом L в случае, когда интервал $[\mu_1, \mu_2]$ значительно меньше интервала $[-1, 1]$ сумма (1) не сможет хорошо описать истинную зависимость $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$, даже если внутри интервала $[\mu_1, \mu_2]$ сечение удовлетворительно описывается постоянной. С другой стороны, для того, чтобы получить удовлетворяющую нас зависимость $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$, достаточно задать всего один угловой момент. Тогда можно положить, что

$$\sigma_{j \rightarrow k}(\mu) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi(\mu_2 - \mu_1)} \sigma_{j \rightarrow k}^0, & \mu_1 \leq \mu \leq \mu_2 \\ 0 & , \mu < \mu_1 \text{ или } \mu > \mu_2. \end{cases}$$

Используя эту зависимость, можно оценить произвольное количество коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^L$ и использовать их в дальнейших расчетах.

В работе рассмотрен метод, обобщающий приведенный пример на случай, когда задано $L + 1$ угловых моментов, которых, однако, недостаточно для описания угловой зависимости $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ с требуемой точностью. Предложенный метод позволяет использовать исходные угловые моменты для более точного восстановления $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ внутри интервала $[\mu_1, \mu_2]$ по сравнению с формулой (1), а затем по найденному приближению рассчитывать дополнительные к исходным угловые моменты. При этом все исходные моменты сохраняются. Приведены примеры использования метода.

Описание метода

Пусть интервал $[\mu_1, \mu_2]$ не совпадает с интервалом $[-1, 1]$. Тогда полиномы Лежандра не будут ортогональными внутри этого интервала и коэффициенты разложения по этому базису функции $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ не будут независимыми друг от друга. Перейдем к новому базису, в качестве которого выберем полиномы

$$\tilde{P}_L(\mu) = P_L\left(\frac{\mu - \bar{\mu}}{\Delta\mu}\right), \quad (5)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}, \quad \Delta\mu = \frac{\mu_2 - \mu_1}{2}.$$

Обозначим коэффициенты разложения функции $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ по новому базису через $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^L$

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^L = 2\pi \int_{\mu_1}^{\mu_2} \sigma_{j \rightarrow k}(\mu) \tilde{P}_L(\mu) d\mu, \quad (6)$$

тогда сечение перехода $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ можно представить, как

$$\sigma_{j \rightarrow k}(\mu) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta\mu} \sum_{L=0}^L \frac{2L+1}{4\pi} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^L \tilde{P}_L(\mu), & \mu_1 \leq \mu \leq \mu_2 \\ 0 & , \mu < \mu_1 \text{ или } \mu > \mu_2. \end{cases} \quad (7)$$

Выразим коэффициенты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell}$ через $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell}$. Заметим, что полином $\tilde{P}_{\ell}(\mu)$ имеет порядок ℓ , поэтому существуют такие коэффициенты α_m^{ℓ} , что

$$\tilde{P}_{\ell}(\mu) = \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_m^{\ell} P_m(\mu). \quad (8)$$

Тогда, подставляя (8) в (6) и используя равенство

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell} = 2\pi \int_{\mu_1}^{\mu_2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}(\mu) P_{\ell}(\mu) d\mu, \quad (9)$$

получим

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell} = \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_m^{\ell} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^m, \quad (10)$$

где, согласно разложению (8),

$$\alpha_m^{\ell} = \frac{2m+1}{2} \int_{-1}^1 \tilde{P}_{\ell}(\mu) P_m(\mu) d\mu. \quad (11)$$

Так как $P_0(\mu) = 1$, $P_1(\mu) = \mu$, то

$$\alpha_0^{\ell} = 1, \quad \alpha_1^{\ell} = -\frac{\bar{\mu}}{\Delta\mu}, \quad \alpha_1^{\ell} = \frac{1}{\mu}. \quad (12)$$

Используя тождество

$$x P_n(x) = \frac{1}{2n+1} [(n+1) P_{n+1}(x) + n P_{n-1}(x)]$$

сначала для $n=\ell$, а затем для $n=m$, получим:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{\ell+1}(\mu) P_m(\mu) &= \frac{2\ell+1}{\ell+1} \frac{\mu-\bar{\mu}}{\Delta\mu} \tilde{P}_{\ell}(\mu) P_m(\mu) - \frac{\ell}{\ell+1} \tilde{P}_{\ell-1}(\mu) P_m(\mu) = \\ &= \frac{(2\ell+1)(m+1)}{(\ell+1)(2m+1)\Delta\mu} \tilde{P}_{\ell}(\mu) P_{m+1}(\mu) + \frac{(2\ell+1)m}{(\ell+1)(2m+1)\Delta\mu} \tilde{P}_{\ell}(\mu) P_{m-1}(\mu) - \\ &- \frac{(2\ell+1)}{(\ell+1)} \frac{\bar{\mu}}{\Delta\mu} \tilde{P}_{\ell}(\mu) P_m(\mu) - \frac{\ell}{\ell+1} \tilde{P}_{\ell-1}(\mu) P_m(\mu). \end{aligned} \quad (13)$$

Совместное использование выражений (13) и (11) дает

$$\begin{aligned} \alpha_{m+1}^{\ell+1} &= \frac{(2\ell+1)(m+1)}{(\ell+1)(2m+3)\Delta\mu} \alpha_m^{\ell} - \frac{(2\ell+1)\bar{\mu}}{(\ell+1)\Delta\mu} \alpha_m^{\ell} + \\ &+ \frac{(2\ell+1)m}{(\ell+1)(2m-1)\Delta\mu} \alpha_{m-1}^{\ell} - \frac{\ell}{\ell+1} \alpha_m^{\ell-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Коэффициенты a_m^l равны нулю, если $m < 0$ или $m > l$, поэтому формулы (12) и (14) позволяют находить a_m^l , необходимые для вычисления $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$, рекуррентным образом для произвольных значений l .

Описание сечения перехода в окрестности точек μ_1 и μ_2 можно улучшить, если известно, что сечение в них равно нулю. Пусть, например, $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu_1) = 0$ и найдено $L + 1$ моментов $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$. Так как $P_l(-1) = (-1)^l$, то дополнительный $(L + 2)^{\text{й}}$ момент можно получить как

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+1} = (-1)^L \left(\sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l (-1)^l \right) / \left(\frac{2L+3}{2} \right), \quad (15)$$

в результате чего сумма (7), если заменить L на $L + 1$, примет нулевое значение в точке μ_1 . Если $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu_2) = 0$, то

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+1} = - \left(\sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l \right) / \left(\frac{2L+3}{2} \right), \quad (16)$$

так как $P_l(1) = 1$.

Наконец, если сечение равно нулю в обоих концах интервала $[\mu_1, \mu_2]$, то можно найти два дополнительных момента, решая систему

$$\begin{cases} (-1)^L \left(\frac{2L+3}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+1} - \frac{2L+5}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+2} \right) = \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l (-1)^l, \\ - \left(\frac{2L+3}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+1} + \frac{2L+5}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{L+2} \right) = \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l. \end{cases} \quad (17)$$

Сечения в граничных точках μ_1, μ_2 равны нулю, если эти точки находятся внутри интервала $[-1, 1]$. Если $\mu_1 = -1$, то сечение равно нулю в точке μ_1 , когда в формуле (2) $\mu(E_{k+1}, E_j) = -1$. Если $\mu_2 = 1$, то $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu_2) = 0$, когда $\mu(E_k, E_{j+1}) = 1$.

Следует отметить, что функция $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu)$ внутри интервала $[\mu_1, \mu_2]$ может испытывать разрывы производной, оставаясь непрерывной, а точки разрыва производной (если они есть) определяются из тех же параметров, что и μ_1, μ_2 [3]. Поэтому зависимость $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu)$ можно было бы искать в виде кусочно-полиномиальной функции на интервале $[\mu_1, \mu_2]$. Однако алгоритм нахождения этой зависимости в общем случае для произвольных значений L , по-видимому, более сложен и менее устойчив, чем описанный выше.

Моменты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$ можно теперь использовать для аналитического вычисления $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$. Действительно, подставляя (7) в (9), получаем

$$\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l = \sum_{m=0}^l v_m^l \tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^m, \quad (18)$$

где

$$v_m^l = \frac{2m+1}{2} \int_{\mu_1}^{\mu_2} P_l(\mu) \cdot \tilde{P}_m(\mu) d\mu. \quad (19)$$

Интеграл в равенстве (19) можно преобразовать, перейдя от интегрирования по μ к интегрированию по $\tilde{\mu} = \frac{\mu - \mu_1}{\Delta\mu}$. Тогда получим

$$v_m^l = \frac{2m+1}{2} \int_{-1}^1 P_l(\tilde{\mu} \Delta\mu + \mu_1) \tilde{P}_m(\tilde{\mu}) d\tilde{\mu}. \quad (20)$$

Легко получить, что

$$\begin{aligned} b_0^0 &= 1, \\ b_1^0 &= -\mu, \quad b_1^1 = \Delta\mu. \end{aligned} \quad (21)$$

Используя тот же прием, который применялся при получении рекуррентной формулы для α_m^l , можно показать, что

$$\begin{aligned} b_m^{l+1} &= \frac{(2l+1)(m+1)\Delta\mu}{(l+1)(2m+3)} b_{m+1}^l + \frac{(2l+1)m\Delta\mu}{(l+1)} b_m^l + \\ &+ \frac{(2l+1)(m\cdot\Delta\mu)}{(l+1)(2m-1)} b_{m-1}^l - \frac{l}{l+1} b_m^{l-1}. \end{aligned} \quad (22)$$

Формулы (21), (22) позволяют вычислить коэффициенты b_m^l для произвольных значений l, m , учитывая, что $b_m^l = 0$, если $m > l$. Отметим только, что в отличие от того, как рассчитывались коэффициенты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$ из $\sigma_{j \rightarrow k}^l$, расчет коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^l$ из $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$ можно, в принципе, осуществлять для произвольных значений l , предполагая, что $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l = 0$, если оно не определено.

Примеры использования метода

Описанные методы оценки угловой зависимости сечений межгрупповых переходов $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ и последующего расчета более высоких, чем приведены, коэффициентов разложения $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$ были реализованы в программе, представляющей собой модуль пакета ГРУКОН [4]. В зависимости от режима расчета, указываемого в управляющих параметрах, дополнительные коэффициенты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$, определяемые формулами (15) - (17), могут использоваться или не использоваться. В качестве примера были взяты сечения упругих переходов для кислорода из группы $j = I$ с границами 9,693-10,5 МэВ, в группе $k = I, 2, 3, 4, 5$ с границами 9,693 - 10,5 МэВ, 8,949 - 9,693 МэВ, 8,261 - 8,949 МэВ, 7,627 - 8,261 МэВ, 7,041 - 7,627 МэВ (мультигруппы в первой группе системы констант БНАБ [1, 5]). С помощью пакета ГРУКОН из данных ENDF/B-IV [6] были рассчитаны 16 угловых моментов сечений упругих переходов. Затем с использованием различного числа этих угловых моментов проводилась оценка угловой зависимости $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ и более высоких моментов $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$.

На рис. 1-5 представлены сечения перехода из группы $j = I$ в группы $k = I, 2, 3, 4, 5$. Сплошными линиями изображены сечения перехода, полученные по формуле (1) с использованием 4-х и 16-ти угловых моментов. Эти кривые обозначены соответственно как P_3 и P_{15} . Пунктирными линиями изображены сечения, полученные из 4-х исходных коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^l$ с последующим расчетом коэффициентов $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$ по формулам (10), (15), (16), (17) и использованием формулы (7), обозначенные P_3 . Исключение составляет сечение перехода в группу $k = 5$ (самую нижнюю по энергии), при восстановлении которого использовались 3 угловых момента. Это сечение обозначено как P_2 .

Как, в принципе, и следовало ожидать, сумма (7) сходится к решению гораздо быстрее, чем сумма (1), особенно когда интервал $[\mu_1, \mu_2]$ мал. В то же время обнаружилась неустойчивость расчета высоких моментов $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$. Причиной этого является тот факт, что матрица, обратная к матрице с элементами α_m^l , является почти вырожденной при больших значениях L . Поэтому даже небольшие погрешности в $\sigma_{j \rightarrow k}^l$ могут приводить к большим погрешностям в $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l$, начиная с некоторого значения l_0 , зависящего от μ_1 и μ_2 . В рассматриваемых примерах этот эффект наиболее ярко проявился при расчете $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^l(\mu)$ при $k = 5$, т.е. в той конечной группе, где интервал $[\mu_1, \mu_2]$ самый маленький. Оказалось, что сумма ряда (7) в этом случае лучше описывает решение для $L = 2$, чем для $L = 3$.

Таким образом, могут возникнуть ситуации, когда, начиная с некоторого номера l_0 , коэффициенты $\tilde{\sigma}_m^l$ лучше положить равными нулю, чем рассчитывать их по формуле (10). Определять возникновение таких ситуаций можно, если, например, предположить, что начиная с некоторого номера (зависящего от μ_1 и μ_2), сумма ряда (7) должна монотонно сходиться к нулю в тех

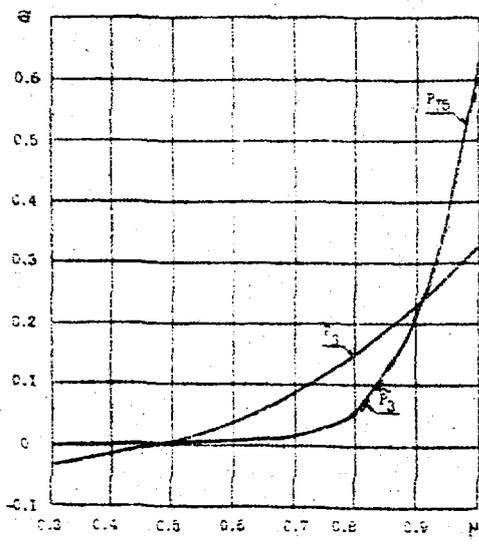


Рис.1. Сечение перехода $\sigma_{1-1}(\mu)$

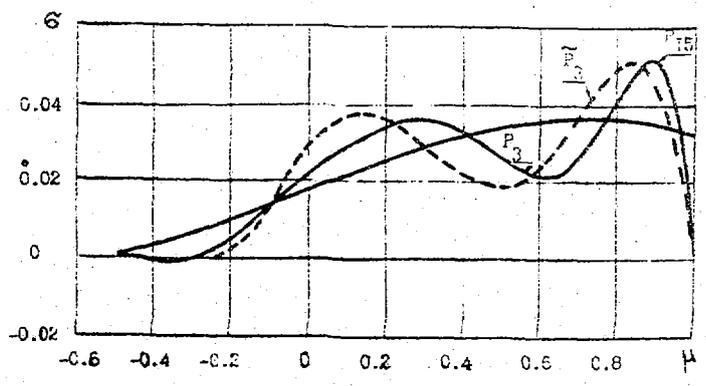


Рис.2. Сечение перехода $\sigma_{1-2}(\mu)$

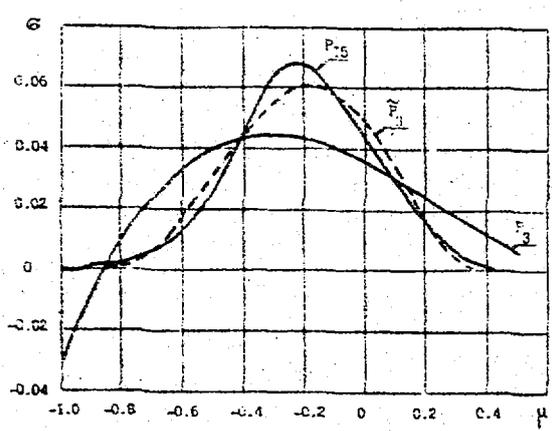


Рис.3. Сечение перехода $\sigma_{1-3}(\mu)$

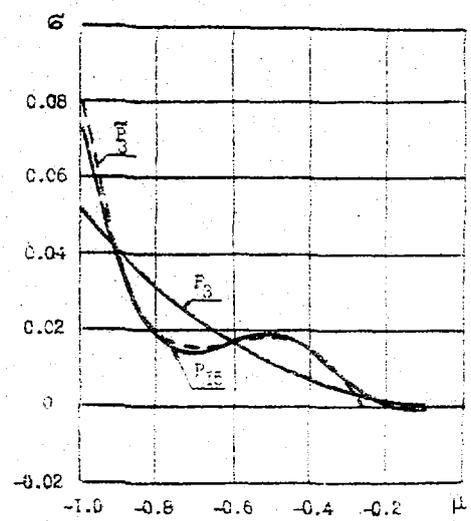


Рис.4. Сечение перехода $\sigma_{1-4}(\mu)$

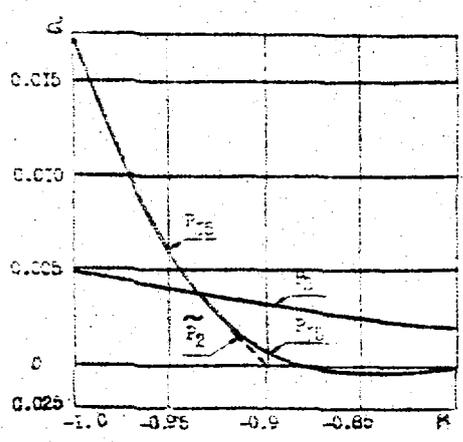


Рис.5. Сечение перехода $\sigma_{1-5}(\mu)$

граничных точках интервала $[\mu_1, \mu_2]$, в которых известно, что оно равно нулю. Вместе с тем, вспомним, что описываемый метод предназначен для обработки исходных коэффициентов невысокого порядка разложения сечения перехода $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ по полиномам Лежандра, поэтому в большинстве случаев неустойчивость коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}$ не будет возникать или иметь большого влияния на точность оцениваемых коэффициентов.

В табл. 1-5 приведены коэффициенты разложения $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$, $\ell = 0, 1, 2, \dots, 7$, полученные с использованием различного количества исходных угловых моментов для $k = 1, 2, 3, 4, 5$. Коэффициенты в столбцах "L = 1" и "L* = 1" получены с использованием 2-х исходных коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$, в столбцах "L = 3" и "L* = 3" с использованием 4-х коэффициентов, в столбце "L = 7" - все 8 коэффициентов получены из исходных ядерных данных. Обозначение "L* = 1" или "L* = 3" означает, что при расчете использовались дополнительные коэффициенты $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell}$, полученные по формулам (15), (16), (17). Представленные в таблицах результаты свидетельствуют о том, что применение метода дает хорошие результаты, когда интервал $[\mu_1, \mu_2]$ достаточно мал. Однако даже там, где оценка высоких коэффициентов разложения производится с большой погрешностью, добавление новых оцененных коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$ соответствует лучшему приближению к $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$. В таблицах приводятся результаты, позволяющие сравнить методы расчета как с использованием дополнительных коэффициентов, так и без них. В большинстве случаев введение дополнительных коэффициентов уменьшает погрешность оценки, однако не везде.

Так, в табл. 2 оцененные коэффициенты $\sigma_{1 \rightarrow 2}^{\ell}$ для $\ell = 4$ и $\ell = 5$ имеют меньшую погрешность при L = 3, чем при L* = 3. Рассмотрим этот случай подробнее. Из рис. 2 видно, что зависимость $\sigma_{1 \rightarrow 2}(\mu)$ (в приближении P₁₅) резко убывает слева от точки μ_2 . Такое поведение $\sigma_{1 \rightarrow 2}(\mu)$ должно описываться достаточно большим набором коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$ (или $\tilde{\sigma}_{j \rightarrow k}^{\ell}$). Это подтверждается и тем, что сумма ряда (7) при L = 3 для $k = 2$ в точке μ_2 "значительно" отличается от нуля. Поэтому введение дополнительных коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$ с $\ell = 4$ и $\ell = 5$ по формуле (17), улучшая описание сечения в граничной точке μ_2 (и μ_1), довольно сильно искажает $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$ для этих значений ℓ . Таким образом, использование формул (15)-(16) для дополнительных коэффициентов $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$ не всегда оправдано. Эти случаи можно, по-видимому, исключить, если применять формулы (15)-(17) только тогда, когда в той граничной точке, где известно, что $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu) = 0$, сумма (7) без учета дополнительных коэффициентов достаточно "близка" к нулю.

Коэффициенты разложения $\sigma_{j \rightarrow k}^{\ell}$

Таблица 1

ℓ	L = 1	L* = 1	L = 3	L* = 3	L = 7
0	3,5968E-1	3,5968E-1	3,5968E-1	3,5968E-1	3,5968E-1
1	3,2777E-1	3,2777E-1	3,2777E-1	3,2777E-1	3,2777E-1
2	2,5820E-1	2,6656E-1	2,7266E-1	2,7266E-1	2,7266E-1
3	1,5637E-1	1,8493E-1	2,0777E-1	2,0777E-1	2,0777E-1
4	5,0279E-2	9,9788E-2	1,4546E-1	1,4561E-1	1,4566E-1
5	-2,1728E-2	3,1252E-2	9,2963E-2	9,3891E-2	9,4183E-2
6	-3,9086E-2	-7,1317E-2	5,2008E-2	5,4885E-2	5,5836E-2
7	-1,5646E-2	-1,5671E-2	2,1651E-2	2,7480E-2	2,9562E-2

Заключение

В работе предложен метод восстановления угловой зависимости сечений межгрупповых переходов $\sigma_{j \rightarrow k}(\mu)$ из коэффициентов их разложения по полиномам Лежандра, имеющий более высокую скорость сходимости, по сравнению с традиционным, в том случае, если эти сечения не равны нулю лишь на известной части интервала $[-1, 1]$. Восстановленные сечения можно использовать для

оценки более высоких коэффициентов разложения, чем те, которые заданы в исходной системе групповых констант, а также в программах решения уравнения переноса методом дискретных ординат.

Таблица 2

Коэффициенты разложения σ_{1-2}^{ℓ}

ℓ	L = 1	L* = 1	L = 3	L* = 3	L = 7
0	2,1768E-1	2,1768E-1	2,1768E-1	2,1768E-1	2,1768E-1
1	1,0207E-1	1,0207E-1	1,0207E-1	1,0207E-1	1,0207E-1
2	3,1656E-3	-1,4269E-2	-1,5335E-3	-1,5335E-3	-1,5334E-3
3	-1,0455E-2	-4,6264E-2	-1,5953E-2	-1,5953E-2	-1,3953E-2
4	5,6894E-3	-1,9082E-2	9,6877E-3	6,8544E-3	9,0551E-3
5	2,0834E-3	2,9539E-3	1,1240E-2	1,1139E-4	7,7591E-3
6	-4,2814E-3	2,3463E-3	-3,2745E-3	-2,1671E-2	-1,1973E-2
7	8,0573E-4	-1,6467E-3	-4,1469E-3	-1,8307E-2	-1,6532E-2

Таблица 3

Коэффициенты разложения σ_{1-3}^{ℓ}

ℓ	L = 1	L* = 1	L = 3	L* = 3	L = 7
0	2,3389E-1	2,3389E-1	2,3389E-1	2,3389E-1	2,3389E-1
1	-4,6713E-2	-4,6713E-2	-4,6713E-2	-4,6713E-2	-4,6713E-2
2	-5,7663E-2	-7,6391E-2	-8,6152E-2	-8,6152E-2	-8,6152E-2
3	1,4334E-2	3,6574E-2	4,8173E-2	4,8173E-2	4,8173E-2
4	1,2960E-2	2,2810E-2	2,7930E-2	3,0101E-2	3,1298E-2
5	1,2456E-2	1,1688E-2	-2,4270E-2	-2,9114E-2	-3,1902E-2
6	-1,0004E-2	-8,6641E-3	-7,9495E-3	-7,2374E-3	-6,9596E-3
7	-7,5934E-3	-1,8214E-4	3,6706E-3	1,0588E-2	1,5771E-2

Таблица 4

Коэффициенты разложения σ_{1-4}^{ℓ}

ℓ	L = 1	L* = 1	L = 3	L* = 3	L = 7
0	1,0272E-1	1,0272E-1	1,0272E-1	1,0272E-1	1,0272E-1
1	7,6632E-2	7,6632E-2	7,6632E-2	7,5532E-2	7,6632E-2
2	3,9343E-2	3,9135E-2	4,1121E-2	4,1121E-2	4,1122E-2
3	-9,3163E-3	-8,6585E-3	-1,5579E-2	-1,5579E-2	-1,5579E-2
4	-4,0215E-3	-5,0287E-3	7,4091E-3	7,4416E-3	7,4298E-3
5	3,9123E-3	4,7749E-3	-9,5554E-3	-9,7407E-3	-9,6461E-3
6	2,4235E-4	-2,3970E-5	1,0534E-2	1,1053E-2	1,0722E-2
7	-1,8425E-3	-2,1276E-3	-5,6355E-3	-6,5474E-3	-5,8134E-3

Таблица 5

Коэффициенты разложения $G_{1 \rightarrow 5}^{\ell}$

ℓ	L = 1	L* = 1	L = 3	L* = 3	L = 7
0	4,3607E-3	4,3607E-3	4,3607E-3	4,3607E-3	4,3607E-3
1	-4,2302E-3	-4,2302E-3	-4,2302E-3	-4,2302E-3	-4,2302E-3
2	3,9780E-3	3,9785E-3	3,9785E-3	3,9785E-3	3,9785E-3
3	-3,6204E-3	-3,6230E-3	-3,6230E-3	-3,6230E-3	-3,6230E-3
4	3,1806E-3	3,1876E-3	3,1879E-3	3,1879E-3	3,1879E-3
5	-2,6860E-3	-2,7010E-3	-2,7021E-3	-2,7021E-3	-2,7012E-3
6	2,1663E-3	2,1932E-3	2,1963E-3	2,1964E-3	2,1937E-3
7	-1,6511E-3	-1,6938E-3	-1,7008E-3	-1,7010E-3	-1,6944E-3

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Roussin R.W., Weisbin C.R., White J.E. et al. Experience in Developing and Using the VITAMIN-C 171-Neutron, 36-Gamma Ray Multigroup Nuclear Cross-Section Processing // Proceedings of Seminar -Workshop, Oak Ridge, Tennessee, March 14-16, 1978.
3. K.J.Hong, J.K.Shultis. //Nucl. Sci. and Eng. 1982. V.80. P.570.
4. Синица В.В., Ринейский А.А. Пакет прикладных программ ГРУКСН. Системное накопление и принципы разработки функциональных модулей. Обнинск: ФЭИ, 1986.
5. Долгов Е.В., Савоськин М.М., Цибуля А.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.5(59). С. 49.
6. Garber D., Dunford C., Pearlstein S. Data format and procedures for the nuclear data file // BNL-NCS 50496, ENDF-102. 1975.

Статья поступила в редакцию 7 мая 1988 г.

О ПРИЧИНЕ ПРОТИВОРЕЧИЯ МЕЖДУ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ И
ИНТЕГРАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО СЕЧЕНИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{238}U

А. А. Ваньков

ON A CONTRADICTION BETWEEN THE MEASURED MEAN CROSS-SECTION FOR NEUTRON ABSORPTION IN A FAST REACTOR CORE AND THE MICROSCOPIC DATA FOR ^{238}U NUCLEI. There is a contradiction between a measured integral cross-section for neutron absorption averaged over a fast neutron reactor spectrum and a corresponding calculated one with use the evaluated microscopic cross-sections and a theoretical neutron spectrum. A systematical error of a correction factor for taking into account a multipole scattering of resonance neutrons in samples used in microscopic absorption cross-section measurements is discussed in the present work. This error may be one of the main reasons of the contradiction mentioned above concerning an absorption neutron cross-section for ^{238}U .

Сечения радиационного захвата тяжелых ядер в области энергий от нескольких килоэлектрон-вольт до $E \sim 0,5$ МэВ обычно измеряют на нейтронных спектрометрах по времени пролета путем регистрации γ -квантов, возникающих при радиационном захвате нейтронов в тонком образце. Указанная область энергий для тяжелых ядер является областью неразрешенных резонансов. Резонансные эффекты особенно велики при низких энергиях, поэтому "оптическая" толщина образца растет с понижением энергии падающих нейтронов. Приходится искать компромисс между противоречивыми требованиями быстрого набора статистики и минимального искажения наблюдаемого сечения из-за эффектов резонансного самозранивания и поглощения после рассеяния нейтронов в образце конечной толщины. Практически используют образцы толщиной около $x \sim 1$ мм, т.е. $t \sim 5 \cdot 10^{-3}$ яд/б. Такой образец довольно далек от "идеального тонкого", поскольку относительная поправка в σ_{γ} на рассеяние при $\sigma_s \approx 10$ бн составляет порядок величины $2\sigma_s t$; т.е. 10% (если принять среднюю хорду равной $2x$). Если потребовать, чтобы вклад в ошибку σ_{γ} из-за этой поправки был не более 1%, то это означает, что сама поправка на эффект рассеяния должна быть известна с погрешностью заведомо не хуже 10%.

В рассматриваемой задаче оценки этой поправки основная трудность связана с корректным учетом резонансной структуры нейтронных сечений. В существующих приближенных методах нельзя было проверить правильность учета резонансной структуры, так как отсутствовали адекватные математические методы ее представления, исходя из теории нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов. Нами такое представление было развито на основе R -матричной теории с применением метода Монте-Карло для генерации функций распределения полного сечения и корреляционных функций парциальных сечений [1,2]. Благодаря этому стал возможным надежный расчет любого нелинейного функционала сечений. На основе данного подхода автором был развит аналитический метод расчета поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце с учетом резонансной структуры нейтронных сечений.

Рассмотрим суть нашего метода расчета, геометрия которого показана на рис.1. Здесь введены обозначения:

$\sigma = \sigma(E)$ - полное сечение;	x - толщина слоя, см;
$\sigma_{\gamma} = \sigma_{\gamma}(E)$ - сечение поглощения;	n - плотность ядер, см $^{-3}$;
$\sigma_s = \sigma_s(E)$ - сечение рассеяния;	$t = nx$ - толщина слоя, яд/б;
$\sigma, \sigma_{\gamma}, \sigma_s$ - соответствующие сечения при энергиях E после первого рассеяния;	$\mu = \cos\theta$ - косинус угла рассеяния.

Наблюдаемое самозранированное сечение, соответствующее регистрации актов поглощения в первом соударении в слое толщиной t , есть

$$\langle \tilde{\sigma}_\gamma \rangle = \frac{1}{t} \langle (1 - e^{-\sigma t}) \frac{\Delta \tilde{\sigma}_\gamma}{\sigma} \rangle. \quad (1)$$

Это сечение увеличивается на величину $\Delta \tilde{\sigma}_\gamma$, за счет актов поглощения в слое после первого рассеяния:

$$\Delta \tilde{\sigma}_\gamma t = \left(\frac{\tilde{\sigma}_\gamma}{\sigma}\right) \left(\frac{\tilde{\sigma}_s}{\sigma}\right) \int_{t=0}^t \sigma' dt' e^{-\sigma t'} \int_{\mu} d\mu f(\mu) [1 - P(t', \mu)]. \quad (2)$$

Здесь: $f(\mu)$ - угловое распределение рассеянных нейтронов, в предположении изотропного рассеяния $f(\mu) = \text{const}$; $P(t', \mu)$ - вероятность вылета нейтрона после первого рассеяния.

Введя обозначение $\mu = \frac{t'}{\xi}$, выражение (2) перепишем:

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{\sigma}_\gamma t &= \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\sigma}_\gamma}{\sigma}\right) \left(\frac{\tilde{\sigma}_s}{\sigma}\right) \int_{t=0}^t \sigma' dt' e^{-\sigma t'} \left[\int_0^1 d\mu (1 - e^{-\frac{\sigma t'}{\mu}}) + \int_1^{\infty} d\mu' (1 - e^{-\frac{\sigma(t-t')}{\mu'}}) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\sigma}_\gamma}{\sigma}\right) \left(\frac{\tilde{\sigma}_s}{\sigma}\right) \int_{t=0}^t \sigma' dt' e^{-\sigma t'} \left[2 - \int_1^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2} e^{-\sigma t' \xi} \int_1^{\infty} \frac{d\xi'}{\xi'^2} e^{-\sigma(t-t') \xi'} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Выражение (3) следует проинтегрировать по E и E' , т.е. произвести усреднения типа $\langle \rangle = \int \dots dE$ и $\langle \rangle' = \int \dots dE'$ (по спектру падающих нейтронов и по спектру рассеянных нейтронов соответственно), что эквивалентно интегрированию по распределениям полного сечения $\langle \rangle = \int \dots P(\xi) d\xi$ и $\langle \rangle' = \dots P(\xi') d\xi'$. Функции распределения сечений получаются в результате самостоятельных расчетов нейтронных сечений. В области неразрешенных резонансов они рассчитывались методом Монте-Карло на базе R -матричной теории.

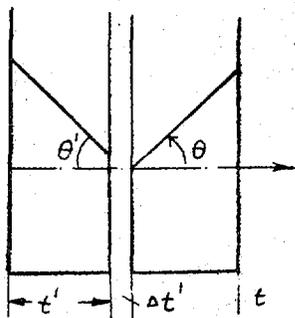


Рис.1. Геометрия расчета захвата нейтрона после рассеяния в слое толщиной t (яд/б)

На основе строгого подхода нами были проведены расчеты поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце для типичных условий измерений сечения радиационного захвата ^{238}U [3]. Результаты были сравнены с результатами типичных приближенных расчетов, в которых эффект многократного рассеяния в приближении постоянных сечений учитывался наряду с дополнительной поправкой на эффект резонансного самоэкранирования. Именно эта методика (методика Маклина-Шмита) обычно используется экспериментаторами при обработке результатов измерений $\tilde{\sigma}_\gamma$ [4-8]. Расчеты поправки по этой методике проводились Л.Е.Казачковым. Сравнение показано на рис.2. Видно, что приближенный метод занимает результирующую поправку, особенно в области низких энергий, где эффект резонансной структуры очень велик. В интеграле по спектру активной зоны быстрого реактора различие по спектру составит 3-4%.

Как известно, экспериментальные интегральные данные по сечению захвата для ^{238}U систематически ниже соответствующих расчетных данных на базе микроскопических сечений на 3-5% (см., например, [9]). Если предположить, что в микроскопических оценках для ^{238}U имеется систематическая ошибка, связанная с недоучетом рассмотренной выше поправки, как показано на рис.2, то противоречие между микроскопическими и интегральными данными практически исчезает.

Полученный вывод о некорректности существующей методики учета поправки на конечную толщину образца в опытах по измерению сечения радиационного захвата нейтронов методом регистрации γ -квантов касается не только экспериментальных данных для ^{238}U в области неразрешенных резонансов, но также данных для других тяжелых ядер в области как разрешенных, так и неразрешенных резонансов. В частности, в литературе обсуждаются противоречия между результатами измерений величины "альфа" для ^{235}U и ^{239}Pu различными методами. Поскольку в различных

Поскольку при оценке средних резонансных параметров анализируются экспериментальные данные не только по средним сечениям, но и по функциям самоиндикации, последние также могут внести свою лепту в систематическую погрешность результатов оптимизационного анализа при оценке средних резонансных параметров. Поэтому оценки "чистых" средних резонансных параметров, полученных из анализа только разрешенных резонансов, представляются наиболее надежными. Расчетные данные энергетической зависимости среднего сечения поглощения для ^{238}U в области неразрешенных резонансов с использованием "чистых" средних резонансных параметров, действительно, идут ниже по сравнению с экспериментом при малых энергиях в неразрешенной области [12].

Из рис. 2 следует, что корректный учет поправки на многократное рассеяние в образце должен привести к дальнейшему снижению средних сечений поглощения для ^{238}U на величину, примерно 5-6% для энергетической группы 4,65-10 кэВ и 3% для более высоких энергий. Такая коррекция напоминает подгонку оцененных микроскопических данных на основе учета интегральных экспериментов. Следовательно, предлагаемая дополнительная поправка, имеющая физическое объяснение, сближает так называемые оценки БНАБ-МИКРО и БНАБ-78 [13] (последняя является результатом подгонки к интегральным данным), тем самым в основном снимает противоречие между интегральными и микроскопическими экспериментами.

Список литературы

1. Vankov A.A., Ukraintsev V.F. e.a. // Nucl. Sci. and Eng. V. 96(2). 1987. P.122-136.
2. Ваньков А.А., Тошков С.А., Украинцев В.Ф. и др. Метод анализа функций пропускания и нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов тяжелых нуклидов // Сообщение ОИЯИ, № 3-84-848, Дубна, 1984.
3. Ваньков А.А. Расчет эффектов резонансного самоэкранирования и рассеяния нейтронов в образце в измерениях микроскопического сечения радиационного захвата нейтронов: Препринт ФЭИ-1797. Обнинск, 1986.
4. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика. М., 1980. Ч.2. С.280.
5. Шорин В.С. Поправка на многократное рассеяние нейтронов в "тонких" образцах: Препринт ФЭИ-288. Обнинск, 1971.
6. Шорин В.С. Учет резонансной самоэкранировки при изменении сечений радиационного захвата нейтронов: Препринт ФЭИ-342. Обнинск, 1972.
7. Macklin R.L. // Nucl. Instruments and Methods. 1964. V.26. P.213-218.
8. Dresner R. // Nucl. Instruments and Methods. 1962. V.16. P.176-188.
9. DeSaussure G., Smith A.B. ^{238}U issue resolved and unresolved // Internat. conference on Nuclear Data for Science and Technology, Holland. 1983. P.9-20.
10. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Ваньков А.А. и др. Эффект многократного рассеяния и самоэкранировки резонансных нейтронов в измерениях средних микроскопических сечений захвата ^{236}U , ^{238}U , ^{197}Pu : Препринт ФЭИ-1849. Обнинск, 1987.
11. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика. М., 1980. Ч.2. С.276.
12. Ваньков А.А., Украинцев В.Ф. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.4. С.58.
13. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 14 июня 1988 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
L	027	DIN	RI	EXPT	1.1+6	2.2+6		KRAMAROVSKIJ+ VDG,2 LVLS,EXCIT FN, TBL
CR	052	DIN	RI	EXPT	1.5+6	2.1+6		KRAMAROVSKIJ+ VDG,1 LVL, EXCIT FN, TBL
CR	053	DIN	RI	EXPT	6.3+5	2.0+6		KRAMAROVSKIJ+ VDG,2 LVLS,EXCIT FN, TBL
U	233	NUD	MIF	EXPT	MAXM			KRIVASHEEV. REAC,PRECURS CUM.YLD,TBL
U	235	NUD	MIF	EXPT	MAXM			KRIVASHEEV. REAC,PRECURS CUM.YLD,TBL
U	238	TOT	FEI	EVAL	5.0+3	2.0+5		KOSHCHEEV+ MDL CALC,TRNS(T),GRPH,CFD
CM	242	TOT	IJE	EVAL	2.5-2			BAKHANOVICH+ SIG=33.43 B
CM	242	SEL	IJE	EVAL	2.5-2			BAKHANOVICH+ SIG=11.77 B
CM	242	NG	IJE	EVAL	2.5-2	2.0+7		BAKHANOVICH+ MDL CALC,GRPH,CFD EVALS
CM	242	NF	IJE	EVAL	2.5-2	2.0+7		BAKHANOVICH+ MDL CALC,GRPH,CFD EVALS
CM	242	RES	IJE	EVAL	1.0-5	1.5+2		BAKHANOVICH+ 10 RES,WN WG WF D,TBL
CM	242	STP	IJE	EVAL	1.0-5	4.2+4		BAKHANOVICH+ MDL CALC,SO S1 GVN
H	WTR	SCT	FEI	EXPT	7.2+6	2.6+8		KONKIN+ EXPT DA/DE SIG CFD CALC,GRPH

ГОССТАНДАРТ ПРЕДЛАГАЕТ

Госстандартом СССР утверждены таблицы стандартных справочных данных „Радионуклиды $Na-22$, $Mn-54$, $Co-57$, $Co-60$, $Zn-65$, $Y-88$, $Sr-113$, $Cs-137$, $Ce-139$, $Hg-203$, $Am-241$. Энергия, абсолютная интенсивность гамма-излучения и период полураспада“. Регистрационный номер ГСССД 120-88.

Таблицы разработаны Всесоюзным научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений и Радиевым институтом им. В. Г. Хлопина.

На основе анализа и статистической обработки наиболее точных оригинальных экспериментальных работ, выполненных до 1986 г., получены таблицы значений энергии, абсолютной интенсивности гамма-излучения и периодов полураспада радионуклидов, входящих в состав образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ). Оцененные данные обладают большой достоверностью, т. к. при их оценке проводится проверка согласованности различных параметров схемы распада радионуклидов. Характеристики рассматриваемых радионуклидов получены с помощью единой методики оценки достоверности.

Таблицы стандартных справочных данных можно приобрести в московских магазинах „Стандарты“ Госстандарта СССР:

— магазин № 20 (127410, Москва, Путевой проезд, 2);

— магазин № 1 „Книга — почтой“ (117049, Москва, Донская ул., дом 8),

а также в магазинах „Стандарты“ следующих городов: Ташкента, Ленинграда, Риги, Киева, Минска, Тбилиси, Алма-Аты, Еревана, Краснодара, Ашхабада, Харькова, Новосибирска, Свердловска, Баку, Кишинева, Казани.

Технический редактор Н.П.Герасимова

Подписано к печати 10.03.1969 г. ТБ-02509 Формат 60x84 1/8
Офсетная печать Усл.п.л. 10,1 Уч.-изд.л. 9,2 Тираж 340 экз.
Цена 4 р. 10 к. Индекс 3645 12 статей Заказ тип. № 348

Отпечатано на роталпринте.
249020 г.Обнинск Калужской обл., ФБИ

УДК 539.172

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРИМЯДНЫХ ЦЕЛЕЙ И ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ СЕКЦИИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ МАГАТЭ/В.А.Коньшин, Д.Д.Смидт. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.3-18.

В статье-обзоре содержится анализ состояния ядерных данных, их потребностей и координация обеспечения данными следующих приложений: технология термоядерного синтеза, анализ и предсказание радиационных повреждений ядерных материалов, терапия с помощью ядерных частиц, производство медицинских радиоизотопов, геофизика, задачи гарантий по нераспространению ядерного оружия. Освещена деятельность Секции ядерных данных МАГАТЭ в организации международного сотрудничества по выработке и обмену данными (табл.4, список лит. - II назв.).

УДК 539.125.5

ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ВОДОЙ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ/В.И.Ионкин, Ю.В.Лисичкин, А.Г.Новиков, Ф.П.Раскач, Н.К.Фомичев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.19-29.

В работе приводятся экспериментальные и адекватные им расчетные абсолютные дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой в интервале температур 300-623 К, а также водяным паром при надкритической температуре (673 К) в интервале плотностей от 0,005 г/см³ до 0,32 г/см³. Экспериментальные данные получены на спектрометре ДИИ-1М для начальных энергий 8, 25 и 256 МэВ (вода) и 7,25 МэВ (водяной пар). Расчеты выполнены по сформулированным авторами феноменологическим динамическим моделям воды и водяного пара, позволяющим учесть температурную зависимость обобщенного спектра частот и параметров, описывающих диффузионные движения. Показано, что точность описания эксперимента расчетом удовлетворительна для реакторно-физических приложений (рис.10, табл.1, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.172.4

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ИЗОТОПОВ ⁵²Cr, ⁵³Cr и ²⁷Al /Я.М.Крамаровский, Ю.А.Немилов, Л.А.Победоносцев, Е.Д.Тетерин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.30-35.

Измерены функции возбуждения некоторых уровней неупругого рассеяния нейтронов алюминием и изотопами хрома с атомным весом 52 и 53. Источник нейтронов - реакция T(p,n), источник протонов - ускоритель ССГ-5. Поток нейтронов первичного пучка определялся ионизационной камерой со слоем ²³⁵U по известному сечению реакции ($\sigma_{n,f}$), γ -кванты, сопровождающие процесс неупругого рассеяния нейтронов, регистрировались $Ge(Li)$ -детектором с разрешением 4 кэВ по линии ⁶⁰Co. Образцы хрома в виде порошка Cr₂O₃, помещенного в тонкостенный цилиндр диаметром 32 мм и высотой 36 мм; образцы алюминия - цилиндры диаметром 20 мм и высотой 30 мм. Полученные функции возбуждения не являются плавными. Выявлена значительная зависимость величины колебаний значений сечения от неоднородности энергий нейтронов (рис.2, табл.7, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{242}Cm ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛНОГО ФАЙЛА/
Л.А.Баханович, А.Б.Клепацкий, В.М.Маслов и др. - Вопросы атомной
науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.1, с.36-40.

Работа содержит описание оценки нейтронных сечений ^{242}Cm в
области энергий 10^{-5} эВ - 20 МэВ. Из-за недостатка эксперименталь-
ных данных оценка в значительной степени основана на использовании
теоретических моделей и систематик. Полученные данные сравниваются
с оценками других авторов (рис.2, табл.2, список лит. - 10
назв.).

УДК 539.170.013

ИЗВЛЕЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗ ДАННЫХ ПО ПРОПУСКАНИЯМ
ОБРАЗЦАМИ РАЗНЫХ ТОЛЩИН/В.К.Басенко, Г.А.Прокопец. - Вопросы атом-
ной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.1, с.40-48.

Предложен новый метод извлечения статистических характеристик
энергетической зависимости полных нейтронных сечений из эксперимен-
тальных данных по пропусканиям образцами разных толщин, не требую-
щий привлечения дополнительной информации или теоретических пред-
положений о распределении сечений на энергетическом интервале ус-
реднения. Метод позволяет получать информацию о прямых ($\nu > 0$) и
обратных ($\nu < 0$) моментах сечений $\langle \sigma^{\nu} \rangle$, факторах резонансного
самоэкранирования и оценивать значения наибольшего σ_{tmax} и наи-
меньшего σ_{tmin} сечений на интервале усреднения. Простота алго-
ритма позволила организовать вычисления на широко распространенных
малых и микро-ЭВМ. Приводятся конкретные расчеты статистических ха-
рактеристик энергетической зависимости полных нейтронных сечений.
(рис. 7, табл. 4, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ В R-МАТРИЧНОЙ ТЕОРИИ/А.А.Лукьянов, А.Г.Высоцкий,
Л.Б.Инева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные констан-
ты, 1989, вып.1, с.48-53.

В рамках предложенной авторами статистической модели резонанс-
ных сечений рассмотрена процедура усреднения этих сечений по ин-
тервалу энергии, содержащему большее число резонансных уровней.
Найдены аналитические выражения для среднего диагонального элемента
матрицы столкновений и среднего квадрата модуля этого элемента для
случая одноканального рассеяния при конкуренции многоканального
радиационного захвата. Это позволило получить общее выражение для
среднего сечения радиационного захвата нейтронов, универсальное
по отношению к степени интерференции резонансных уровней (рис.1,
список лит. - 9 назв.).

УДК 539.173.84

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНКРЕМЕНТАЛЬНОЙ ДЕКОНВОЛЮЦИИ К АНАЛИЗУ КРИВЫХ СПАДА ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ/С.В.Кривашев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с. 54-58.

Предложено использование метода инкрементальной деконволюции для разложения спектральных мультиплетов по периодам полураспада на компоненты в кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов во времени с целью оценки кумулятивных выходов основных предшественников запаздывающих нейтронов. Возможности метода продемонстрированы на рандомизированных и экспериментальных кривых для случаев деления ^{235}U и ^{233}U тепловыми нейтронами. Полученные оценки кумулятивных выходов восьми предшественников сравниваются с рекомендованными значениями. Проводится сравнительный анализ методов наименьшего направленного расхождения и инкрементальной деконволюции для поставленной задачи. Резюмируется возможность применения предложенной методики для оценки выходов короткоживущих продуктов деления - предшественников запаздывающих нейтронов при отсутствии их прямых измерений (табл. 4, список лит. - 10 назв.).

УДК 519.245:539.172.6

ИЗМЕРЕНИЯ И АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СКОРОСТЕЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА В МИШЕНЯХ ИЗ СВИНЦА И УРАНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 1,3 и 4,3 ГэВ/В.Д.Казарицкий, В.Ю.Русинов, М.М.Кац, Л.Н.Кондратьев, Б.Л.Дружинин, Б.А.Ежов, И.В.Панов, Н.Н.Помелов, А.Д.Рогаль. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с. 59-68.

Описаны эксперименты на пучках протонов с энергией 1,3 и 4,3 ГэВ, бомбардирующих мишени из свинца и обедненного урана. Измерения выполнены с помощью набора твердотельных трековых детекторов деления, размещенных внутри мишени. Полученные объемные распределения скоростей деления сравнивались с расчетами, где методом Монте-Карло моделировались межъядерные каскады частиц, эмиссия нейтронов из остаточных ядер, перенос нейтронов и деления ядер. При энергии пучка 1,3 ГэВ получено удовлетворительное согласие расчетов и экспериментов как для свинца, так и для урана. При энергии 4,3 ГэВ наблюдается заметное расхождение результатов, что, видимо, объясняется снижением точности использованных в расчетах аппроксимаций дифференциальных сечений взаимодействия адронов с ядрами при переходе от энергий порядка 1 ГэВ к более высоким энергиям (рис. 6, табл. 2, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.144.6

ЗАДАЧА О "НАЗНАЧЕНИЯХ" В ПРИМЕНЕНИИ К ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ/Ф.Е.Чукреев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с. 68-72.

Предлагается использовать алгоритм задачи о "назначениях" для нахождения наиболее вероятного размещения электромагнитных переходов среди известных уровней ядра. В качестве примера рассмотрено размещение квантов из реакции $^{234}\text{U}(n, \gamma)^{235}\text{U}$ среди уровней, определенных из энергетических спектров заряженных частиц из ряда ядерных реакций (табл. I, список лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.51

ТЕСТИРОВКА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ ^{238}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ НА ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПРОПУСКАНИЮ / В.Н.Кошечев, Е.В.Долгов, М.Н.Николаев, В.В.Синица, А.М.Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.73-81.

Рассчитанные значения функций пропускания и самоиндикации и их зависимости от температуры для ^{238}U в области неразрешенных резонансов сравниваются с экспериментальными данными с целью тестировки параметров резонансной структуры. В расчетах использовались средние резонансные параметры из библиотек ФОНД и ENDF/B-4, а также подгрупповые параметры мультигрупповой системы констант МУЛЬТИК (рис.7, список лит. - 10 назв.).

УДК 621.039.5

К ОЦЕНКЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ МЕЖГРУППОВЫХ ПЕРЕХОДОВ / А.А.Ринейский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.81-89.

В работе предложен метод восстановления сечений межгрупповых переходов, зависящих от косинуса угла рассеяния из коэффициентов разложения по полиномам Лежандра. Метод позволяет точно учесть тот факт, что для достаточно подробного группового разбиения сечение перехода не равно нулю лишь для части интервала $[-1, 1]$. Восстановленное сечение перехода может использоваться для оценки дополнительных коэффициентов разложения (рис.5, табл.5, список лит. - 6 назв.).

УДК 621.039.519

О ПРИЧИНЕ ПРОТИВОРЕЧИЯ МЕЖДУ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ И ИНТЕГРАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО СЕЧЕНИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{238}U / А.А.Баньков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып. I, с.90-93.

Существует расхождение между экспериментальным значением среднего сечения поглощения нейтронов для ^{238}U на спектре активной зоны быстрого реактора и аналогичного сечения, полученного усреднением оцененных микроскопических сечений по расчетному спектру нейтронов в активной зоне. В настоящей работе обсуждается систематическая ошибка в поправке на многократное рассеяние резонансных нейтронов в образце в экспериментах по определению микроскопических сечений поглощения, которая может явиться одной из главных причин указанного противоречия интегральных и микроскопических данных по сечению поглощения для ^{238}U (рис.3, список лит. - 13 назв.).

