



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК УССР  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
АН УССР

# НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ТОМ 1

МОСКВА — 1984



Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР  
Академия наук СССР Академия наук УССР  
Институт ядерных исследований АН УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

### НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,  
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том I

Москва - 1984

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. I. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. - 404 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало около 300 чел., из них 18 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов, которые заслушаны на пленарных заседаниях и в секциях:

Секция I. Потребности в ядерных данных. Методы оценки ядерных данных.

Секция II. Теория нейтронных реакций.

Секция III. Физика деления атомных ядер.

Секция IV. Ядерные данные делящихся изотопов, трансактинидов и осколков деления.

Секция V. Свойства нейтронных резонансов.

Секция VI. Ядерные данные доактинидных нуклидов.

Секция VII. Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра.

Секция VIII. Экспериментальные методы нейтронной физики.

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

Проведение очередной конференции предполагается в 1985 г.

Главный редактор Б.Д.Кузьминов

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам. главного редактора), В.В.Возяков  
(ответственный секретарь), В.Н.Маножин, Н.П.Чижова

С

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1984

## П л е н а р н о е   з а с е д а н и е

Председатель      Л.Н.Дрова  
Ученый секретарь    Ж.И.Писанко

### ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

РАЗВИТИЕ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ В СССР  
(К 50-летию открытия нейтрона)

М.В.Пасечник  
(ИЯИ АН УССР)

В 1982 году научная общественность отметила 50-летие открытия нейтрона. Датой его рождения обычно считают дату письма Дж.Чадвика ( 17.02.1932), напечатанного в английском журнале под названием "Возможное существование нейтрона" [1].

Нейтронная физика как раздел ядерной физики сформировалась в тридцатых годах. В последующие годы ее содержание значительно расширилось. В ее недрах зародилась физика реакторов - основа современного реакторостроения и атомной энергетики.

Волновые свойства нейтрона позволили применить пучки нейтронов для изучения структуры и свойств вещества - кристаллов, жидкостей, молекул. Уникальные возможности нейтронных методов проявились в создании структурной и магнитной нейтронографии, в нейтронографических исследованиях структуры биологических макромолекул.

Из раздела ядерной физики нейтронная физика преобразовалась в самостоятельную науку о свойствах нейтрона и его взаимодействиях с ядрами и веществами. Вместе с тем она играет важную роль в изучении свойств элементарных частиц и астрофизических проблем.

Следует подчеркнуть, что широкий спектр задач нейтронной физики связан, в частности, с широтой диапазона энергий, с которыми мы имеем дело в нейтронных экспериментах. Сегодня он простирается от  $10^{-10}$  эВ (ультрахолодные нейтроны - УХН) до  $10^{10}$  эВ (ускорители высоких энергий).

Бурное развитие нейтронной физики последних десятилетий было вызвано в основном практическими потребностями, связанными с развитием атомной энергетики, радиационным материаловедением, термоядерным синтезом, внедрением нейтронного активационного

анализа в науку и технику, использованием действия радиации на живые объекты, дозиметрией и метрологией нейтронных потоков.

Не менее важны достижения нейтронной физики в изучении строения атомного ядра, закономерностей ядерных процессов и свойств ядерных, электромагнитных и сильных взаимодействий, развитии теории ядра и других фундаментальных проблем.

Нейтронная физика (как и вся ядерная физика) развивалась путем взаимообогащения экспериментальных и теоретических подходов. Настоящий обзор мы ограничили ядерно-физическими и прикладными аспектами нейтронной физики.

## I. Предыстория. Открытие нейтрона

Мысль о существовании нейтральной частицы возникла в связи с созданием ядерной модели атома и развитием квантовой теории Периодической системы химических элементов Менделеева.

Харкинс (в 1915 г.) и Резерфорд (в 1920 г.) высказали предположение о существовании "нулевого элемента", который должен стоять в таблице Менделеева перед водородом и обладать свойствами благородных газов. Ядро этого элемента мыслилось Резерфордом в виде компактной системы из протона и электрона, сжатой до размеров  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  см. Оно обладало бы огромной проникаемостью при прохождении через вещество и другими необычными свойствами. Вслед за этим ученики Резерфорда начали длительные поиски ядер нулевого элемента, которому сразу же было дано наименование "нейтрон". Им казалось, что образование таких ядер, если они существуют, может происходить в газовом разряде в атмосфере водорода. Но опыты каждый раз заканчивались отрицательным результатом.

Резерфордовская модель нейтрона наталкивалась на принципиальные трудности. Путь к преодолению этих трудностей, как и "азотной катастрофы", Н. Бор видел в создании "суперквантовой теории", а Гейзенберг – в квантовании пространства малых областей.

Открытие нейтрона произошло совсем на другом пути – при изучении ядерных реакций. Известно, что в двадцатые годы нашего века интенсивно проводились исследования ядерных реакций на легких ядрах под действием  $\alpha$ -частиц, испускаемых тяжелыми радиоактивными ядрами. Было установлено, что большинство легких элементов при бомбардировке частицами испускают протоны. Среди исклю-

чений оказались литий, бор, бериллий и еще несколько элементов. При бомбардировке этих ядер протоны не обнаружены, но было обнаружено излучение огромной проникающей способности. Оно было названо по имени одного из авторов экспериментов "излучением Боте" [2].

Естественным было предположение, что "излучение Боте" является гамма-излучением. Но измерение коэффициента поглощения показало, что он исключительно низок и составляет всего  $0,22 \text{ см}^{-1}$ .

Расшифровкой природы излучения Боте занялись супруги И.Кюри и Ф.Жолио [3]. При помощи ионизационной камеры они установили, что обнаруженное излучение выбивает из парафина протоны, пробег которых в воздухе достигал 26 см, что соответствует энергии квантов 47 МэВ. "Агент, приводящий в движение атомные ядра, — не фотон" — заключают авторы. Это и был решающий шаг на пути к открытию нейтрона. По свидетельству Чадвика, сообщение Кюри и Жолио произвело огромное впечатление на Резерфорда и его учеников. И хотя Резерфорд не поверил, что в этих опытах обнаружил себя нейтрон, Чадвик продолжил французские опыты. Повторив опыт Кюри и Жолио и измерив ионизацию среды "излучением Боте", Чадвик пришел к выводу, что оно представляет собой частицу конечной массы, сравнимой с массой протона, и с зарядом, в тысячу раз меньшим заряда протона. Эта частица была отождествлена с нейтроном.

Следует подчеркнуть, что открытая в этих опытах частица существенно отличается от "нейтрона" Резерфорда. В открытом в опытах Жолио-Кюри-Чадвика нейтроне Иваненко усмотрел элементарную частицу.

Первое сообщение об опытах И.Кюри и Ф.Жолио было сделано на заседании Парижской академии наук 11 января 1932 года и опубликовано в Докладах академии 18 января 1932 года [3], второе — 23 февраля [4]. 27 февраля в английском еженедельнике "Природа" появилось письмо Чадвика к редактору о подтверждении и интерпретации опытов французских ученых. Спустя 30 лет, имея в виду опыты Кюри и Жолио, Чадвик писал [5]: "Надеюсь, что не буду неправильно понят, если добавлю послесловие к этой истории. Нет необходимости говорить о моем удовлетворении и восторге с тем, что продолжительные поиски нейтрона в конце концов увенчались успехом. Решающий шаг, однако, был сделан другими. В этом нет ничего необычного: прогресс знания в общем является результатом деятельности многих умов и рук. И все же я не могу избавиться от чувства, что должен был добиться

цели быстрее. Я мог бы выдвинуть в свое оправдание ряд извиняющих обстоятельств: нехватку оборудования и т.д. Но, несмотря на все это, я должен признать, хотя бы для себя, что не смог достаточно глубоко продумать свойства нейтрона, особенно те из них, которые наиболее ясно свидетельствуют о его существовании. Это этическая мысль. Утешал себя тем, что всегда гораздо труднее сказать первое слово о предмете, каким бы очевидным он впоследствии ни казался, чем последнее слово. Это общая истина, а может быть, лишь извинение".

Роль Чадыка в открытии нейтрона отмечена присуждением ему Нобелевской премии.

## 2. Нейтрон и начало атомной эры

Открытие нейтрона знаменовало собой вступление науки в ядерную эпоху, решающий поворот от квантовой теории атома к квантовой теории поля и элементарных частиц. С открытия нейтрона начинается бурное развитие ядерной физики в ряде стран, где до тех пор ядерная физика не имела своих традиций, появляются один за другим новые ядерные центры.

В нашей стране исследования свойств ядер, в особенности радиоактивных, велись в Радиовом институте (В.Г.Хлопин, В.И.Вернадский) и других рентгено-радиологических институтах, созданных по инициативе В.И.Ленина в начале 20-х годов.

По предложению АН СССР советское правительство в начале 30-х годов принимает дополнительные меры для широкого развития ядерной физики в нашей стране, выделяет огромные по тем временам средства для сооружения крупных установок в ЛФТИ и Украинском физико-техническом институте, РИАН и ФИАН им. Лебедева АН СССР. А.Ф.Иоффе и С.И.Вавилов предпринимают организационные меры - создают лаборатории ядерных исследований, учреждают научные семинары по ядерной физике.

Приказом от 15.12.1932 года в ЛФТИ учреждается Отдел ядерной физики во главе с И.В.Курчатовым.

В 1933 году состоялась первая Всесоюзная конференция по ядерной физике (Ленинград, 24-30 сентября 1933 года), на которой присутствовало 60 человек. Половина из них активно работала в ядерных лабораториях ХФТИ и ЛФТИ. Она началась докладом Ф.Жолио о нейтроне.

На второй ядерной конференции (Москва, 20-26 сентября 1937 года) уже присутствовало 250 человек, свыше сотни из них вели ядерные исследования. В программе этой конференции важное место занимали доклады по нейтронной физике. С обзорным докладом "Взаимодействие нейтронов с ядрами" выступил И.В.Курчатов. Результаты исследований взаимодействия фотонейтронов с ядрами, проводимых в ХФИ, были изложены в докладе А.И.Лейпунского и др.

А.К.Вальтер, К.Д.Синельников и А.И.Таранов представили подробный доклад о разработке и сооружении в ХФИ крупной ядерной установки - электростатического генератора и электронной трубки на 2,5 МВ. На этой же конференции было сообщено о запуске циклотрона в Радиовом институте АН СССР, позволившего ускорить ионы гелия до 1,2 МэВ.

Как в I-й, так и во 2-й конференциях приняли участие ряд крупнейших зарубежных ученых.

"Известия АН СССР" посвящали этой конференции специальный выпуск своей физической серии за 1938 год.

В 1935 году в СССР появляются первые монографии по нейтронной физике, в которых обобщены результаты двухлетних нейтронных исследований [10]. Раздел о расщеплении ядер нейтронами содержится в монографии [11].

К концу первого десятилетия нейтронной физики был построен первый ядерный реактор. Мир вступил в век ядерной энергии. Быстрое развитие экспериментальных исследований свойств нейтрона вызвало к жизни новые идеи, гипотезы, стимулировало разработку теории ядра, проблемы большого научного и практического значения.

Д.Д.Иваненко и Е.Н.Гапон (СССР) предложили оболочечную модель ядра (1932), К.Гутенхеймер и В.Эльзассер (Франция) и И.П.Селинов (СССР) ввели представление о "магических" числах протонов и нейтронов в ядрах (1934). Е.Е.Тамм и Д.Д.Иваненко высказали гипотезу об обменном характере ядерных сил [8], на основании которой Х.Кава (Япония) предсказал существование мезонов, Н.Бор (Дания) обосновал модель составного ядра для объяснения механизма взаимодействия нейтронов с ядрами (1936), а также капельную модель ядра (1937), Брейт и Вигнер развили теорию нейтронных резонансов. Я.И.Френкель (СССР) и Н.Бор (Дания) развили теорию деления ядер (1939). Л.Д.Ландау и Г.Бете развили термодинамику ядерного вещества (1939). Я.Б.Зельдович и Ю.Б. Харитон теоретически исследовали цепную реакцию деления на быстрых и медленных нейтронах и сформулировали условия осуществления цепной ядерной реакции.

Проблема деления тяжелых ядер и связанный с ней вопрос о возможности осуществления цепной ядерной реакции подробно обсуждался на двух последующих совещаниях по физике атомного ядра.

15-20 ноября 1939 года в УФИ состоялась сессия Отделения физико-математических наук АН СССР, посвященная физике атомного ядра. На ней обсуждались доклады о результатах исследования деления ядер урана и тория. Состоялся доклад Ю.Б.Харитона о совместных с Б.И.Зальдовичем работах по теории цепных реакций на быстрых и тепловых нейтронах в уране. Показано, что для осуществления цепного процесса необходимо природный уран обогащать изотопом урана-235. Указано на необходимость получения экспериментальных данных об энергетической зависимости сечений деления и неупругого рассеяния нейтронов для делящихся ядер.

Состояние решения этой проблемы к началу 1940 года изложено в известной статье И.В.Курчатова [13]. В последний раз урановая проблема обсуждалась открыто в СССР на Всесоюзном совещании по физике атомного ядра в ноябре 1940 года в Москве. Она почти полностью была посвящена условиям осуществления цепной ядерной реакции, под действием быстрых и медленных нейтронов. Поставлен вопрос о сооружении уранового котла. Н.Н.Семенов выходит в Наркомтяжпром СССР с предложением начать практические работы по использованию атомной энергии. Налетевшие на нашу страну фашистской Германии прервали работы по практическому осуществлению цепной ядерной реакции в нашей стране в начале сороковых годов.

Усилиями римской школы Э.Ферми, кембриджской школы Резерфорда, парижской школы И. и Ф. Жолио-Кюри, ленинградской школы И.В.Курчатова, копенгагенской школы Н.Бора и других пионеров атомного века всего за одно десятилетие были созданы основы нейтронной физики - науки о свойствах нейтрона и его взаимодействиях с ядрами.

Во втором десятилетии нейтронной физики были заложены основы физики ядерных реакторов и других размножающихся систем.

Третье десятилетие особенно богато прикладными аспектами нейтронной физики - практической реализацией атомных программ. В 1954 году была запущена первая в мире атомная электростанция. В 1955 году по решению ООН была созвана I-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Она положила начало широкому сотрудничеству стран мира в области использования атомной энергии. Годом позже было учреждено Международное агент-

ство по атомной энергии МАГАТЭ, призванное организовать это сотрудничество.

### 3. Свойства нейтрона и фундаментальные проблемы физики

Сведения о свойствах нейтрона получали путем изучения взаимодействия его с другими частицами и силовыми полями. Изучение распада нейтрона позволило выбрать варианты слабого взаимодействия. Сегодня в физике рассматриваются четыре вида взаимодействий – гравитационное, электромагнитное, слабое и сильное и соответственно этому четыре вида сил.

Нейтрон – одна из немногих элементарных частиц, падение которой в гравитационном поле Земли можно наблюдать экспериментально. Изучение движения нейтрона в гравитационном поле показало, что нейтрон ведет себя как обычное макроскопическое тело. Это позволило развить гравитационные методы в физике УХН, которые успешно применяются в последние годы.

Механические характеристики свободных нейтронов, как и протонов, достаточно хорошо изучены. Масса нейтрона примерно на 2,5 электронной массы больше массы протона и составляет 1,008665 а.е.м. Нейтрон и протон имеют одинаковый по величине спин, равный  $1/2$ , и подчиняются статистике Ферми–Дирака. Малое различие в массах нейтрона и протона, совпадение спинов и некоторых других их характеристик, а также возможность взаимного превращения нейтронов (в свободном состоянии) и протонов (в связанном, а быть может, и в свободном состоянии) позволяют рассматривать протон и нейтрон как два различных состояния одной и той же частицы – нуклона. При этом нуклону приписывается дополнительная внутренняя координата – так называемая изоспиновая, или зарядовая, координата.

Все еще остается предметом изучения электромагнитное взаимодействие нуклонов. Понятие электромагнитной структуры нейтрона также возникло на базе сравнения экспериментальных данных с расчетами рассеяния точечных зарядов.

Наибольший интерес для фундаментальной физики представляют аномальные значения магнитного момента и поиски электрического дипольного момента (ЭДМ).

Как известно, наиболее резко нейтрон от протона отличается по магнитным моментам, которые ( в ядерных магнетонах) равны:

$$\mu_n = - 1,91307 \pm 0,00006;$$

$$\mu_p = 2,7928 \pm 0,0008.$$

Это различие имеет фундаментальное значение для теории. Теория Дирака, например, для частиц с половинным спином предсказывает магнитный момент 1 или 0. Это означает, что с помощью этой теории не может быть дано полное описание нуклонов. Существование у нейтрона магнитного момента, противоречащее уравнению Дирака, говорит о сложной внутренней структуре нейтрона.

Современная техника эксперимента позволяет экспериментально отобрать адекватные модели. Так, модель магнитного диполя (модель Блоха) и модель внутренних токов ( модель Швингера) приводят к разным формулам, описывающим отражение нейтронов от намагниченных зеркал, рассеяние нейтронов на ферромагнетиках и т.д. Вся совокупность экспериментальных данных по рассеянию медленных нейтронов однозначно говорит в пользу модели Швингера и противоречит модели Блоха.

Вместе с аномалиями магнитных моментов вопросы о структуре нуклонов рассматриваются в полевой теории, а также в кварковой модели нуклонов, зародившейся в 1963-1964 гг. Предполагая, что оператор магнитного момента нуклона является суммой операторов магнитных моментов всех составляющих нуклонов кварков, и считая, что магнитный момент кварка пропорционален его заряду, находят значения отношения магнитного момента протона к магнитному моменту нейтрона:

$$\mu_p/\mu_n = - 3/2,$$

что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением, равным 1,47.

Электрический дипольный момент. Вопрос о существовании и величине ЭДМ нейтрона имеет фундаментальное значение, так как он связан со свойствами симметрии. Для их изучения существенное значение имеет теорема Лидерса-Паули, связывающая между собой преобразования С, Р и Т. Обнаружение ЭДМ у нейтрона было бы прямым доказательством нарушения Т-инвариантности.

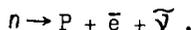
В настоящее время существует большое число различных Т-инвариантных моделей, предсказывающих существование ЭДМ у нейтрона.

К сожалению, значение ЭДМ в разных моделях отличается на несколько порядков.

По Маршаку [14]  $\alpha_n \approx 10^{-20} e$ .

Определение ЭДП: с применением УХН снизило этот предел до  $10^{-24}$  см [15].

Слабое взаимодействие ответственно за  $\beta$ -распад нейтрона. Процесс  $\beta$ -распада свободного нейтрона можно представить в виде



где  $\bar{\nu}$  - антинейтрино. Суммарная масса частиц, входящих в правую часть уравнения, меньше массы нейтрона, и, следовательно, этот процесс энергетически возможен.

Изучение  $\beta$ -распада свободного нейтрона позволяет получить информацию о слабом взаимодействии, свободном от влияния на процесс распада ядерных структурных эффектов, которые сказываются при изучении  $\beta$ -распада ядер. Изучение  $\beta$ -распада нейтрона позволило определить фундаментальные константы  $\beta$ -распада. Тщательное изучение распада нейтрона позволило сделать вывод о справедливости ( $\nu$  -  $\Delta$ )-варианта теории  $\beta$ -распада, установить вид лагранжиана слабого взаимодействия, а также получить информацию о значениях констант связи.

Сильное взаимодействие - короткодействующее взаимодействие барионов с мезонами. Согласно критерию Глохинцева взаимодействие считается сильным, если в процессе взаимодействия плотность кинетической энергии частиц намного меньше абсолютной плотности энергии их взаимодействия. Посредством сильного взаимодействия происходят все ядерные реакции под действием нейтронов.

Изучению взаимодействия нейтронов с ядрами в СССР за последние десять лет посвящены 16 книг трудов Киевских нейтронных конференций, тысячи публикаций и ряд монографий.

#### Междукулонный потенциал, не сохраняющий пространственную четность

В связи с обнаружением несохранения четности в слабых взаимодействиях начались поиски потенциала взаимодействия нуклонов, не сохраняющих пространственную четность. Эти попытки исходили из допущения, что гамма-взаимодействие нуклона в ядре состоит из двух частей. Одна из них относится к сильному взаимодействию, ответственному за сохранение пространственной четности, вторая - к слабому взаимодействию, ответственному за несохранение пространственной четности. При этом вторая часть представляет собой малую добавку, которая составляет  $F$ -ю часть. В первых экспери-

ментах [17] для нахождения  $F$  измеряли угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами при захвате поляризованных нейтронов. Это распределение в соответствии с теоретическими соображениями должно иметь вид

$$W(\gamma) = 1 + P_n \cos \gamma,$$

где  $P_n$  - поляризация нейтронов,  $\gamma$  - угол между направлением спина нейтронов и направлением вылета  $\gamma$ -квантов,  $\alpha$  - коэффициент асимметрии, пропорциональный искомой величине  $F$ . Указанные авторы выполнили исследования на ядрах кадмия, серебра и индия. Экспериментальное значение коэффициента асимметрии  $\alpha = (1,2 \pm 7,8) \cdot 10^{-4}$  не выходило за пределы экспериментальной ошибки и не позволило сделать определенные выводы о существовании междуклонного потенциала, не сохраняющего  $P$  - четность. Такой же эксперимент на более высоком техническом уровне выполнили Абов, Крупчицкий и Оратовский [18]. Была измерена асимметрия в испускании  $\gamma$ -квантов при захвате поляризованных нейтронов. С ошибкой, в 4 раза меньшей величины эффекта, для коэффициента асимметрии была найдена следующая величина:

$$\alpha = -(3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4} \quad \text{и} \quad F = 4 \cdot 10^{-7}.$$

В последующем  $P$  - нечетные эффекты наблюдались в  $(n, \alpha)$  - реакциях на легких ядрах, в процессах испускания осколков деления ядер и при упругом рассеянии нейтронов. Обзор данных был представлен на 5-й Киевскую конференцию по нейтронной физике, к трудам которой мы отсылаем читателей [19]. Существенное усиление эффектов несохранения четности вблизи компаундсостояний наблюдалось в нейтронных резонансах на олове-118 и лантане-139 [20]. Роли нейтрона в решении фундаментальных проблем физики посвящена работа [21].

#### 4. Нейтрон, атомная энергетика и ядерная технология

Становление атомной энергетики, ее развитие, а также роль нейтронной физики в СССР показаны в трудах И.В. Курчатова, А.П. Александрова и других советских первопроходцев атомной науки и техники [21-25].

В соответствии с решениями XXVI съезда КПСС в планах экономического развития СССР на XI пятилетку и на перспективу до конца 80-х годов важное значение придается опережающему развитию энергетики вообще и атомной энергетике в особенности.

В осуществлении этих планов по-прежнему большая роль отводится науке, в частности физике реакторов и нейтронной физике. К

настоящему времени нейтронная физика достигла высокого уровня развития и оказала большое влияние на прогресс атомной техники.

Приводим краткий перечень полученных нейтронных данных, важных для атомной техники и реакторной технологии:

а) получены основные нейтронные данные для ядер делящихся и конструкционных материалов и кладанентов [сечения  $(n, f)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n)$ ,  $(n, n')$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$  и числа  $\nu$ ,  $\alpha$  и  $\eta$ , угловые и энергетические распределения нейтронов, резонансные параметры ядер и др.], необходимые для нейтронно-физических расчетов реакторов и защиты, для расчетов ядерной безопасности реакторов;

б) измерены сечения активации ядер под действием нейтронов и характеристики распада изотопов, необходимые для разработки средств контроля за накоплением новых изотопов, для расчетов остаточного тепловыделения в активной зоне;

в) детально изучены характеристики гамма-квантов (сечения образования, рассеяния и поглощения, энергетические и угловые распределения) для тех же целей;

г) получены данные о запаздывающих нейтронах (выходы, спектры, периоды полураспада запаздывающих нейтронов) для расчета кинетики реакторов. Той же цели послужили данные о фотоядерных реакциях с вылетом нейтронов;

д) получены выходы и начаты измерения сечений некоторых продуктов деления;

е) развиты методы расчетов и оценок нейтронных данных. И наконец, создана новая область технической физики - физика реакторов.

Трудно перечислить всех ученых, с именами которых связано получение этих результатов, как на стадии создания научно-технических основ атомных реакторов, так и на современном этапе. Их сотни.

Говоря об основных достижениях нейтронной физики в области прикладных проблем, следует отметить классические работы ИАЭ им. И.В. Курчатова по развитию физики и техники реакторов на тепловых нейтронах (И.В. Курчатов, А.П. Александров и их коллектив), а также работы ФЭИ по созданию теории и физики быстрых реакторов (И.А. Бондаренко, О.Д. Казачковский, А.И. Лейпунский, Л.Н. Усачев), развитию теории нейтрон-ядерных взаимодействий, разработке методов и алгоритмов расчетов атомных реакторов и оценок ядерных сечений.

На Украине плодотворно трудятся коллективы ядерщиков ХФТИ и ИИИ АН УССР, ИТФ АН УССР и кафедр вузов.

Получению приведенных выше результатов благоприятствовало развитие теории ядра и ядерных превращений. Если говорить о работах советских теоретиков последних лет, то следует прежде всего указать работы Н.Н.Боголюбова по теории сверхтекучести ядерной материи, А.Б.Митдала по теории конечных ферми-систем, С.Б.Беллєва, А.С.Давыдова, В.Г.Соловьева по обобщенной модели ядра, А.И.Ахїєзера и А.Г.Ситенко по дифракционной теории ядерных реакций, В.М.Струтинского по теории деления ядер.

Дальнейшее развитие получила теория ядерных реакций: учет прямых процессов, предкомпаундных состояний, связи каналов, флуктуации ширин уровней, а также оболочечной структуры ядер. Мощным средством проверки этих теорий стали исследования взаимодействия нейтронов с ядрами методами нейтронной спектроскопии по времени пролета.

Развитие наносекундной нейтронной спектроскопии на импульсных источниках позволило в качестве зонда энергетических ядерных уровней использовать быстрый нейтрон, что дало возможность получить существенно новые результаты. Для широкого круга ядер установлено влияние статической и динамической деформации ядер на взаимодействие нейтронов с ядрами. Установлена изоспиновая зависимость параметров деформации, а также различие параметров в неупругом рассеянии нейтронов и заряженных частиц.

Количественную форму приобрела концепция многоступенчатых процессов. Флуктуации парциальных сечений обнаружены на ядрах в области  $A = 50+70$ .

В нашей лаборатории экспериментально обнаружена периодичность в плотности уровней изотопов по числам  $N, Z, A$ , коррелирующая с замкнутыми оболочками, обнаружены новые оболочки в нуклидах редкоземельных элементов с числом нейтронов  $\sim 100$ . Изучены реакции с вылетом  $\alpha$ -частиц под действием резонансных нейтронов. Экспериментально установлена изоспиновая зависимость оптического ядерного потенциала, получены эмпирические формулы, связывающие его параметры [26]. Основные задачи прикладной нейтронной физики можно сформулировать следующим образом:

I. Повышение точности измерений нейтронных сечений ядер атомного горючего и конструкционных материалов, расширение программы измерений на новые материалы, а также изотопы - оселочные

деления. Существующие неопределенности в нейтронных данных приводят к завышенным запасам по многим параметрам, т.е. к удорожанию реакторной части АЭС.

2. Получение нейтронных данных для термоядерных и гибридных реакторов. Еще более важным является развитие физики таких реакторов, формулирование научно обоснованных требований к ядерным данным.

3. Получение нейтронных данных для уран-ториевого цикла, направленных на создание тепловых бридеров.

4. Заполнение пробелов в системе нейтронных данных для разработки электроядерных реакторов и электроядерных методов получения горючего. Особенно это относится к изучению взаимодействия нейтронов с энергией до 100 МэВ.

5. Дальнейшее развитие приложений нейтронной физики в "неядерных" областях:

а) физике твердого тела – развитие методов использования дифракции и неупругого рассеяния нейтронов в комплексе с другими ядерно-физическими методами (эффектом теней, эффектом Мессбауэра, барьерной спектроскопией электронов и др.);

б) материаловедении – нейтронное легирование полупроводников, развитие ядерных методов автоматизации, контроля и управления при создании конструкционных материалов;

в) химии, геологии – новые методы элементного анализа;

г) астрофизике – получение данных, необходимых для расчета свойств и процессов в нейтронных звездах, синтез элементов в звездах и др.;

д) биологии и медицине – разработка нейтронных методов селекции и изучение биологических структур, нейтронной терапии и диагностики, а также решение экологических проблем. В этой связи особое значение имеет концентрация усилий на решении задач, связанных с ускоренным решением продовольственной программы.

Начиная с 1971 года в г.Киеве систематически проходят конференции по нейтронной физике, которые по предложению МАГАТЭ включены в цикл Международных конференций по ядерным данным для науки и техники. 16 томов трудов этих конференций представляют собой весомый вклад в нейтронную физику.

Из сказанного видно, насколько возросло значение нейтронной физики как самостоятельной науки для современного естествознания и техники.

## Список литературы

1. Chadwick J. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 1932, 129, 312.
2. Bothe W., Becker H. Künstliche Erzeugung von Kern  $\alpha$ -Strahlen. *Zs f. Phys.*, 1930, 66, 289.
3. Curie I., Joliot F. Emission de protons de grande vitessee les Substances Hidrogénés sous l'influence des  $\alpha$ -rayons. *CR*, 1932, 194, 273.
4. Curie I., Joliot F. Effet d'absorbition de  $\alpha$ -rayons tres haute frequence par prosection de noyaux legers. *CR*, 1932, 194, 708. New evidence for the Neutron. *Nature*, 1932, 130, 57.
5. Чедвик Дж. Воспоминания о поисках нейтрона. Сб. Нейтрон, Наука, 1975, с. 5-8.
6. Iwanenko D.D. The Neutron Hypothesis. *Nature*, 1932, 129, 789; *Sov. Phys.*, 1932, I, 892.
7. Heisenberg W. Über die Bau der Atom Kerne. I. *Zs f. Phys.*, 1932, 11, I; II. *Zs f. Phys.*, 1932, 78, 156; III. *Zs f. Phys.*, 1932, 80, 1933.
8. Tamm I.E. Exchange Forces between Neutrons and Protons and Fermi Theory. *Nature*, 1934, 134, 98.
9. Wigner E. Über die Straung von Neutronen und Protonen. *Zs f. Phys.*, 1933, 83, 259.
10. Лукирский П.И. Нейтрон. ОНТИ, М.-Л., 1935, с. 91.
11. Корсунский М.И. Нейтрон. ОНТИ, М.-Л., 1935, с. 225.
12. Курчатов И.В. Расщепление атомного ядра. 1935, с. 153.
13. Курчатов И.В. Деление тяжелых ядер. Изв. АН СССР, сер. физ. 1941
14. Marchack R.E., Riazuddin, Rian C.P. Weals. *Interaction of Elementary Particles*. N.Y. Wiley, 1969, p. 210.
15. Александров Д.А. О возможности улучшения экспериментальной оценки электрического дипольного момента нейтрона. Нейтрон-

- ная физика. М., ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, с. 138.
16. Брозалинский Б.Г. Измерение угловой корреляции спин нейтрона - импульс антинейтрона в распаде поляризованных нейтронов. ЯФ, 1970, 12, 323.
  17. Naas R. at al. Phys.Rev., 1959, 116, 1959.
  18. Абов Д.Г., Крупичицкий П.А., Оратовский Д.А. Несохранение четности при захвате нейтронов. ЯФ, 1965, 19, 20.
  19. Данилян М.М. Эффекты несохранения четности в реакциях захвата медленных нейтронов ядрами. Нейтронная физика. Труды У конференции по нейтронной физике (Киев 15-19.09. 1980), ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, 12-23.
  20. Алфименков В.П. Нарушение пространственной четности во взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. Лекции IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982, с.38-57.
  21. Франк И.М. Пятьдесят лет нейтронной физике. Лекции IV школы по нейтронной физике. Дубна, 1982, с.7-24
  22. Курчатов И.В. Атомная энергия на благо человечества. М.Атомиздат, 1982, с.360.
  23. Александров А.П. Ядерная энергия на благо человечества. М., Наука, 1978, с.260.
  24. Сб.Атомная наука и техника в СССР. М., Атомиздат, 1977, с.357.
  25. Петросянец А.М. Атомная энергетика. М., Наука, 1976, с.263.
  26. Пасечник М.В. Нейтронная физика 80-х годов. Нейтронная физика, Труды У конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, с.3-10.

## С е к ц и я

### ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ. МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Председатель В.Н.Манохин

Ученый секретарь Ж.И.Пясанко

### ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.Н.Манохин, Л.Н.Усачев

(Физико-энергетический институт)

В докладе дан обзор целевых точностей и потребностей в нейтронных данных для реакторов на быстрых нейтронах.

The review of target accuracies and neutron requirements for fast breeder reactors is given in this report.

#### I. Введение.

I.1. Ядерные данные нужны для многочисленных областей науки и техники и, в первую очередь, для атомной энергетики. Для удовлетворения потребностей была организована система национальных, региональных и международных организаций (комитетов и центров) с целью объединения усилий по сбору и оценке, выявлению и обоснованию потребностей в ядерных данных.

В рамках МАГАТЭ под руководством Международного комитета по ядерным данным в течение более чем 15 лет успешно функционирует система центров данных, каждый из которых осуществляет сбор всей числовой информации по нейтронной физике по своей зоне и обменивается ею с другими центрами.

В результате деятельности центров данных создана мировая машинная библиотека нейтронных данных, содержащая в настоящее время экспериментальные нейтронные данные по сечениям и другим парамет-

рам ядерных реакций для  $\sim 400$  элементов и изотопов (около 3 млн. чисел). Эта библиотека служит основой для создания библиотек оцененных ядерных данных, которые затем непосредственно или в групповом представлении используются в расчетах параметров ядерных установок.

В настоящее время существует достаточно много национальных библиотек (общего и специализированного назначения) оцененных ядерных данных.

Работа по оценке данных, развитию существующих и созданию новых библиотек ядерных данных ведется во многих странах, а также в рамках МАГАТЭ на основе международного сотрудничества.

Следует отметить, что важную роль в обеспечении работы по оценке играет дальнейшее развитие экспериментальных и теоретических исследований структуры атомного ядра и ядерных реакций.

Существенной составной частью деятельности международного комитета по ядерным данным, соответствующих национальных и региональных комитетов и системы центров данных является выявление и обоснование потребностей в ядерных данных. Результатом этой работы является издание международного списка запросов ВРЕНДА, который включает запросы на данные для реакторов, термоядерной проблемы и системы гарантий.

1.2. В применении к проблеме реакторов на быстрых нейтронах ядерные данные нужны для понимания физических процессов, лежащих в основе работы атомных электростанций, для расчета оптимизации параметров реакторов и АЭС в целом, для задач внешнего топливного цикла, для выбора альтернативных направлений развития ядерной энергетики. Ядерные данные нужны с требуемой точностью, поскольку погрешности в ядерных данных приводят к неопределенностям в предсказании реакторных параметров. Большие неопределенности в свою очередь, ведут к большим и дорогостоящим запасам в проектах. Это требует дальнейшего уточнения данных. С другой стороны, чрезмерное уточнение ядерных данных также требует чрезмерно больших вложений в развитие экспериментальной техники. Поэтому и возникает задача об обосновании требуемых точностей ядерных данных. Иными словами, возникает задача выбора оптимальной совокупности экспериментов (микроскопических и интегральных), характеризуемых допустимой погрешностью для определения каждой величины и обеспечивающих требуемую точность расчета реакторных параметров при минимальных затратах.

1.3. Проблема неопределенностей ядерных данных и требований к ним рассматривалась многими авторами [1-14]. Положение с выяв-

лением и удовлетворением потребностей в ядерных данных обсуждалось на большом числе конференций и совещаний: рассматривались методы определения потребностей, целевые точности реакторных параметров и характеристик, анализировались расхождения в измерениях и оценках, формировались потребности для реакторов и других приложений в науке и технике.

В рамках МАГАТЭ проводятся также рабочие и консультативные совещания по различным аспектам деятельности по ядерным данным.

Потребности в точности ядерных данных, выработанные в разных странах и одобренные национальными и региональными комитетами по ядерным данным, включаются в мировой список запросов на ядерные данные ВРЕНДА, издаваемый МАГАТЭ. Каждые два года проводится пересмотр и переиздание списка.

ВРЕНДА 81/82 включает около 1700 запросов от 15 стран и международных организаций. Список запросов дает достаточно полное представление о потребностях в оцененных ядерных данных и может быть руководством для планирования оценки и измерений ядерных данных.

1.4. Сравнивая потребности в точности ядерных данных, сформулированные разными специалистами, можно заметить различия в величинах (часто до фактора 2), которые объясняются различием в подходах к определению потребностей. Разные авторы дают разные предположения о величине целевых точностей, о роли интегральных экспериментов, о корреляционных свойствах погрешностей ядерных данных и т.д.

Первым шагом в определении потребностей в точности ядерных данных является формирование на основе технико-экономических соображений целевых точностей, т.е. потребностей в точности предсказания тех или иных параметров установок, для расчета которых требуются ядерные данные. Для определения целевых точностей привлекаются соображения технологического и экономического характера, которые позволяют с большой долей уверенности определить величину целевых точностей.

Следующим шагом в процедуре определения потребностей в точности ядерных данных является расчет коэффициентов чувствительности этих параметров к изменениям в ядерных данных  $[18]$ .

Это дает возможность определить, какие ядерные данные требуются с большей точностью, а какие с меньшей. На этом этапе формируются (реакторщиками) требования к точности оцененных ядерных данных, обеспечивающие заданную точность расчета характеристик реактора.

Требуемую погрешность нужно понимать как погрешность оцененных ядерных данных, скоррелированную в заданных энергетических интервалах. Вопрос об определении погрешностей подробно обсуждается в работе [15]. Что же касается потребностей в новых измерениях, то выявляются они в процессе оценки ядерных данных и должны формироваться оценщиками.

Для выработки потребностей в точности оцененных ядерных данных нужно располагать информацией о целевых точностях и о существующем уровне погрешностей оцененных ядерных данных. Поскольку число величин, к точности которых предъявляются требования, больше числа характеристик, точность которых требуется обеспечить, то задача с первого взгляда является неоднозначной. Однако наложение требования минимума затрат на совокупность измерений и оценок с одновременным принятием зависимости стоимости определения каждой величины от погрешности (например, пропорционально  $1/\varepsilon^2$ ) делает эту задачу однозначной.

Нужно принять также определенную модель относительно корреляционных свойств погрешностей. Важность учета корреляций между сечениями при определении требуемых точностей подчеркивалась разными авторами давно. В работах [7, 17, 18] дан обзор истории вопроса и развит формализм выработки потребностей, обеспечивающих точность расчета нескольких реакторных параметров с учетом как микроскопических, так и макроскопических экспериментов при определенных предположениях о корреляционных свойствах погрешностей. Удобно принять, что погрешность скоррелирована полностью в пределах выбранных интервалов, а погрешности в разных интервалах являются независимыми. Использование общих стандартов при относительных измерениях приводит к тому, что погрешность сечений различных изотопов оказывается скоррелированной.

Требования к точности оцененных данных существенно зависят от предположений о корреляционных интервалах.

Для понимания перехода от точности оцененных ядерных данных, требования на которые выставляются, к требованиям на постановку эксперимента надо отметить следующее. Для удовлетворения требований надо как повышать точность отдельного эксперимента, в максимальной степени анализируя и исключая погрешности, так и вводить новые методики эксперимента. Дело в том, что систематические погрешности выявляются лишь при сравнении результатов, полученных разными методиками. Именно эти систематические погрешности обычно принадлежат

не отдельной экспериментальной точке, а области энергий. Именно на эту погрешность мы и выставляем требования.

Использование интегральных экспериментов в ряде случаев совершенно необходимо, так как требуемые точности в микроскопических данных могут превышать достижимую точность измерений ядерных данных и дальнейшее уточнение приведет к существенному увеличению расходов на измерение. Роль интегральных экспериментов обсуждалась во многих работах (достаточно полный список дан в обзоре [9]).

Дальнейшее изложение будет посвящено обсуждению целевых точностей реакторных параметров, значений достигнутых погрешностей оцененных ядерных данных, процедуры выработки потребностей в точности с учетом и без учета интегральных экспериментов.

## 2. Целевые точности.

2.1. Эффективный коэффициент размножения ( $K_{эф}$ ). Характеристики топлива выбираются так, чтобы реактор был критическим в конце кампании при выведенных регулирующих стержнях. Погрешность расчета эффективного коэффициента размножения или расчета критмассы вследствие погрешности ядерных данных должна составлять  $\sim 1\%$ . Это требование обосновывается, исходя из возможностей без переделки конструкции реактора скомпенсировать соответствующую ошибку.

Неопределенность в  $K_{эф}$  обусловлена, главным образом, неопределенностями в ядерных данных основных делящихся изотопов и конструкционных материалов. Требование к точности  $K_{эф}$  в  $1\%$  ведет к высоким требованиям к точности основных делящихся и сырьевых изотопов.

2.2. Коэффициент воспроизводства (КВ). Объем добычи урана и его обогащения, объемы переработки топлива, необходимого для обеспечения развивающейся энергетики, основанной на реакторах на быстрых нейтронах, определяются задаваемым темпом развития энергетики и временем удвоения реакторов с расширенным воспроизводством. Время удвоения обратно пропорционально величине  $(КВ-1)$ . Время удвоения нужно знать с точностью  $\pm 10\%$ . На погрешность КВ накладываются требования  $\pm 2\%$  (исходя из  $10\%$  во времени удвоения и  $1\% K_{эф}$ ).

2.3. Изменение реактивности в процессе кампании. Изменение реактивности из-за выгорания топлива и накопления актинидов и продуктов деления в процессе кампании определяет требования к органам регулирования, а также реактивность топлива в конце кампании. Целевая точность  $\pm 5\%$ . Суммарный эффект реактивности продуктов деления должен быть известен с точностью  $\pm 10\%$ , чтобы удовлетворить этим требованиям.

Неопределенность в изменении реактивности связана с неопределенностями в сечениях захвата продуктов деления и балансе тяжелых ядер вследствие их накопления.

2.4. Реактивность стержней регулирования. Целевая точность реактивности стержней регулирования  $\pm 5\%$ . Существующая погрешность  $\pm 10\%$ .

2.5. Тепловыделение. Теплофизические расчеты предельной мощности, снимаемой с реактора, требуют знания коэффициента неравномерности отношения максимального тепловыделения к среднему.

Эта величина прямо влияет на максимальную мощность, так как она лимитируется температурой наиболее горячего элемента реактора. Из экономических соображений следует потребность в точности  $\pm 1\%$ , существующая погрешность  $\pm 2\%$ . Гамма-излучение топливных элементов вносит значительный вклад в нагрев регулирующих стержней и blankets. Это приводит к потребностям в данных по гамма-спектрам и сечениям взаимодействия гамма-излучения с ядрами.

2.6. Эффекты радиационного повреждения. Радиационные повреждения оказывают прямое воздействие на экономику, проектирование и безопасность ядерных реакторов. Величина максимального облучения может зависеть от радиационной стойкости конструктивных материалов. Радиационные повреждения вызывают распухание и ползучесть материалов и изменение их характеристик. Для оценки распухания и деформаций элементов реактора нужно предсказывать дозы и градиенты доз радиационных повреждений. Нужно предсказывать скорости смещения атомов, образования гелия и водорода, температуру материалов. Имеются потребности в определении потока и спектра нейтронов так, чтобы наблюдаемые изменения в свойствах материалов могли быть соотнесены с режимом облучения. Это приводит к потребностям в сечениях для внутриреакторной дозиметрии. Потребности в точности предсказания флюенса и дозы радиационных повреждений  $\pm 5\%$ , дозсвязи и температурных градиентов  $\pm 10\%$ .

2.7. Коэффициенты реактивности. Ряд коэффициентов реактивности определяет кинетику реактора. Наиболее важный параметр, связанный с ядерной безопасностью реакторов на быстрых нейтронах — доплеровский эффект реактивности. Он обусловлен преимущественно уширением резонансов  $^{238}\text{U}$  в диапазоне энергий 0,5–10 кэВ. Делящиеся изотопы и конструктивные материалы также вносят заметный вклад. Предсказание доплеровского эффекта требует знания резонансных парамет-

ров и сечений рассеяния и поглощения, которые определяют величину потока в области энергий резонансов. Потребность в точности предсказания доплеровского эффекта 10–15%. Существующая точность близка к требуемой. Другой параметр, связанный с ядерной безопасностью в реакторах на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением, – натриевый эффект реактивности. Рассеяние нейтронов в натрии приводит к замедлению нейтронов и уменьшению их утечки. Эффект реактивности от потери натрия зависит от типа топлива и его обогащения. С точки зрения нейтронных данных эффект зависит от формы энергетической зависимости сечений деления и захвата, так же как и от сечений натрия. Потребности в точности предсказания максимального положительного натриевого эффекта 10–15%. Требуемая точность может быть достигнута, главным образом, улучшением метода расчета и, в меньшей степени, улучшением точности сечений рассеяния натрия. Существующая погрешность в определении натриевого эффекта  $\pm 20\%$ .

2.8. Остаточное тепловыделение и активность облученных материалов. Знание остаточного тепловыделения топливных элементов нужно для проектирования систем аварийной остановки реактора и экстренного расхолаживания. Требуемые точности – 2–5%.

Важное значение имеет знание активности облученного топлива, теплоносителя и конструкционных материалов для определения условий доступности оборудования и обращения с элементами реактора, для проектирования защиты при транспортировке топлива на переработку, защиты регенерационных установок. Нужно знать нейтронную активность топлива, которая обусловлена спонтанным делением изотопов урана и реакцией ( $\alpha, n$ ) на легких изотопах (C, O). Это требует знания сечений деления и захвата актинидов, определяющих их баланс в реакторе, и сечение реакции ( $\alpha, n$ ). Для определения доступности для обслуживания технологического оборудования надо знать активацию натрия после выдержки, которая определяется процессом ( $n, 2n$ ), активацию компонент стали за счет процессов ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, 2n$ ) и др. Технология изготовления топливных элементов из плутония, полученного химической переработкой отработавшего топлива, определяется накопленной активностью изотопов  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{Pu}$ . Необходимо знать сечения их образования.

Требования к точности предсказания общей активности 20–30%.

3. Метод определения потребностей точности микроскопических ядерных данных.

Для определения погрешностей в ядерных данных, обеспечивающих предсказания реакторных величин с заданной точностью, был предложен

метод, учитывающий корреляционные свойства погрешностей в простой, но реалистической модели [7]. Этот метод позволяет определить количественно требуемую точности.

Относительная вариация реакторного параметра  $\delta c/c$  выражается линейно через относительные вариации  $(\delta\sigma/\sigma)_{\alpha ij}$  групповых величин типа  $\alpha$  изотопа  $i$  в группе  $j$  с коэффициентами пропорциональности или чувствительности  $S_{\alpha ij}$ :

$$\delta c/c = \sum_{\alpha ij} S_{\alpha ij} (\delta\sigma/\sigma)_{\alpha ij}. \quad (1)$$

Коэффициенты  $S_{\alpha ij}$  вычисляются с помощью обобщенной теории возмущений [16, 18].

Для определения погрешности в реакторном параметре надо сделать предположение о том, как складываются вклады от многих погрешностей, входящих в формулу (1). Если принять, что эти вклады являются случайными величинами, нескоррелированными между собой, то дисперсия реакторного параметра выражается через дисперсии групповых микроскопических величин  $d_{\alpha ij}^2$  следующим образом:

$$D^2 = \sum_{\alpha ij} S_{\alpha ij}^2 d_{\alpha ij}^2. \quad (2)$$

Почти каждой ядерной константе можно поставить в соответствие 2-3 корреляционных интервала на всей энергетической оси, поэтому важен учет корреляций в погрешностях. Предложено было также погрешности разбивать на компоненты, различающиеся своими корреляционными свойствами [7, 18]. Чаще всего это три компонента: 1) статистическая - некоррелированная; 2) компонента ошибки, перенесенная со стандарта при его использовании (эта компонента присутствует в погрешностях всех величин, измеренных с помощью этого стандарта); 3) предполагаемая ошибка в нормировке кривой, постоянная в пределах выбранного корреляционного интервала и пропорциональная от возможности систематической ошибки. Представление  $\delta\sigma/\sigma$  в виде трех компонент приведено в уравнении (1), и члены с одинаковыми компонентами, описывающими корреляционную ошибку, объединяются таким образом, что новые коэффициенты чувствительности  $Z_{\beta}$  данной корреляционной компоненты погрешности оказываются суммами коэффициентов  $S_{\alpha ij}$  по области скоррелированности. Теперь  $\delta c/c = \sum Z_{\beta} (\delta\sigma/\sigma)^{\beta}$ , где компоненты погрешности  $(\delta\sigma/\sigma)^{\beta}$  между собой считаются статистически независимыми, и на этом основании производится переход к формуле (3), аналогичный переходу от формулы (1) к формуле (2):

$$D^2 = \sum_{\beta} \lambda_{\beta}^2 d_{\beta}^2. \quad (3)$$

Задавая левую часть (погрешность реакторного параметра), надо определить совокупность погрешностей отдельных величин  $d_{\beta}^2$ .

Очевидно, что задача в такой постановке неоднозначна, можно по-разному распределить вклады погрешностей разных величин в погрешность реакторного параметра. Однако достаточно наложить условие минимума затрат на совокупность экспериментов, делая одновременно предположение об относительных величинах затрат для измерения различных величин с достигнутыми к данному моменту точностями и экстраполируя стоимость эксперимента в зависимости от величины погрешности  $\epsilon$ , например по закону  $1/\epsilon^2$ , как задача становится однозначной.

Выражение для стоимости экспериментов запишем в виде

$$\sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2.$$

Здесь  $\lambda_{\beta}$  — константа, характеризующая стоимость экспериментов по определению величины, характеризуемой индексом  $\beta$ . Пример определения  $\lambda_{\beta}$  дан в работе [17]. А именно, в предположении равной пробивной способности экспериментаторов, можно считать, что на получение достигнутых погрешностей  $d_{\beta_0}$  различных величин произведены одинаковые затраты и поэтому  $\lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 = \text{const}$ ,  $\beta = 1, \dots, \dots, N$ . Если иметь в виду, что искомые погрешности должны быть ограничены сверху достигнутыми точностями, то задача о планировании оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающей требуемую точность расчета  $K$  реакторных параметров, сводится к решению следующей экспериментальной задачи:

$$\sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 \rightarrow \min,$$

$$\sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta}^2 d_{\beta}^2 \leq D_{\ell}^2, \quad \ell = 1, \dots, L,$$

$$0 < d_{\beta}^2 \leq d_{\beta_0}^2.$$

При одном ограничении на дисперсию только одного реакторного параметра задача решается аналитически [17]. В работе [17] развит алгоритм решения задачи планирования оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающих требуемые точности произ-

вольного числа реакторных параметров. В той же работе алгоритм расширен и для учета интегральных экспериментов. В случае одновременного использования информации по интегральным и микроскопическим измерениям, точность расчета  $D_l$  реакторного параметра  $C_l$  с коэффициентом чувствительности  $\bar{Z}_l$  может быть записана следующим образом:

$$D_l^2 = \bar{Z}_l D(N+K) \bar{Z}_l^T,$$

$$D(N+K) = (I - D(N)F^T(V + FD(N)F^T)^{-1}F)D(N).$$

Здесь  $D(N)$  - ковариационная матрица только микроскопических экспериментов,  $F$  - матрица размером  $(N + K)$ , коэффициенты чувствительности используемых интегральных экспериментов,  $V$  - матрица экспериментальных ошибок интегральных экспериментов. Матрица  $D(N)$  может быть сделана диагональной, причем диагональными элементами этой матрицы являются квадраты точностей микроскопических данных.

Следовательно, задача о планировании совокупности микроскопических экспериментов при наличии  $K$  интегральных может быть сведена к такой экстремальной задаче:

$$\begin{aligned} \sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 &\rightarrow \min, \\ \bar{Z}_l D(N+K) \bar{Z}_l^T &\leq D_l^2, \quad l=1, \dots, L, \\ 0 < d_{\beta}^2 &\leq d_{\beta 0}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Искомые точности  $d_{\beta}^2$  входят в ограничение (4) как элементы диагональной матрицы  $D(N)$ .

Для решения этой задачи были разработаны эффективные численные методы.

#### 4. Требуемые и достигнутые точности в ядерных данных.

Требуемая во ВРЕНДЕ точность ядерных данных характеризуется одним стандартным отклонением. Смысл погрешности, однако, определен только в запросах от СССР. Так, в запросах Усачева Л.Н. предполагается, что погрешность в данной точке представляется как сумма компонент с разными корреляционными свойствами. Требования на точность выявлены для наиболее важной компоненты погрешности, скоррелированной по энергетическому интервалу, указанному в запросе. Эта компонента погрешности определяет точность интеграла под кривой по этому интервалу. В запросах на измерения предполагается исполь-

зование стандартов сечения  $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$  (ниже 100 кэВ) и сечения реакции  $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ . Во всех запросах, за исключением запросов для стандартов, точность определяется по отношению к измерениям относительно стандартов и требуемые точности стандартов определены отдельно.

Ниже приведены требуемые и достигнутые точности для микроскопических ядерных данных. Часть величин взята из обзора Роуэлэндса [9]. Точности данных для актинидов и продуктов деления взяты из работ Усачева Л.Н. и др. [12-14].

4.1. Основные делящиеся и сырьевые изотопы [9]. Требуются данные с высокой точностью по сечениям деления и захвата, величине для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , по сечениям неупругого рассеяния  $^{238}\text{U}$ . Эта точность определяется, в первую очередь, потребностями предсказания  $K_{\text{эф}}$  (1%) и КВ (2%). Для тепловой области энергий нейтронов нужны следующие точности:  $\nu$  -  $\pm 0.3\%$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_t$ ,  $\sigma_s$  -  $\pm 1\%$ . Для области энергий спектра реакторов на быстрых нейтронах существуют определенные потребности (табл. I).

Таблица I

Величина	Делящиеся изотопы, %	Сырьевые изотопы, %
$\nu_f$	0,3	1
$\sigma_f$	2	2
$\sigma_c$	4	3
$\sigma_t, \sigma_s$	2	5
$\sigma_{in}$	10	5
$\sigma_{n,2n}$	10	10

Для реакторов с ториевым циклом нужны те же потребности для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{233}\text{U}$ , как и для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ .

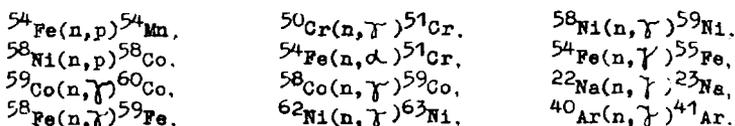
4.2. Конструкционные материалы. Потребности в ядерных данных для материалов теплоносителя и конструкционных материалов нужны для определения эффектов реактивности, нейтронных спектров, баланса нейтронов, радиационных повреждений, активации материалов и нагрева. Для натрия нужно знать сечение рассеяния и захват. Нужны данные по захвату и неупругому рассеянию Fe, Cr, Nd (в первую очередь), Ti, V, Mn, Co, Zr, Nb, Mo. Потребности в точности сечений захвата составляют 5-10%, сечений неупругого рассеяния - 5%. Нужны данные по резонансной структуре сечений, поскольку существенными являются эффект резонансной самоэкранировки и эффект Доплера. Это является одной из причин, почему нужны данные по сечениям отдельных изотопов. С точки зрения проблемы радиационных повреждений, экономии нейтронов нужны данные реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ .

4.3. Поглотители. В реакторах на быстрых нейтронах используются естественный и обогащенный бор, испытывается Ta и изучаются возможности Eu. Имеются следующие потребности в ядерных данных для поглотителей B, Cd, Eu, Gd, Er, Hf, Ta:

- сечение захвата -  $\pm 5\%$ ;
- сечение рассеяния -  $\pm 10\%$ .

Нужны данные для отдельных изотопов, чтобы предсказывать изменение реактивности с выгоранием и активацию и нагрев поглотителей.

4.4. Реакции активации. Данные по реакциям активации нужны для расчета радиоактивного загрязнения (активация теплоносителя и массоперенос стали) первичного контура, насоса и теплообменников для расчета активации элементов реактора, подлежащих в дальнейшем извлечению, транспортировке, хранению, переработке. Основные реакции активации даны ниже:



Нужны данные, усредненные по спектру реактора. Требуемая точность - 10-15%.

4.5. Внутрореакторная дозиметрия. Дозиметрические реакции используются для измерения потоков и спектров нейтронов в реакторе. Знание условий облучения нужно для интерпретации результатов экспериментов

по облучению, для предсказания активации материалов и для сопоставления свойств облученных материалов с условиями облучения. Два основных фактора влияют на свойства материалов: смещение атомов и образование гелия в  $(n, \alpha)$ -реакциях. Предсказание скоростей смещения атомов и образования гелия требует знания полного потока, спектра потока и сечений указанных процессов. Ряд реакций указан ниже:



В рамках МАГАТЭ организована активная деятельность по отбору и оценке дозиметрических реакций и создан международный файл данных.

4.6. Трансактиниды. Ядерные данные для трансактинидов нужны для определения накопления и выгорания актинидов и предсказания нейтронной активности топлива. Нужно знать сечения реакций захвата, деления и  $(n, 2n)$ .

Некоторые трансактиниды накапливаются в энергетических быстрых реакторах в достаточно большом количестве. Нейтронные сечения этих изотопов нужно знать с высокой точностью, сравнимой с точностью, требуемой для основных делящихся и топливных изотопов. В процессе работы реактора накапливаются также изотопы, которые из-за сравнительно малого периода полураспада и распадных свойств (эмиссия жестких  $\gamma$ -лучей или нейтронов) представляют главные трудности в обращении с топливом при его перевозке и переработке. К таким изотопам относятся  $^{232}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ . Реакции, которые существенны для образования  $^{232}\text{U}$  :  $^{233}\text{U}(n, 2n)$  и  $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ , а в случае образования  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  :  $^{237}\text{Np}(n, \gamma)$ ,  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)$ ,  $^{243}\text{Am}(n, \gamma)$ .

В работах [10, 13, 14] исследовался вопрос о требуемых точностях ядерных данных актинидов для расчета накопления. Ниже даны основные выводы.

Точности предсказания некоторых параметров, рассчитанных с использованием достигнутых точностей ядерных данных, приведены (для расчета накопления) в табл.2.

Таблица 2

Изотоп	Захват		Деление		(n, 2n)	
	Дост.	Треб.	Дост.	Треб.		
$^{238}\text{Pu}$	8	8	5	4	20	15
$^{239}\text{Pu}$	10	3	4	4	50	50
$^{240}\text{Pu}$	20	4	10	10	50	50
$^{241}\text{Pu}$	20	7	8	5	50	50
$^{242}\text{Pu}$	50	15	30	30	50	50
$^{243}\text{Pu}$	50	50	50	50	50	50
$^{242}\text{Am}$	30	20	30	20	50	50
$^{241}\text{Am}$	15	15	15	15	-	-
$^{242}\text{Am}$	30	30	30	30	-	-
$^{243}\text{Am}$	50	20	50	50	-	-
$^{242}\text{Cm}$	50	50	50	50		
$^{237}\text{Np}$	50	15	10	10	50	25

В табл.3 данные из работы [10] показывают достигнутые и требуемые точности расчета накопления:

Таблица 3

Изотоп	Требуемые	Достигнутые
$^{236}\text{Pu}$	30	55
$^{238}\text{Pu}$	20	60
$^{240}\text{Pu}$	5	12
$^{241}\text{Pu}$	4	24
$^{242}\text{Pu}$	10	31
$^{241}\text{Am}$	5	24
$^{242}\text{Am}$	20	28
$^{243}\text{Am}$	20	59
$^{242}\text{Cm}$	20	28
$^{244}\text{Cm}$	30	71

Из таблиц видно, что достигнутая точность ядерных данных трансактинидов не обеспечивает требуемой точности расчета накопления для

быстрых реакторов. Более строгие требования формулируются для сечений захвата  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ . Требования к реакции  $(n, 2n)$  для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  являются существенными. Достигнутая точность сечений деления почти достаточна.

Требуемые точности в данных трансактинидных изотопов определяются из обеспечения необходимой точности расчетов производства изотопов, выхода нейтронов и тепловыделения в реакторе. В работе [14] дополнительно к целевым точностям накопления ряда нуклидов учтены еще целевые точности: 5% для энергии  $\alpha$ -распадов и 10% для выделения нейтронов. В результате получены более жесткие требования на точность ряда ядерных данных: сечение захвата  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и коэффициента ветвления  $^{242}\text{Cm}$ . Наиболее жесткие требования предъявляются к сечениям захвата  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и сечениям реакций  $(n, 2n)$  на  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{U}$ .

Высшим приоритетом требуемых точностей обладают величины, приведенные в табл.4.

Таблица 4

Величина	Функционал
$^{237}\text{Np}(n, 2n)$ , $^{238}\text{U}(n, 2n)$	Накопление $^{236}\text{Pu}$
$^{238}\text{U}(n, 2n)$ , $^{237}\text{Np}(n, \gamma)$	" $^{238}\text{Pu}$
$^{242}\text{Pu}(n, \gamma)$ , $^{243}\text{Am}(n, \gamma)$	" $^{244}\text{Cm}$
$^{242}\text{Pu}(n, \gamma)$	" $^{243}\text{Am}$
$^{243}\text{Am}(n, \gamma)$ , $^{242}\text{Pu}(n, \gamma)$ $^{242}\text{Cm}_{\text{BRSf}}$	Общее производство нейтронов

Численные значения указанных точностей существенно зависят от целевых требований расчета интересующих величин.

В работе [13] проанализированы потребности в ядерных данных, связанных с расчетами накопления  $^{232}\text{U}$  в ядерных реакторах. Наиболее важными являются ядерные константы для расчета накопления  $^{232}\text{U}$  в быстрых реакторах - реакция  $(n, 3n)$  на  $^{234}\text{U}$ ,  $(n, \gamma)$  на  $^{235}\text{U}$ ,  $(n, 2n)$  на  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$ .

4.7. Продукты деления. Для определения суммарного эффекта реактивности продуктов деления (5-10%) нужно знать сечения захвата с точностью  $\pm 10\%$ , сечения рассеяния с точностью  $\pm 30\%$ . Нужны детальный ход сечений и усредненные по спектру реактора величины.

В работах [12, 13] показано, что если погрешности всех сечений захвата одинаковы и равны 30%, а погрешности выходов продуктов де-

ления также одинаковы и составляют 3% (на самом деле значения большинства выходов известны более точно), можно получить оценку требуемой погрешности среднего сечения  $\pm 7\%$ . Если во всех сечениях захвата отдельных продуктов деления предположить наличие систематической погрешности, равной 10%, то оценка погрешности среднего сечения захвата продуктов деления  $\pm 12\%$ . Разброс различных оценок этой величины примерно такой же.

Из требований к ядерным данным, полученным при рассмотрении задач физики активной зоны [17], следует необходимая погрешность среднего сечения захвата продуктов деления, равная 10%. В предположении отсутствия корреляций между погрешностями различных сечений можно считать такую точность уже достигнутой. Если предположить наличие в них систематической ошибки, то следует допустимая величина такой ошибки 7%.

Здесь мы имеем наглядный пример того, как важно точное определение смысла погрешности. В зависимости от предположения о корреляционных свойствах погрешности можно сделать два противоположных вывода. Предполагая статистическую независимость погрешностей сечений разных нуклидов, можно сделать вывод о том, что уточнять сечения продуктов деления не надо, так как можно считать, что 30%-ная погрешность в захвате на каждом продукте деления уже достигнута, а это ведет к удовлетворению 10%-ного требования на псевдопродукт деления. Однако, если погрешности скоррелированы, то для достижения той же цели надо добиваться 7%-ной погрешности в сечении каждого нуклида, для чего требуется еще очень большая работа как в эксперименте, так и в оценке. Второе предположение, по-видимому, ближе к истине.

Перечень изотопов, уточнение сечений захвата которых важно для правильного расчета среднего сечения захвата продуктов деления в быстрых реакторах. (Изотопы расположены по величине вклада в среднее сечение, которое составляет 80%). Вклад в среднее сечение каждого изотопа первой группы ( $^{133}\text{Ca}$ ,  $^{101}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{143}\text{Nd}$ ) не менее 5%, второй группы ( $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{145}\text{Nd}$ ,  $^{97}\text{Mo}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{102}\text{Ru}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{151}\text{Sm}$ ,  $^{135}\text{Ca}$ ,  $^{93}\text{Zr}$ ) - 2%, третьей группы ( $^{105}\text{Pd}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{104}\text{Ru}$ ) - 2%, для остальных - менее 1%.

### Заключение

Обеспечение требуемой точности расчета ряда параметров, важных при работе реактора и выборе его перспективных концепций, для тех-

ноголики внешнего топливного цикла, включая транспортировку, переработку облученного топлива и изготовление новых теплоделяющих элементов (твэлов), при исследовании стойкости твэлов в зависимости от потока нейтронов в реакторе, налагает требования на точность оцененных микроскопических нейтронных данных, которые еще не удовлетворены, несмотря на прогресс в области эксперимента и оценки.

Надо подчеркнуть также, что для эффективного достижения целевых точностей реакторных параметров, необходимо совершенно точно и ясно определить корреляционные свойства допустимых погрешностей, что, к сожалению, еще не сделано во БРЕНДЕ.

#### Список литературы

- I. T.P.Moorhead. The effects of errors in cross section data on calculations for a large dilute fast reactor. Seminar on Physics of Fast and Intermediate Reactors, vol. II, Vienna, 1962.
2. P.Geebler, B.A.Hutchins. User Requirements for Cross Sections in the Energy Range from 100 ev to 100 kev. Proc. Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Washington, 1966.
3. R.D.Smith. Nuclear Data Requirements for Fast Reactor Design and Operation Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris, 1966.
4. P.Greebler, B.A.Hutchins, C.L.Cowan e.a. Implication of nuclear data uncertainties to reactor design. Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970.
5. С.М.Зарицкий, М.Ф.Троянов. О требованиях к точности констант для расчета реакторов. В сб. "Физика ядерных реакторов", вып.2, М., Атомиздат, 1970.
6. С.М.Зарицкий, М.Н.Николаев, М.Ф.Троянов. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. В сб. "Нейтронная физика", т.1. Киев, 1973.
7. L.N.Usachev, Yu.G.Bobkov. Planning of an optimum Set of microscopic experiment and evaluation, INDC(CCP)-19/U, Vienna, 1972.
8. Л.Н.Усачев, В.Н.Манохин, Д.Г.Бобков. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных. Proc. Conf. on Nuclear Data in Science and Technology, Vienna, 1973.
9. J.L.Rowlands. Nuclear Data for reactor design, operation and safety. Proc. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, Harwell, 1978.
10. L.N.Usachev, Yu.G.Bobkov, V.E.Kolesov, A.S.Krivtsov. Determination of Transactinide Nuclear Data Required Accuracy for Burn-up Calculation in Fast Reactors. Proc. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, Harwell, 1978.
- II. Ph.Hammer. Nuclear Data Needs Plutonium Breeders. Proc. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979.

12. Д.Г.Бобков, А.С.Кривцов, Л.Н.Усачев. Теория возмущений и анализ чувствительностей - эффективный подход к исследованию задач кинетики продуктов деления в реакторе. - Вопросы атомной науки и техники. Сб. серия "Ядерные константы", вып. 3(38), 1980.
13. Д.Г.Бобков, А.С.Кривцов, Л.Н.Усачев. Потребности в ядерных данных продуктов деления и трансактинидов для реакторов на быстрых нейтронах. Сб. Нейтронная физика, т.3, Киев 1980, с.234.
14. Л.Н.Усачев, И.В.Кравченко, А.С.Кривцов. Требуемые точности ядерных данных трансактинидов для быстрых реакторов с точки зрения внешнего топливного цикла. IV совещание по взаимному сравнению ядерных данных для трансактинидов. Вена, 1981.
15. Л.Н.Усачев. О едином определении погрешности в ядерных данных. В кн.: Ядерные константы, вып. 16, М., Атомиздат, 1975.
16. Л.Н.Усачев. Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторе. Атомная энергия, 15,472 (1963).
17. Yu.G.Bobkov, L.T.Pyatnitskaya, L.N.Usachev. Planning of Neutron Data Experiments and Evaluations for Reactors, INDC(CCF)-46L, Vienna, 1974.
18. Л.Н.Усачев, Д.Г.Бобков. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1960.

## ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И НЕЙТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

В.В. Орлов, Г.Е. Шаталов, К.Б. Шерстнев

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Обсуждается вопрос обеспечения разработок проекта опытного термоядерного реактора необходимыми нейтронно-физическими данными.

NUCLEAR FUSION & NEUTRONIC PROCESSES. The problem of providing the development of project of Experimental Fusion Reactor with necessary neutronic data is discussed.

Возможность использования той или иной реакции ядерного синтеза в термоядерном реакторе определяется условием положительности энергетического баланса. При этом нагрев рабочей среды реактора осуществляется за счет энергии заряженных частиц, образовавшихся в результате реакции синтеза (энерговыведение в результате частичного замедления нейтронов в обычных условиях значительно ниже), а основные механизмы потерь энергии в условиях эффективного удержания плазмы связаны с электромагнитным излучением плазмы. Один из видов этого излучения обусловлен торможением электронов плазмы кулоновским полем ионов. Этот вид излучения (называемый тормозным) неизбежно возникает в любой нагретой плазме и не зависит от способа ее удержания. В основе другого вида излучения, так называемого магнитотормозного (МТ), или циклотронного, лежит эффект торможения заряда, движущегося в магнитном поле. Такое излучение возникает в системах с магнитным удержанием плазмы.

Нагрев термоядерного топлива в результате выделения в плазме энергии заряженных частиц реакции синтеза характеризуется величиной удельного энерговыведения, отнесенного к квадрату плотности ионов,  $W_{ТЯ} \sim E \langle \sigma v \rangle$  эрг.см<sup>-3</sup>.с<sup>-1</sup>, где  $E$  - энергия заряженных частиц в одной реакции синтеза и  $\langle \sigma v \rangle$  - усредненное по энергетическому спектру ионов произведение сечения реакции синтеза  $\sigma$  на относительную скорость  $v$  реагирующих ядер. По существу во всех практически важных ситуациях эффект самопоглощения тормозного излучения в плазме является малым и это излучение носит объемный характер. Вывос из плазмы энергии за счет тормозного излучения описывается удельными потерями на единицу объема плазмы, отнесенными к квадрату плотности ионов:

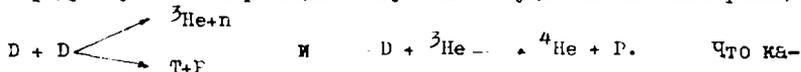
$$\psi_{ТИ} = 1,1 \cdot 10^{-22} \frac{(Z_1 + Z_2)}{2} \frac{(Z_1^2 + Z_2^2)}{2} \left( \frac{T}{\mu c^2} \right)^{1/2} \text{ эрг.см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  - заряды участвующих в реакции синтеза ядер (для простоты термоядерное топливо считается двухкомпонентным и предполагается его полная очистка от продуктов реакции),  $T$  - температура и  $m$  - масса электрона. Потери энергии плазмы за счет магнитотормозного излучения также можно охарактеризовать величиной удельной энергии этого излучения, отнесенной к квадрату плотности ионов

$$w_{MT} = \frac{3,2 \cdot 10^{-20}}{\beta} \frac{(Z_1 + Z_2)}{2} \left( \frac{T}{mc^2} \right) \left\{ \left( \frac{T}{mc^2} + 1 \right)^2 - 1 \right\} \text{ эрг. см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$$

где  $\beta = \frac{2kTn_i}{H^2/8\pi}$  - параметр, характеризующий эффективность удержания плазмы в магнитной системе. В отличие от тормозного излучения интенсивность и эффективная частота выходящего из плазмы MT-излучения существенно зависят от параметра  $\Lambda = \frac{\omega_p}{c} \left( \frac{\omega_p}{\omega_H} \right) L$ , характеризующего "оптическую толщину" плазмы ( $\omega_p$  - ленгмюровская частота плазмы,  $\omega_H$  - ларморовская частота электронов,  $c$  - скорость света и  $L$  - характерный размер плазмы). Для представляющих практический интерес параметров плазмы ( $n_i \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i \sim 10-100 \text{ кэВ}$ ,  $L \sim 100 \text{ см}$  и  $H \sim 5-10 \text{ Тл}$ ) значения параметра  $\Lambda$  лежат в пределах от  $\sim 10^3$  до  $10^4$ , а соответствующий коэффициент ослабления интенсивности выходящего из плазмы излучения  $\Phi(\Lambda, T)$  изменяется в пределах от  $\sim 0,01$  до  $\sim 0,13$ .

Условие положительности энергетического баланса  $w_{MT} - w_{TI} - \Phi w_{TЯ} > 0$  резко ограничивает число реакций ядерного синтеза, пригодных для практического использования в термоядерном реакторе. Так, например, в системах типа токамаков или стеллараторов, характеризующихся малой эффективностью магнитного удержания плазмы ( $\beta \sim 0,05$ ) можно рассчитывать лишь на осуществление реакции  $D+T \rightarrow \text{}^3\text{He} + n$ . В системах с высокой эффективностью магнитного удержания плазмы ( $\beta \sim 1$ ) наряду с указанной реакцией могут быть осуществлены также реакции



сается систем с инерционным удержанием плазмы, то в них ввиду отсутствия MT-излучения число возможных реакций ядерного синтеза значительно больше, но остается открытым вопрос о возможности их реализации в рамках концепции "микровзрыва".

Реакция  $D-T$  синтеза является эффективным источником  $14\text{-MэВ}$  нейтронов. Вероятность деления изотопа  $^{238}\text{U}$  нейтронами этой энергии в несколько раз выше, чем для нейтронов спектра деления. Это

позволяет получить значительную дополнительную мощность в урановом blanketе, окружающем зону термоядерной реакции, и приводит к существенному увеличению числа нейтронов в расчете на один акт синтеза. Более половины этих нейтронов может быть использована для получения ядерного горючего — плутония-239. Расчеты показывают, что энергия, которая может быть получена при сжигании наработанного плутония в реакторах деления (типа ВВЭР), в 4–6 раз превышает энергию, выделяющуюся в blanketе гибридного термоядерного реактора (ИТР). Это обстоятельство и определяет ту роль, которую могут играть ИТР в атомной энергетике: производство наряду с энергией больших количеств ядерного горючего для тепловых реакторов деления, практически нуждამся в подпитке извне.

Гибридный реактор не реализует всех преимуществ ядерного синтеза, однако владение лучшим энергобалансом задача его создания более проста по сравнению с созданием чистого реактора синтеза. Решая одну из острых проблем атомной энергетикй деления, ИТР может стать одновременно практическим шагом к конечной цели работ по УТС — созданию чистого термоядерного реактора.

При учете реальных требований к blanketу ИТР можно рассчитывать на производство в нем 1,2–1,6 ядер плутония на акт синтеза при использовании металлического уранового топлива. В топливе происходит при этом  $\sim 0,6$  делений ядер урана-238 (из них 60–70% при энергиях, близких к энергии нейтронов источника), и 1,0 захвата в ядре лития 6 с воспроизводством одного ядра трития. Нарботка делющихся изотопов, отнесенная к полной тепловой мощности blanketа, слабо зависит от вида уранового топлива и количества конструкционных материалов в blanketе и составляет 0,8–1 кг/(МВт.т) в год в начале кампании реактора, понижаясь до 0,6–0,8 кг/(МВт.т) в год при накоплении плутония до 10 кг/т.

С точки зрения баланса нейтронов в blanketе ИТР наиболее существенны реакции  $(n, f)$ ,  $(n, 3n)$  и  $(n, 2n)$  в первую очередь на ядрах урана-238. В настоящее время сечения этих реакций при энергиях  $\sim 14$  МэВ известны с точностью 2–5%, что, по-видимому, достаточно для расчетов. Значительно больше неопределенность в информации относительно спектров вторичных нейтронов. Так, например, чувствительность полного числа делений к температуре спектра нейтронов деления составляет 0,5, и при условии равного вклада в суммарную погрешность с данными по сечениям точность значения температуры спектра должна быть не хуже  $\sim 5\%$ , что выше точности имеющихся данных.

Уточнение спектров вторичных нейтронов для реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  необходимо также для ряда материалов-равновешителей (в первую очередь - свинца) и конструкционных материалов (Fe, Ni и Cr).

В ряде конструкций ГТР часть blankets не содержит делящихся материалов или же имеет слой лития, расположенный перед ураном. В этих композициях заметный вклад в воспроизводство трития может давать реакция  ${}^7\text{Li}(n, n^0)\text{T}$ . Точность измерения ее сечения в известных экспериментах может приводить к ошибке в локальном воспроизводстве трития  $\sim 10-15\%$ , что недостаточно для проектирования.

Спектр нейтронов в blankets ГТР не слишком сильно отличается от спектра быстрого реактора. Полный поток нейтронов в урановой зоне составляет  $\sim 8-20 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при единичном токе нейтронов источника на первую стенку реактора. Доля нейтронов с энергией выше 5-6 МэВ в нем составляет 5-10%, что позволяет экстраполировать данные относительно скорости радиационных повреждений материалов, полученные на быстрых реакторах.

Радиационная защита ГТР должна выполнять две функции: предохранять магниты от воздействия излучения и уменьшать активацию материалов внешних конструкций реактора до уровня, разрешающего ограниченный доступ к нему через несколько суток после остановки. Для достижения первой цели требуется ослабление в  $10^5-10^6$  раз, второй - в  $10^7-10^8$  раз. Расчетные значения ослабления наиболее чувствительны к полным сечениям и сечениям рассеяния на тяжелых элементах защиты. Например, для железа коэффициент чувствительности потока быстрых нейтронов к вариациям сечения рассеяния при характерном соотношении защиты достигает 6,4, и ошибка 5% в сечении приводит к погрешности для потока в 30%. Велика также чувствительность потока к ненулевым гармоникам сечения рассеяния. Для того же железа коэффициент чувствительности потока за защитой к первой гармонике сечения рассеяния составляет 1,3, ко второй - 0,6.

Остаточная активность внешних слоев защиты и материалов магнитных катушек определяется в первую очередь потоком быстрых нейтронов. Для характерных композиций защиты типичны реакции  ${}^{56}\text{Fe}(n, p){}^{56}\text{Mn}$ ;  ${}^{54}\text{Fe}(n, p){}^{54}\text{Mn}$ ;  ${}^{55}\text{Mn}(n, 2n){}^{54}\text{Mn}$ ;  ${}^{58}\text{Ni}(n, p){}^{58}\text{Co}$ ;  ${}^{58}\text{Ni}(n, 2n){}^{57}\text{Ni}$ ;  ${}^{60}\text{Ni}(n, p){}^{60}\text{Co}$  и т.д.

Точность определения уровня остаточной активности определяется в первую очередь сечениями пороговых реакций для конструкционных материалов.

ИТР предназначен для наработки ядерного топлива (в первую очередь плутония из урана-238). Благодаря наличию высокоэнергетических нейтронов скорости реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$  в blankets ИТР для большинства изотопов значительно выше, чем в тепловых и быстрых реакторах деления. Это приводит к значительным отличиям в изотопном составе плутония: в blankets ИТР накапливается относительно много нуклидов с  $A < 239$  (например,  $^{236}\text{Pu}$ ) и мало нуклидов с  $A > 239$  ( $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ). Содержание  $^{239}\text{Pu}$  в наработанном плутонии составляет 96–98%. Изотопный состав плутония определяет радиоактивность топлива на стадии его повторного использования и требует специального анализа, для которого необходимо знать сечения пороговых реакций для  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  и ряда других изотопов.

Облучение конструкционных материалов в blankets ИТР приводит к изменению их свойств. В первом приближении эти изменения можно охарактеризовать числом смещений атомов материала и скоростями образования в них газов – гелия и водорода. Число смещений в сталях обычно составляет 13–17 с.н.а.<sup>x</sup>/год (при флюенсе  $\sim 3 \cdot 10^{22}$  нейтр.см<sup>-2</sup>/год), что не сильно отличается от соответствующих значений для быстрых реакторов. Это объясняется тем, что доля 14-МэВ нейтронов в спектре ИТР составляет 5–10%, а скорость образования дефектов для них только в 3–5 раз выше, чем для нейтронов спектра деления.

Скорости образования гелия и водорода в материалах blankets ИТР значительно выше, чем в реакторах деления. Характерные значения для стали составляют  $\sim 500$  аррш/год по водороду и  $\sim 100$  аррш/год по гелию. Точность определения скорости образования газов соответствует погрешности в данных по сечениям реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$  и конструкционных материалах blankets. Быстрый прогресс в изучении плазмофизических закономерностей позволил в последние годы перейти к концептуальному проектированию термоядерных энергетических реакторов, а по наиболее разработанной схеме ТОКАМАК – к детальной разработке проектов опытного термоядерного реактора (международный проект ИНТОР, национальные проекты).

На экспериментальных токамаках уже достигнуты реакторные температуры и плотности плазмы. На серии вводимых и строящихся крупных токамаков (TFTR, JET, T-15, JT-60) в ближайшие несколько лет параметры, близкие к реакторным, будут достигнуты в комплексе. Разработка и создание опытного энергетического реактора становится таким образом ближайшей задачей программы УТС. Наряду с другими сложными

<sup>x</sup> Смещений на атом.

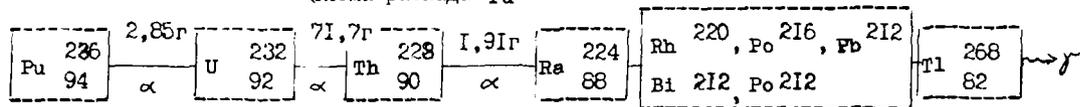


Таблица 2

Изотопный состав отработанного топлива в бланкете ГТР  
 [выгорание  $\sim 4,5 \cdot 10^3$  МВт·сутки (т.т.)] и быстром реакторе  
 (I) (II)  
 [кг нуклида (т.т. и в %)]

	U 232	U 233	U 234	U 235	U 236	U 238	Np 237	Pu 236
I кг/т (%)	$3 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	2,96	0,58	98,27	1,0	$1,6 \cdot 10^{-4}$ $2 \cdot 10^{-3}$
азона II (%) экран							0,02	$6 \cdot 10^{-6}$ $0,02 \cdot 10^{-6}$
	Pu 238	Pu 239	Pu 240	Pu 241	Pu 242	Am 241	Cm 242	Cm 243
I кг/т (%)	$3,6 \cdot 10^{-2}$ 0,37	8,42 97,6	0,14 1,6	$3,2 \cdot 10^{-2}$ 0,38	$1,0 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
азона II (%) экран	0,6 0,02	64,0 96,0	24,0 4,0	8,0 0,2		0,04-0,06	0,01	$1,3 \cdot 10^{-4}$

Схема распада Pu 236



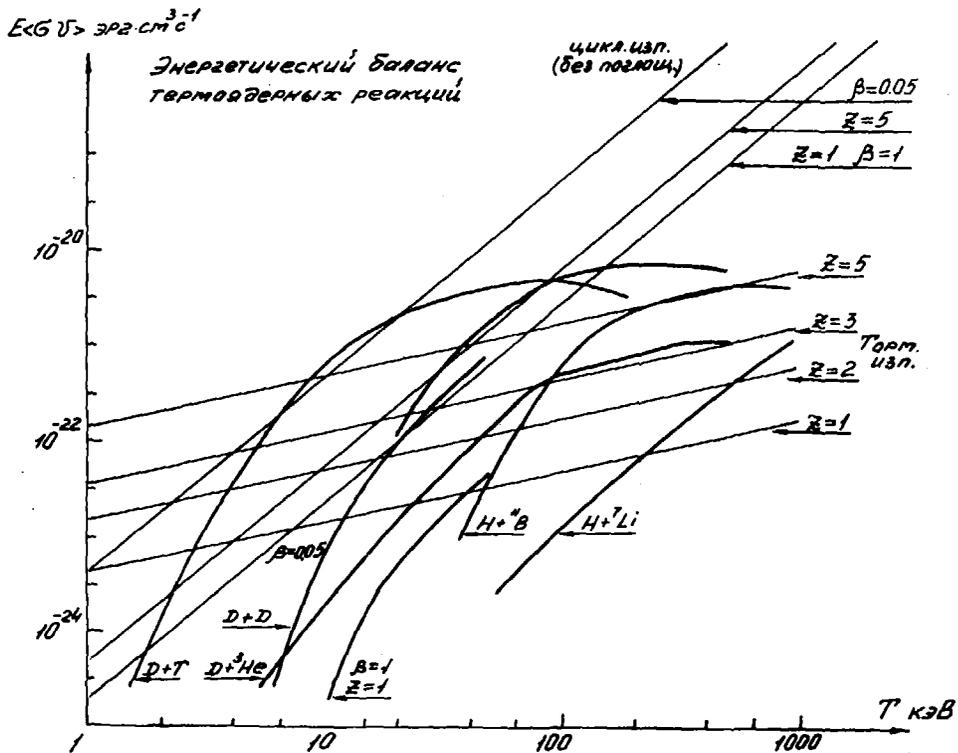


Рис. I.

# Нейтронный баланс реактора с Li-бланкетом

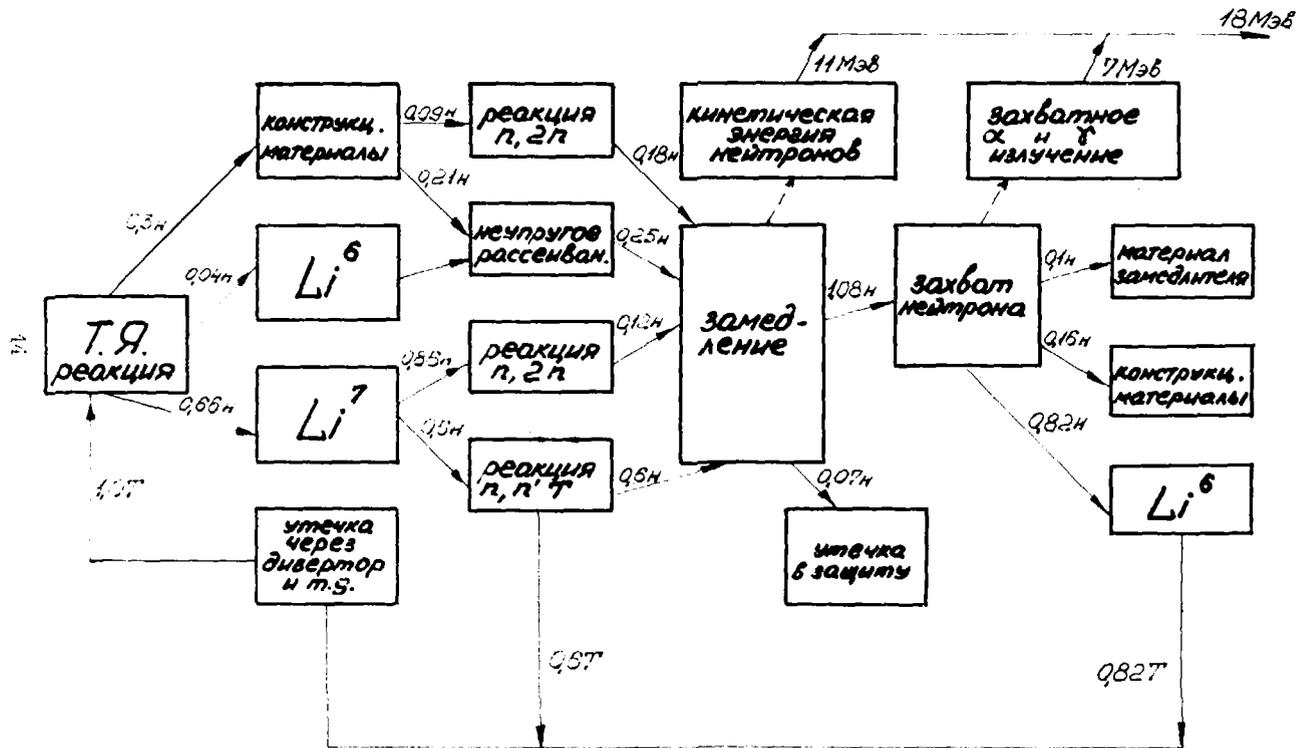


Рис. 2.

# Нейтронный баланс реактора с РВ размножителем

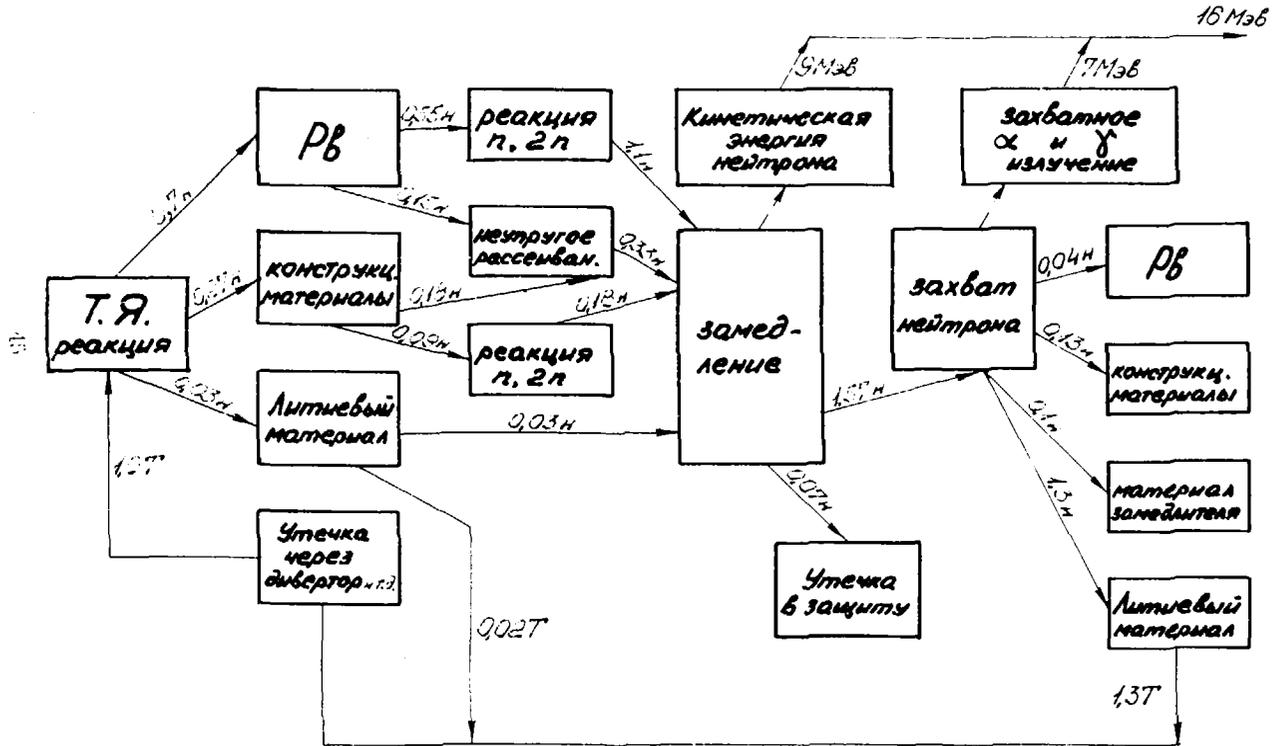


Рис. 3.

# Упрощенная схема баланса нейтронов и энергии в блокете гибридного ТЯР

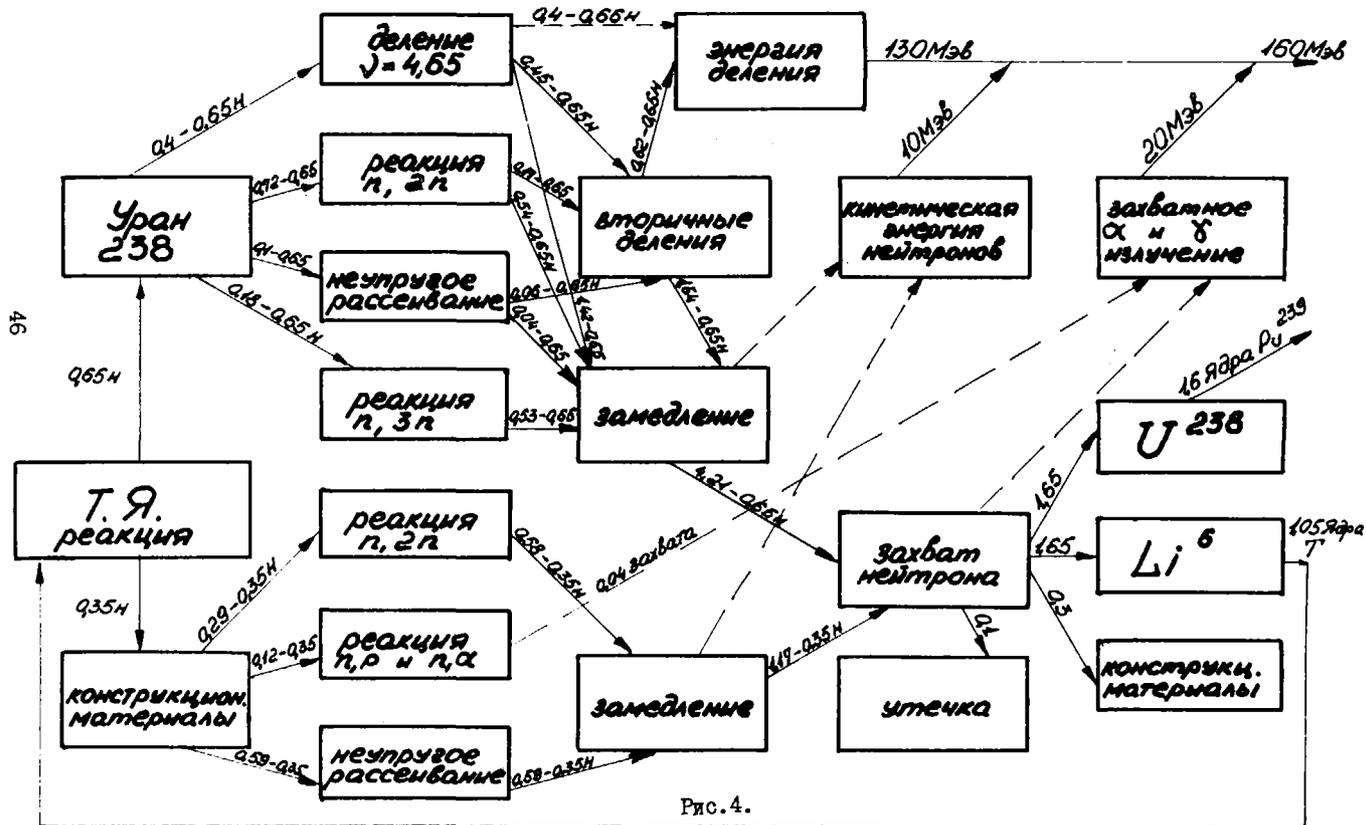


Рис. 4.

Поток нейтронов на стенке камеры  $10^{15}$  н/см<sup>2</sup>с

I. Радиационная защита магнитов

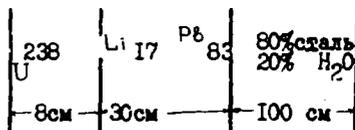
Поток нейтронов на обмотках магнитов -  $10^9$  н/см<sup>2</sup>с

Материал защиты: сталь + H<sub>2</sub>O; Pb: , сталь +

Ослабление  $10^6$  раз, толщина 80 - 100 см.

Коэффициенты чувствительности

Для схематизированной защиты



$\Sigma_i$	$P\phi$	$\Sigma_i$	$P\phi$
$\Sigma_{el}^{Fe}$	$\epsilon = 0$	- 6,4	$\Sigma_1^U$
	1	1,3	
	2	0,6	$\Sigma_{tot}^U$
$\Sigma_{non}^{Fe}$	-5,1	$\Sigma_{tot}^{Pb}$	- 1,2
$\Sigma_{tot}^{Fe}$	-4,2		

2. Биологическая защита

Материал -бетон, тяжелый бетон ( Fe ,H<sub>2</sub>O, Ca, Mg, Al )

Ослабление  $10^6 - 10^9$  раз

Толщина 1,5 - 2,5 м

Рис.5.

РАЗРАБОТКА РЕКОМЕНДУЕМЫХ И СТАНДАРТНЫХ СПРАВОЧНЫХ  
ДАННЫХ ДЛЯ ЗАДАЧ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ И СОПУТСТВУЮЩИХ  
ЭФФЕКТОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И В СРЕДАХ ИЗ ОСНОВНЫХ  
ПОРОДОБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Г.Я. Труханов

(Госстандарт)

Рассматривается проблема выработки рекомендуемых и стандартных справочных данных для задач переноса нейтронов в атмосфере Земли и в средах из породобразующих элементов.

The developing of recommended and standard reference data for neutron transport in Earth atmosphere and in media of rock-forming elements is discussed.

В последнее время значительно возрос интерес к проблеме ядерно-физических констант, в первую очередь нейтронных, в задачах физики защиты от излучений, ядерной геофизики, метрологии ионизирующих излучений, биофизики, физики реакторов и др. Это объясняется необходимостью совершенствования и повышения эффективности методов расчета полей ионизирующих излучений и сопутствующих эффектов в связи с возросшими со стороны практики требованиями к их точности.

Одной из важнейших задач проблемы ядерно-физических констант следует считать создание фонда оцененных ядерных данных, которые можно было бы рекомендовать к использованию в расчетах в каждом конкретном случае. На их основе возможна разработка соответствующих рекомендуемых и стандартных справочных данных (РСД и ССД). Последнее является главной целью при разработке проблемы ядерно-физических констант.

Выработка РСД и ССД для конкретной физической проблемы - процесс сложный и в высшей степени трудоемкий. Он предполагает оценку данных, определение чувствительности результатов расчетов в данной физической проблеме к неточностям в константах, формулирование на

их основе требований к точности ядерных данных в зависимости от требований к точности результатов расчетов, проведение новых измерений тех сечений, погрешность которых необходимо уменьшить, критический анализ и оценку данных на новом более высоком уровне и т.д.

Очевидно, что требования, предъявляемые к ядерным данным со стороны различных задач даже одной и той же отрасли науки и техники, сильно различаются. Это оправдывает объединение задач в определенные классы (в рамках одной отрасли науки и техники или на стыке отраслей) не по их отраслевой принадлежности, а по потребностям в ядерных данных. Такой межведомственный подход быстрее удовлетворит потребности каждой отрасли в ядерных данных. Этот принцип был положен в основу нашей работы по оценке данных и выработке соответствующих РСД и ССД. Выбор элементов (водород, углерод, азот, кислород, алюминий, ртутный, аргон, кальций, железо) и констант для них (нейтронные данные, сечения генерации и интенсивность вторичных частиц и т.д.) обусловлен потребностями определенного класса задач, встречающихся в различных отраслях науки и техники, предъявляющих к ядерным данным близкие или совпадающие требования и связанных с расчетом полей нейтронов и сопутствующих эффектов в атмосфере Земли и в средах из основных породообразующих элементов. Существенной для этого класса задач является необходимость расчета не только полей нейтронов, но и порождаемых ими вторичных эффектов (подробнее см. в [1]). Важность задач, относящихся к рассматриваемому классу, очевидна. Тем не менее потребности этих задач в ядерных данных, особенно по сечениям неупругого рассеяния нейтронов и захвата с испусканием заряженных частиц, а также данным, характеризующим вторичные частицы до недавнего времени были не удовлетворены. В последнее время ситуация изменилась. Широкое использование машинных библиотек оцененных и экспериментальных ядерных данных позволило проводить оценку для гораздо большего круга элементов, чем это делалось раньше. Число теоретических и особенно экспериментальных работ по нейтронным сечениям и параметрам испускания вторичных частиц (в том числе заряженных) для рассматриваемых элементов значительно возросло. Назрела настоятельная необходимость в осмыслении этих данных, их критическом анализе и выработке РСД и ССД для рассматриваемого круга задач.

В 1976 г. Госстандарт начал соответствующую работу. В настоящее время:

- сформулирован и реализован на практике оригинальный комплексный подход к проблеме, включающей в себя систематизацию и оценку данных, развитие эффективных методов расчета полей нейтронов

для определения чувствительности результатов расчетов к неточностям в константах, формулирование требований к точности ядерных данных с использованием базовых экспериментов и расчетов модельных задач;

- систематизированы и оценены данные по нейтронным сечениям и характеристикам вторичных частиц для основных элементов атмосферы и земной коры;

- развиты эффективные вероятностные и детерминистские (численные и аналитические) методы решения кинетического уравнения, позволяющие определить чувствительность результатов расчетов к неточностям в константах [2];

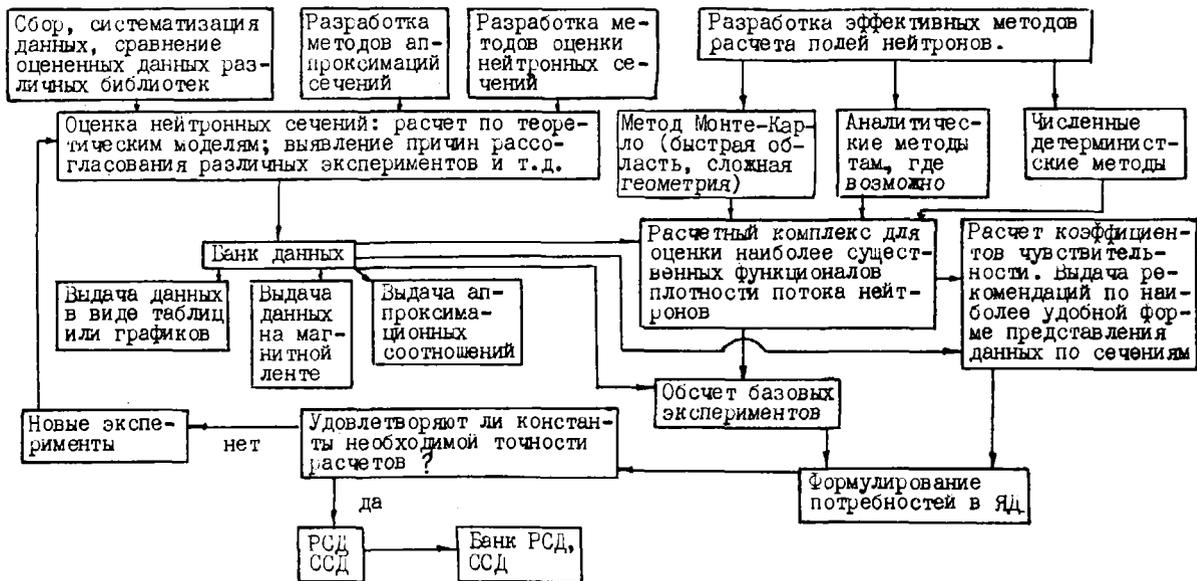
- сформулированы требования к точности ядерных данных для проблемы переноса нейтронов в атмосфере Земли и в средах из основных породообразующих элементов (список потребностей в ядерных данных передан в ЦЯД ГКАЭ);

- с привлечением результатов базовых экспериментов и решений модельных задач разработаны системы констант АТМОСФЕРА и ЗЕМЛЯ. Соответствующие ядерные данные включены в банк данных АТМОСФЕРА - ЗЕМЛЯ [3];

- аттестованы в качестве РСД данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с водородом, углеродом, азотом, кислородом и кальцием;

- опубликован справочник [3].

На рисунке представлена схема нелинейного итерационного процесса, в рамках которого происходит выработка РСД и ССД для конкретной физической проблемы. В этом процессе существенны все этапы. Особо следует подчеркнуть важность этапа, связанного с количественным определением погрешностей в ядерных данных, которыми можно удовлетвориться в соответствующем классе задач на сегодняшний день. Корректное формулирование требований к точности ядерных данных в зависимости от требований к точности расчетов позволяет экономить средства на экспериментах (если погрешность в данных не превышает требуемого уровня), затраты на которые растут с уменьшением допускаемых погрешностей, а также минимизировать объем информации по константам [3]. Расчет коэффициентов чувствительности, анализ базовых экспериментов и модельных задач проводили с помощью методов, основанных на эффективном комбинировании вероятностных и детерминистских (включая аналитические) методов [4]. Эти методы реализованы в программах ЭГИДА, КЧ, НАТА. В частности, комплекс программ НАТА содержит блоки расчета полей нейтронов, в основе которых лежат модифи-



Функциональная схема комплексного подхода к выработке рекомендуемых и стандартных нейтронных сечений

кации метода Монте-Карло и быстро вычисляемые аналитические соотношения (для промежуточной области энергии). Тепловая область рассчитывается с помощью блока, являющегося обобщением программы ДЕМЕТРА.

Банк данных АТМОСФЕРА-ЗЕМЛЯ можно использовать на всех стадиях итерационного процесса по выработке соответствующих РСД и ССД. Последняя ревизия данных была выполнена автором в 1982 г. Результаты ревизии записаны на магнитную ленту ЕС ЭВМ в формате **ENDF**, что позволяет производить обмен данными как внутри страны, так и с международными центрами.

Выработанные РСД по полным нейтронным сечениям для водорода, углерода, азота, кислорода и кальция включены в банк АТМОСФЕРА-ЗЕМЛЯ. Информация, входящая в банк данных, может быть получена по запросу в ЦЯД ГКАЭ.

#### Список литературы

1. Труханов Г.Я. Информационный бюллетень ГСССД, вып.10-11, М., Изд-во Стандартов, 1982, с.4-8.
2. Труханов Г.Я.- В кн.: Вторая всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядернотехнических установок. Тезисы докладов. М., Изд. МИФИ, 1978, с.30.
3. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. Справочник. М., Энергоиздат, 1981.
4. Труханов Г.Я.- В кн.: Третья всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядернотехнических установок. Тезисы докладов. Тбилиси, 1981, Изд. ИИМ ТГУ, с.41-42.

БИБЛИОТЕКА СЕЧЕНИЙ АДРОНОВ НА ЯДРАХ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 20 МэВ - 10 ГэВ

А. В. Дамизель, В. Г. Матвеев

( Радиевый институт им. В. Г. Хлопина )

Описана библиотека полных и упругих сечений адронов на ядрах средних и тяжелых элементов, организованная в формате библиотеки нейтронных данных ENDF/B.

Library of hadron total and elastic cross sections on nuclei of middle and heavy elements made in ENDF/B format is described.

В задачах моделирования переноса частиц высокой энергии важным вопросом являются наличие и представление сечений различных реакций адронов с атомными ядрами. В множестве данных сечений естественным образом были выделены три подмножества, отличающиеся по типу сечений, возможным способам их представления и целям использования в процессе моделирования. Первое подмножество включает полные и упругие сечения взаимодействия адронов с атомными ядрами. Эти сечения необходимы для моделирования переноса адронов от места появления до места взаимодействия, остановки, распада или вылета за пределы установки, а также розыгрыша типа взаимодействия (упругого или неупругого). Второе подмножество состоит из сечений, необходимых для моделирования неупругих взаимодействий адронов с атомными ядрами. Для проведения расчетов накопления изотопов выделено третье подмножество, включающее сечения образования отдельных нуклидов.

Рассмотрим существующие формы представления сечений первого подмножества. В настоящее время существуют две такие формы: пред-

ставление сечений с помощью ряда аппроксимирующих выражений, являющихся функциями типа и энергии налетающей частицы и атомной массы ядра-мишени, и библиотечная форма организации сечений. Первая форма организации, реализованная, например, в работе [1], может быть легко использована для проведения расчетов на ЭВМ, обладающих сравнительно малой оперативной памятью. Использование второй формы организации сечений, библиотечной, требует значительно больших объемов оперативной памяти ЭВМ. Но вторая форма организации сечений обладает рядом важных преимуществ по сравнению с первой. В данном случае снимаются ограничения на описываемые интервалы энергий налетающих частиц и атомных масс мишеней, они определяются только потребностями поставленных задач и наличием исходной информации о сечениях. В случае уточнения или появления новых данных о сечениях библиотека сечений может быть легко модифицирована; уточнение аппроксимирующих выражений в данном случае требует повторного расчета, часто весьма сложного, входящих в используемые аппроксимирующие выражения подгоночных параметров.

В настоящее время различными группами, выполнявшими расчеты по переносу высокоэнергетического излучения, используются собственные библиотеки сечений, организованные в различных форматах и имеющие разное наполнение. Отсутствие единой библиотеки сечений в области высоких энергий затрудняет сопоставление результатов различных расчетов и обмен данными по сечениям.

Далее описана структура библиотеки данных первого подмножества. Формат библиотеки был максимально приближен к формату библиотеки нейтронных данных ENDF/B [2]. Была сохранена структура файлов, секций и отдельных записей, принятая в библиотеке ENDF/B. Единственным дополнением было введение пяти новых файлов представляющих собой сечения нейтронов, протонов,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  мезонов.

Был разработан ряд упрощенных программ для обслуживания библиотеки и для выборки из нее необходимой информации. Использование формата библиотеки ENDF/B позволяет, очевидно, в случае необходимости использовать для ведения библиотеки адронных сечений весь комплекс программ, созданный для библиотеки нейтронных данных ENDF/B.

В настоящее время библиотека наполнена данными, собранными в работе [3]. В дальнейшем планируется уточнение данных сечений как с использованием последних экспериментальных данных, так и выполнение ряда расчетов сечений на основе решения квантово-кинетических уравнений [4].

Библиотека адронных сечений созданная в общедоступном формате может служить хорошей основой для создания единой системы ядерно-физических констант в области энергий выше 20 МэВ. Дальнейшее развитие библиотеки предполагает включение в нее сечений из третьего подмножества.

#### Список литературы

1. Еллидинский А.В. Эмпирические формулы для двойных дифференциальных сечений при облучении ядер нуклонами средних энергий., ИЯИ АН СССР, П-0055, М., 1977.
2. Khalil M.A. ENDF/B Format., Jan., 1975, IAEA-NDS-10.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами., Атомиздат, М., 1972.
4. Бунаков В.Е., Матвеев Г.В. - В кн. Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра., Киев, 1982.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК  
ТЕПЛООВОГО РЕАКТОРА К ПОГРЕШНОСТИ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ  
НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

В. К. Осипов, В. В. Тебин

(ИАЭ им. И. В. Курчатова)

Описана методика и приведены результаты расчета коэффициента чувствительности эффективного коэффициента размножения и вероятности избежания резонансного поглощения к погрешности микроскопических данных для реактора ВВЭР-440.

The method and results of calculation of sensitive coefficients are given. They are recived for multiplication factor and resonance escape probability in VWR-440 reactor lattice.

В настоящее время при расчетах ядерных реакторов все чаще предпринимаются попытки использовать в качестве информации о нейтронных сечениях непосредственно библиотеки оцененных данных, полученные на основе обработки микроэкспериментов. Результаты таких расчетов, точнее их отклонение от результатов макроэкспериментов на критических сборках, даст полезную информацию для дальнейшего повышения точности оцененных сечений.

Работы в этом направлении для реакторов на быстрых нейтронах ведутся уже давно [1, 2]. анализ результатов макроэкспериментов позволил провести корректировку библиотек групповых констант [3, 4] в пределах неопределенности микроданных и тем самым заметно повысить точность предсказания основных реакторных функционалов.

Важным этапом при корректировке констант является расчет коэффициентов чувствительности интегральных характеристик ко всем входным параметрам и в том числе к погрешности используемых в расчетах приближений.

Коэффициент чувствительности определяется следующим образом:

$$\gamma_F = \frac{dF}{dX} / \frac{F}{X} = \frac{f}{z},$$

где  $F$  - функционал, полученный в макроэкспериментах,  $X$  - входной параметр,  $z = \frac{dX}{X}$ ,  $f = \frac{dF}{F}$ .

Величина  $\gamma$  может, вообще говоря, зависеть от  $X$  или других входных параметров. Поэтому важно оценить также производные  $\frac{d^2 f}{dz^2}$ , где  $n \geq 1$ , причем не только в точке  $z = 0$ . Сравнение производных позволяет определять диапазон  $z$ , в котором применима теория малых возмущений.

Как правило, для быстрых реакторов корректируют не первоначальные оцененные данные, а полученные на их основе библиотеки групповых констант. В области высоких энергий нейтронов, наиболее важной для быстрых реакторов, этот прием оправдан. В этом случае диапазон неопределенности микроданных больше погрешности используемых при расчете приближений, в частности ошибки учета резонансной самоэкранировки.

При расчетах гетерогенных реакторов на тепловых нейтронах ситуация долгое время была несколько иная. Резонансная самоэкранировка, в первую очередь пространственная, как правило, приводит к изменению значения групповых сечений относительно неблокируемых в несколько, а иногда в десятки раз. Точный учет резонансной самоэкранировки с использованием подробной информации о резонансной структуре сечений в условиях реальной геометрии ячеек тепловых реакторов довольно трудоемкая задача. Поэтому в большинстве методов расчета тепловых реакторов используются эффективные групповые параметры, подогнанные под конкретный тип реактора. Влияние неточности задания этих параметров на интегральные характеристики реактора является малоинформативной величиной для корректировки оцененных данных [1].

В настоящее время имеется принципиальная возможность вычислять коэффициенты чувствительности, сохраняя информативность к резонансной структуре сечений, с помощью прецизионных программ, основанных на методе Монте-Карло [5]. Однако для этого требуются очень большие затраты расчетного времени.

Ниже кратко описана программа ZSCORT, предназначенная для расчета скоростей реакций в ячейке теплового гетерогенного реактора. Программа построена на детерминированном алгоритме с сохранением основных особенностей резонансной структуры сечений. Интегральное уравнение переноса нейтронов решается методом вероятностей первых

столкновений. В области высоких энергий (выше 1 МэВ) решение проводится в групповом приближении. В области резонансных энергий для решения уравнения переноса используется обобщенный подгрупповой подход [6], который позволяет корректно учесть замедление и гетерогенную резонансную блокировку для резонансов произвольной ширины. В области замедления нейтронов (выше 1 эВ) используется 26-групповая библиотека констант БНАЛ-78 [3] с дополнениями, необходимыми для реализации обобщенного подгруппового подхода. В области термализации нейтронов уравнение переноса решается в многогрупповом приближении программой WERTER [7]. Данные о сечениях, в том числе и матрицы неупругого рассеяния, готовятся программой TERMAK [8]. В приведенных ниже примерах в области термализации (ниже 1 эВ) использовалось 40-групповое представление сечений.

Исходная информация о сечениях [3] в программе SCOCRT полностью идентична информации комплекта программ МКК-ФК [10]. Тестирование программы SCOCRT по программе МКРПТ, входящей в МКК-ФК, показало, что погрешность расчета скоростей реакций в области замедления нейтронов не превышает 0,5%, а коэффициент размножения вычисляется с точностью не хуже 0,2%. В программе SCOCRT предусмотрен автоматический вывод на критичность путем подбора утечки с границы рассматриваемого объема. Энергетическая зависимость утечки определяется в приближении бакинга.

Программа SCOCRT была использована для расчета коэффициентов чувствительности эффективного коэффициента размножения нейтронов ( $\gamma_k$ ) и вероятности избежания резонансного поглощения ( $\gamma_\varphi$ ) для регулярной решетки реактора ВВЭР-440. В таблице приведены значения коэффициентов чувствительности и их отношение к первой производной при различных значениях возмущения  $Z$ . Барьеровали сечения радиационного захвата и деления для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  в различных диапазонах по энергии и по величине полного сечения. Для сравнения приведены значения  $\gamma$  при вариации обогащения топлива.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- при получении коэффициентов чувствительности пользоваться теорией малых возмущений нужно осторожно; в ряде случаев линейная зависимость  $\gamma$  от  $Z$  нарушается в интервалах, меньших, чем неопределенность соответствующего входного параметра;

- следует обратить внимание на относительно большое значение  $\gamma$  при вариации  $\sigma_c$  в области поглощения полного сечения  $^{238}\text{U}$  0-12 б (межрезонансная область).

Коэффициенты чувствительности для решетки реактора ВВЭР-440

Барнания	$\alpha$ (%)	$\delta_k$	$ \delta_k/\delta_k^0 $	$\delta_g$	$ \delta_g/\delta_g^0 $
$\chi = \beta_c^2$ в области энергий $^{238}\text{U}$ I эв-10,5 МэВ	-20	-0,136	170	-0,122	152
	0	-0,131	115	-0,110	193
	20	-0,113	85	-0,101	252
$\chi = \beta_c^2$ в области сечений $^{238}\text{U}$ $\beta_c^2 > 500 \text{ б}$	-20	-0,038	$\infty$	-0,033	62
	0	-0,035	122	-0,026	18
	20	-0,032	246	-0,028	$\infty$
$\chi = \beta_c^2$ в области сечений $^{238}\text{U}$ $0 < \beta_c^2 < 12 \text{ б}$	-20	-0,050	$\infty$	-0,048	$\infty$
	0	-0,050	$\infty$	-0,045	155
	20	-0,050	$\infty$	-0,046	$\infty$
$\chi = \beta_c^2$ в области энергий $^{238}\text{U}$ I-465 эВ	-20	-0,102	152	-0,077	285
	0	-0,091	160	-0,070	$\infty$
	20	-0,081	203	-0,063	158
$\chi = \beta_c^2$ в области энергий $^{238}\text{U}$ 465 эВ-10 кэВ	-20	-0,026	195	-0,021	78
	0	-0,025	90	-0,021	37
	20	-0,024	$\infty$	-0,020	154
$\chi = \beta_c^2$ 0,2-10,5 МэВ	-20	0,040	$\infty$	-0,021	80
	0	0,040	$\infty$	-0,020	37
	20	0,040	$\infty$	-0,020	154
$\chi = \beta_c^2$ в области энергий $^{235}\text{U}$ I эв-10 кэВ	-20	-0,032	$\infty$	-0,020	61
	0	-0,031	51	-0,027	$\infty$
	20	-0,031	110	-0,025	156
$\chi = \beta_c^2$ в области энергий $^{235}\text{U}$ I эв-10 кэВ	-20	0,073	27	-0,049	3770
	0	0,050	40	-0,048	130
	20	0,052	400	-0,048	253
$\chi = \rho^2/(\rho^2 + \rho^2)$ обогащение.	-15	0,290	73	-0,060	$\infty$
	0	0,231	04	-0,077	193
	15	0,180	70	-0,072	90

## Список литературы

1. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Крива Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977 г.
2. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М., Атомиздат, 1979 г.
3. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981 г.
4. Усачев Д.Н., Казанский В.А., Дулин В.А., Бобков Ю.Г. Подгонка оцененных микроскопических данных на основе оцененных интегральных экспериментов. - 1 кн.: Нейтронная физика 4.1. ..., ЦНИИАтсм-информ, 1977 г.
5. Майоров Л.В., Ильяшенко А.С. Программа МКРРТ расчета реакторов методом Монте-Карло с учетом термализации и резонансной структуры сечений. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 5 (27), 1982, стр.77.
6. Тебин Е.В., Еджевич М.С. "Подгрупповые параметры в области разрешенных резонансов". Препринт ИАЭ-3395/5, 1981.
7. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Аннотация программы MERTER. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Физика и техника ядерных реакторов". вып. 5 (27), 1982, стр.83.
8. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Комплекс TBRMAK для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 5 (27), 1982, стр.70.
9. Майоров Л.В., Калалов Г.Е., Еджевич М.С. Константное обеспечение реакторных расчетов методом Монте-Карло. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 8 (21), 1981, стр.21.
10. Майоров Л.В. Программный комплекс MMRK, разработанный Л.Д.Ерени-Каменешки. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Физика и техника ядерных реакторов", вып. 8 (21), 1981, стр.7.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ  
КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕГРАЛЬНОГО  
ОПЫТА НОВОГО ТИПА

Б. Бёмер, К. Дитце, К. Ферманн, Г. Хюттель, Г. Кумпф, Е. Леманн

(Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф)

Для определения эффективных сечений поглощения конструкционных материалов быстрых реакторов в ЦИЯИ Россендорф проведен интегральный опыт нового типа. Его суть в том, что в специальной быстрой вставной решетке SEG-IV с независимой от энергии функцией ценности нейтронов сечения поглощения можно определить непосредственно из измеренных центральных коэффициентов реактивности данного материала.

В докладе описываются параметры системы, метод измерений и преимущества метода по сравнению с "методом  $k_{\infty} = 1$ ". Приводятся результаты измерений для Fe, Cr, Ni, Mn, Mo и W. Обсуждается вопрос зависимости от массы образца.

В заключение, путем сравнения результатов измерений со значениями, рассчитанными на основе различных наборов групповых данных, а также ядерных файлов, проводится тестировка этих данных.

A new kind of integral experiment, aimed at the determination of effective absorption cross-sections of structural materials for FBR, has been designed. The method uses measurements of central reactivity worths in a special fast substitution lattice (SEG-IV) being characterized by an energy-independent adjoint flux.

After a description of the system lay-out the techniques of the measurements and the advantages of the method in comparison with integral experiments of the " $k_{\infty} = 1$ " type are explained. The results of measurements with Fe, Cr, Ni, Mn, Mo and W and the problem of the macroscopic behaviour are illustrated.

By means of a comparison of measured cross-sections with values calculated from various sets of group constants and data files the available absorption data could be checked.

Для широкого внедрения быстрых реакторов-размножителей и их безопасной и экономичной эксплуатации необходимо знать точные значения их нейтронных параметров [1]. Существующие в настоящее время неопределенности обусловлены прежде всего неточностями ядерных данных веществ, содержащихся в активной зоне. В частности, не удовлетворителен достигнутый уровень знаний о параметрах поглощения конструкционных материалов, продуктов деления и трансурацидов.

Для тестировки и корректировки данных, используемых при расчете реакторов, часто привлекают интегральные методы. Тестировка сечений поглощения конструкционных материалов (Fe, Cr, Ni, Mn, Mo и др.), на долю которых приходится примерно четверть объема типичного реактора, основывается обычно на измерениях в системах с  $k_{\infty} \approx 1$  [2,3]. Однако, эти исследования имеют некоторые недостатки:

1. Требуется значительное количество исследуемого материала, который входит в состав самой системы.
2. Для каждого материала надо создать особую конфигурацию со свойственными только ей характеристиками.
3. Чувствительность интегрального параметра относительно искомого сечения поглощения небольшая.
4. Необходимо применять параллельно разные измерительные методы, такие, как измерения реактивностей, скоростей деления и активации.

Метод, развитый Ферманном и Леманном [4], обходит эти неудобства и позволяет измерить сечения поглощения, усредненные по спектру, для всех материалов.

Предложенный метод использует прецизионные измерения центральных реактивностей с помощью техники реакторного осциллятора.

Конструкционные материалы обладают небольшими сечениями поглощения, но зато значительными сечениями рассеяния. Поэтому в типичных быстрых сборках вклад замедления в их реактивность во много раз превышает вклад поглощения. Только в специальной сборке, в которой в месте измерения ( $\vec{r} = 0$ ), функция ценности нейтронов  $\phi^+$  (решение сопряженного уравнения Больцманна) не зависит от энергии, т.е.

$$\phi^+(E, \vec{r} = 0) = \text{const},$$

вклад замедления сводится к нулю и измеренная реактивность соответствует эффективному сечению поглощения.

Именно это условие выполняется в конфигурации SEG-IV кольцевого реактора RRR в Россендорфе.

### Система SEG-IV

Бюгровая вставная решетка - цилиндрическая алюминиевая матрица с 72 отверстиями. Загрузив таблетки из разных материалов в эти каналы, можно создавать системы с переменным составом.

Для получения постоянного  $\rho^+(E)$  рассматривалось множество конфигураций. Оказалось, что для снижения ценности в области низких энергий необходимо добавить поглотитель нейтронов, например кадмий. Рост ценности при высоких энергиях можно сократить уменьшением содержания  $^{238}\text{U}$ , а также некоторым замедлением.

После обширных расчетов с помощью программы SARMIN [6] (расчет ячейки) и диффузионной программы MCO [8] на базе данных БНАБ-78 [7] и КЕДАК-3 [8] (для кадмия) были созданы три конфигурации, различавшиеся содержанием кадмия. Кроме него эти системы содержали уран обогащения 36%, графит и алюминий (материал матрицы).

Экспериментальная проверка постоянства  $\rho^+$  проводилась:

- доказательством того, что реактивности замедлителей (графит, полиэтилен, дейтерированный полиэтилен) близки к нулю;
- непосредственным измерением  $\rho^+(E)$  с помощью источников нейтронов (Ra-Be, Na-Be, Na-D, Sb-Be).

Эти исследования показали, что в центре одной из систем (SEG-IV), элементарные ячейки которой изображены на рис. I, условие  $\rho^+(E) = \text{const}$  выполняется.

Кроме функции ценности исследовался также спектр нейтронов, входящий в качестве весовой функции и в эффективное сечение. Для этой цели использовались пропорциональные счетчики [9] и стильбеновые сцинтилляторы [10]. Результаты измерений хорошо согласуются с расчетами. На рис.2 приводятся расчетные и подтвержденные измерениями спектры потока и ценности в SEG-IV.

### Измерения реактивности в SEG-IV

Исследования в SEG-IV посвящены прежде всего компонентам стали: Fe, Cr, Ni, Mn и Mo. Во всех случаях наблюдалось уменьшение значения удельной реактивности с ростом массы образца:

$$r(m) = \rho(m) / m, \text{ где}$$

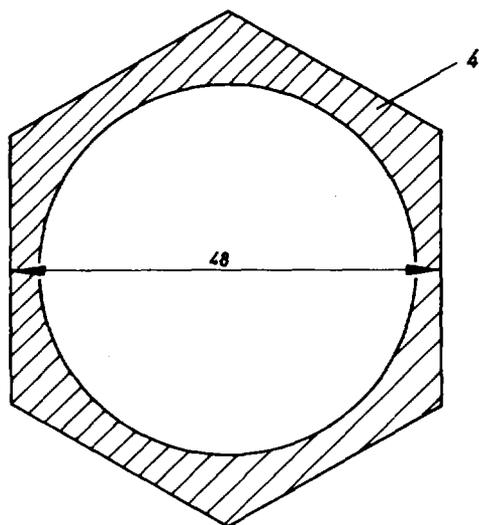
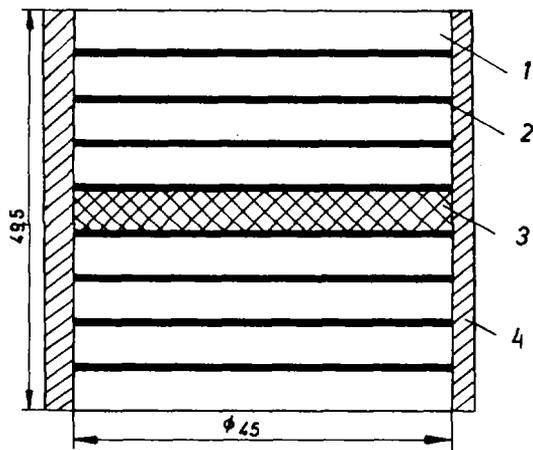


Рис.1. Состав элементарной ячейки системы SEG-IV: 1 - графит; 2 - кадмий; 3 - обогащенный уран; 4 - алюминий

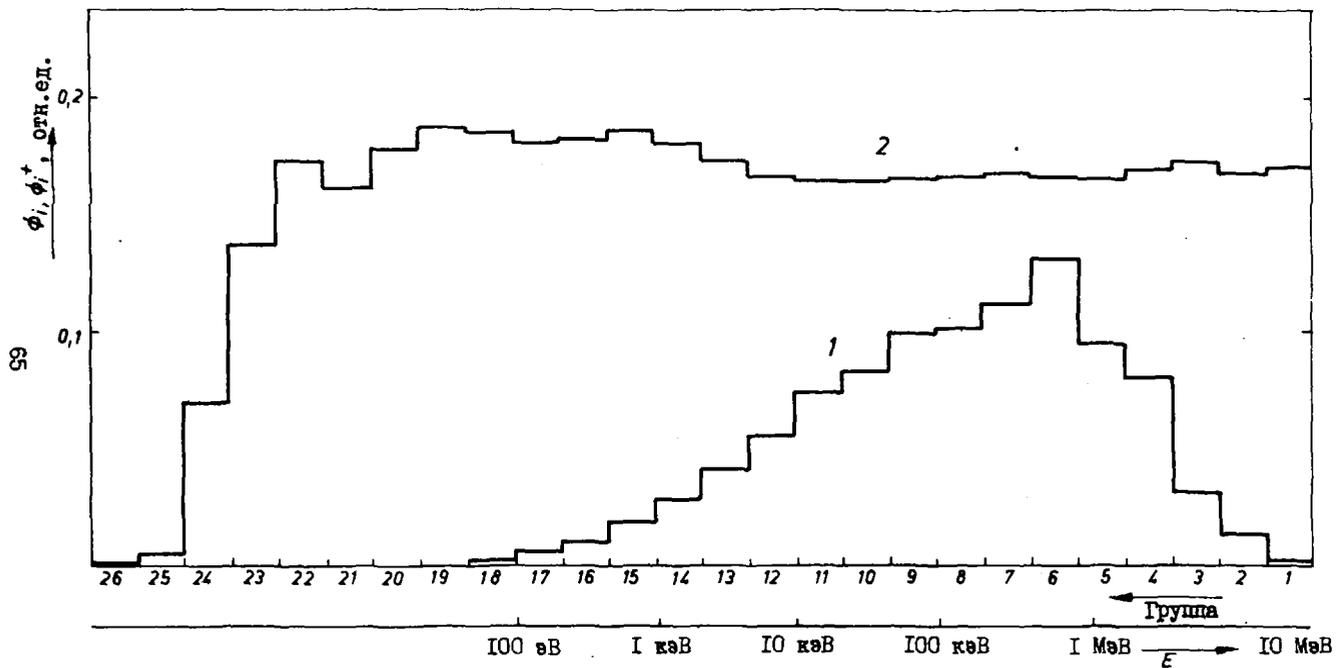


Рис.2. Центральные спектры в системе SEG-IV:1 - поток; 2 - ценность

$\rho$  - коэффициент реактивности,  $m$  - масса образца .

В качестве примера рис.3 показывает этот макроскопический ход для молибдена в SEG-IV. При этом величина образца характеризуется длиной хорды  $l$ .

Появление макроскопических эффектов обусловлено тем, что спектр нейтронов существенно распространяется на резонансную область исследуемых материалов. Главная причина этого эффекта - резонансная самоэкранировка образца. Эффективное сечение поглощения определяется пределом

$$r_0 = \lim_{m \rightarrow 0} \rho(m)/m.$$

Коэффициенты экранировки  $a(m) = r(m)/r_0$  определяются с помощью модели (программа АВФАКТ [11]), учитывающей резонансную структуру сечения поглощения в приближении  $f$ -факторов Бондаренко. Исправленные с помощью расчетных  $a(m)$ , измеренные значения удальной реактивности  $r(m)$  имеют вид:

$$r_0 = r(m)/a(m)$$

и не должны зависеть от размера образца.

$f$ -факторы, как и групповые сечения, взятые из разных библиотек нейтронных данных, заметно различаются. В качестве примера рис.4 показывает зависимость  $a(l)$  для Fe. С помощью измеренной зависимости реактивности  $r(m)$  можно проверить  $f$ -факторы из разных источников, так как непостоянный  $r_0$  говорит об ошибочных факторах самоэкранировки. Эффективные сечения поглощения получаются из  $r_0$ , причем в качестве стандарта служит  $r_0$  для  $^{10}\text{B}$ . Табл. I содержит значения  $\bar{\sigma}_a \text{ exp}$  для некоторых наборов данных.

#### Тестировка данных

Ц путем сравнения измеренных сечений поглощения с эффективными значениями, полученными на базе данных из разных источников, можно проводить тестировку этих наборов. Кроме стандартных групповых наборов БНАБ-64 [12], БНАБ-78 [7], JFS-II [13] и ВАРС [14] рассматривались также групповые данные, выведенные с помощью пакета FEEDGROUP [15] из нейтронных файлов КЕДАК-3 [8], UKNDL [16], и NDL-78 [17].

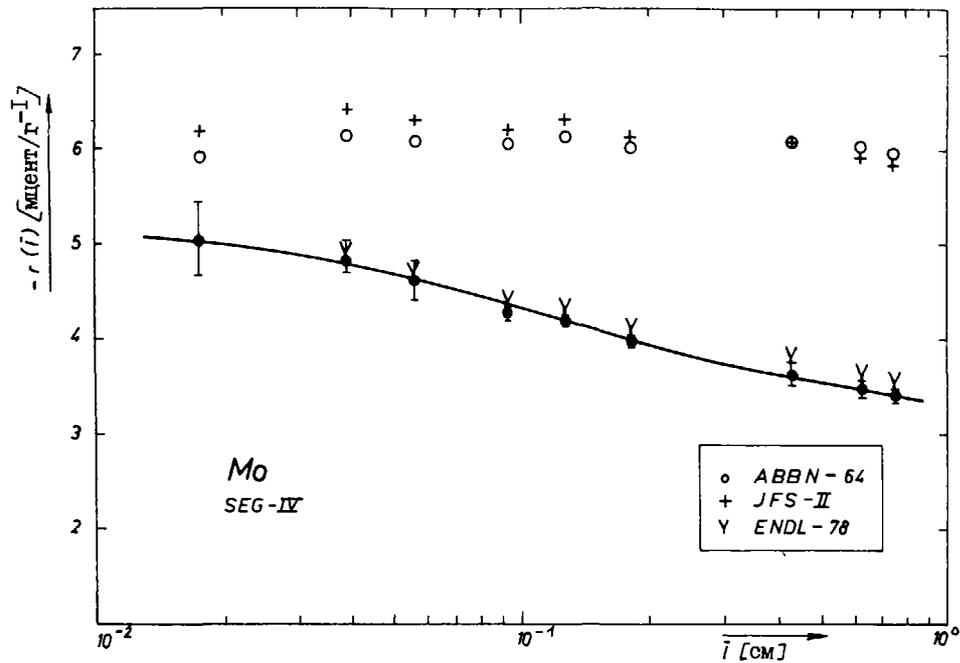


Рис.3. Макроскопический ход реактивности при измерениях на молибдене:  
— эксперимент; o, +, Y исправленные ходы

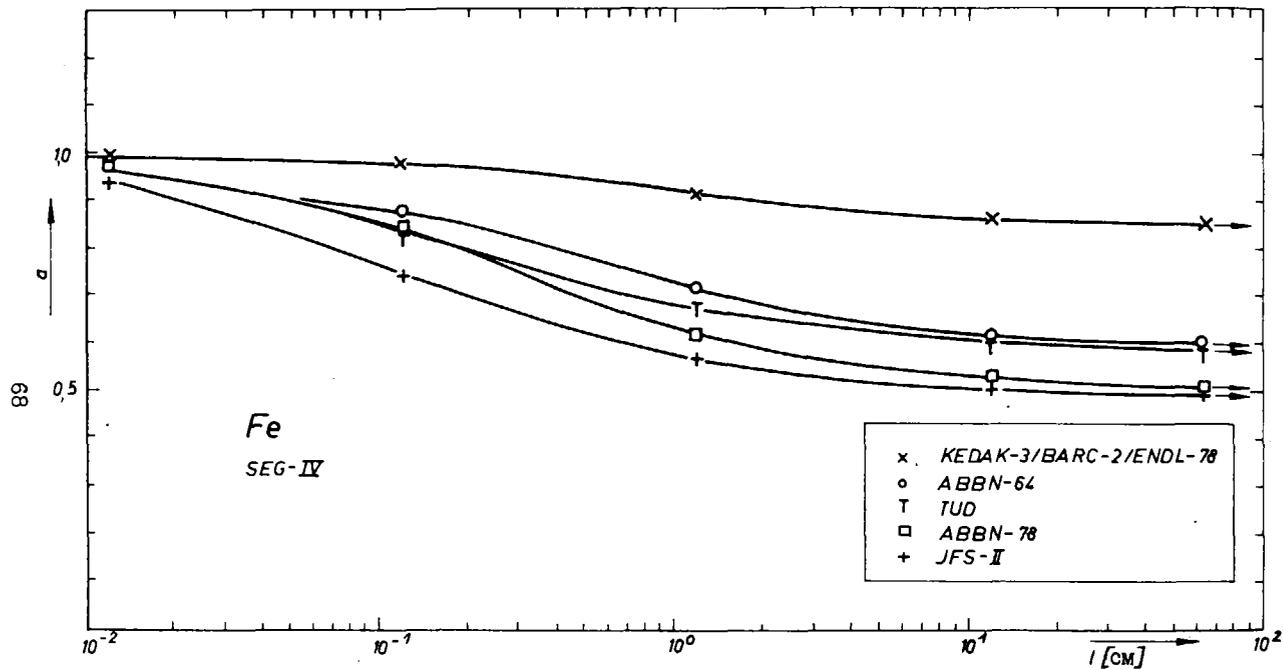


Рис.4. Коэффициенты поправки эффекта экранировки в образце

Таблица I

		Система групповых констант								
		ABBN-64 [12]	ABBN-78 [17]	JFS-II [13]	BARC-2 [14]	UKNDL [16]	КЕДАК-3 [8]	TUD	ENDL-78 [17]	BARC-1 [14]
материал	Cr	14,6 ± 1,4	14,6 ± 1,4	14,6 ± 1,4	13,8 ± 1,4	13,8 ± 1,4	13,8 ± 1,4	-	13,8 ± 1,4	13,8 ± 1,4
	Mn	-	225 ± 20	225 ± 20	-	-	-	-	225 ± 20	-
	Fe	12,6 ± 1,3	14,1 ± 1,3	15,7 ± 1,3	11,0 ± 1,3	-	11,0 ± 1,3	13,6 ± 1,3	11,0 ± 1,3	13,0 ± 1,3
	Ni	32,0 ± 3,5	32,0 ± 3,5	32,0 ± 3,5	31,5 ± 3,5	-	32,0 ± 3,5	-	31,5 ± 3,5	31,5 ± 3,5
	Mo	260 ± 25	-	269 ± 25	-	-	-	-	265 ± 25	-
	W	1116 ± 60	-	-	-	-	-	-	-	-

Экспериментальные значения средних сечений поглощения

Эти сечения  $\bar{\sigma}$  в с.а.л. усредненные по спектру, собраны в табл.2.

Следующие результаты тестировки для отдельных элементов относятся как к сечениям поглощения, так и к факторам самоэкранировки, использованным для учета экранировки образца.

### Железо

Наилучшее согласие с измерениями дает БНАБ-64. Сечения из БНАБ-78, JFS-II и TUD выше, но согласуются в рамках экспериментальных ошибок.

В противоположность этому, KEDAK-3, BARC-2 и ENDL-78 недооценивают влияние резонансов железа. С другой стороны, особенно BARC-1 и KEDAK-3 содержат завышенные групповые сечения поглощения. Причиной этого являются скорее всего повышенные вклады реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ .

### Никель

Сечения для  $n_1$  в JFS-II, БНАБ-64, БНАБ-78 и KEDAK-3 меньше различаются, чем в случае Fe, и хорошо согласуются с измерением.

Самоэкранировка никеля в BARC-2 и ENDL-78 заметно недооценивается. ENDL-78 и BARC-1 содержат нереально большие сечения поглощения.

### Хром

Сечения в БНАБ-78 и JFS-II примерно на 50 % выше измеренного, который однако хорошо согласуется с сечением из БНАБ-64.

KEDAK-3, BARC-2, ENDL-78 и UKNDL занижают резонансную самоэкранировку. Это приводит к малым  $\tau_0$ , что может повысить отношение C/E.

По сравнению с экспериментом сечения KEDAK-3 и ENDL-78 слишком малы. Зато сечения BARC-1 намного больше. В BARC-2 эта тенденция ослаблена, но измеренное значение все еще ниже.

### Марганец

Сечения и резонансные данные в наборах JFS-II и БНАБ-78 отлично согласуются с измерениями. В противоположность этому, ENDL-78 совсем не описывает резонансное поведение. Самоэкранировка, а также среднее поглощение занижены по сравнению с экспериментом.

Таблица 2

		Система групповых констант								
		АВВН-64 [12]	АВВН-78 [7]	ЖФС-11 [13]	ВАРС-2 [14]	УКНДЛ [16]	КЭДАК-3 [8]	TUD	ЕНДЛ-78 [17]	ВАРС-1 [14]
материал	Cr	13,3	21,8	23,5	23,4	20,1	13,0	-	11,9	27,1
	Mn	-	217,6	251,1	-	-	-	-	54,3	-
	Fe	11,6	17,8	19,5	20,6	-	23,5	16,9	16,7	33,3
	Ni	31,9	41,0	37,6	38,2	-	36,1	-	58,8	96,5
	Mo	302,8	-	342,7	-	-	-	-	254,8	-
	W	1385	-	-	-	-	-	-	-	-

Средние сечения поглощения по различным групповым данным

### Молибден

В рамках точности измерения сечения БНАБ-64, JFS-II и ENDL-78 дает удовлетворительное согласие, хотя значения JFS-II слегка завышены. Недооценка резонансного поведения Mo в ENDL-78 очевидна.

### Вольфрам

Для вольфрама только БНАБ-64 содержит данные. Они хорошо описывают экранировку образца. Однако указанное сечение поглощения превышает измеренное значение на 24%.

Результаты наших исследований показали, что метод независимой от энергии функции ценности нейтронов представляет собой универсальный способ определения параметров поглощения. Дальнейшие исследования будут направлены на другие материалы ( $V$ ,  $Ti$ , продукты деления) и на создание других конфигураций этого типа.

### Список литературы

1. M.F. Trojanov, At. Energ. 50 (2), 1981.
2. V.I. Golubev et al., Jad. Konst. 28, 1, 41 (1978).
3. P. Azzoni et al., NSE 76, 70 (1980).
4. K. Fährmann, E. Lehmann, Kernenergie 24, 431 (1981).
5. K. Fährmann, G. Hüttel, H. Krause, Kernenergie 17, 70 (1974)
6. C. Reiche, ZfK-286 (1975).
7. L.P. Abagjan et al., Energoizdat Moskau, 1981.
8. B. Goel, B. Krieg, KFK 22381/1 (1979).
9. D. Albert, H. Koepernik, W. Vogel, Kernenergie 19, 287 (1973).
10. D. Albert et al., Nucl. Instr. Meth. 200, 397.
11. K. Dietze, K. Fährmann, Interner Bericht ZfK - RPP -20/79.
12. J.J. Bondarenko et al., Group Constants for Nuclear Reactor Calculations, New York, 1965.
13. Takano et al., JAERI 1255 (1978).
14. S.B. Garg, B.A.R.C. - 892 (1976), B.A.R.C. - 1002 (1980).
15. P. Vertes, INDC(HUN)-13.
16. K. Parker, AWRE/O-70/63 (1973).
17. J. Rowlands, Harwell-Konferenz 1978.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ  
С ЦЕЛЬЮ ПРОВЕРКИ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

М.С. Юджевич

(ИАЭ им. И. В. Курчатова)

Анализируются результаты прецизионных расчетов характеристик критических сборок. Обсуждаются нейтронно-физические константы урана-235 и -238 применительно к расчетам тепловых реакторов.

The critical assembly precision calculation results are analysed. Neutrons data of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  for thermal reactor calculation are discussed

Расчет основных нейтронно-физических характеристик энергетических реакторов ведется с использованием небольшого числа констант апробированных и подогнанных на расчетах критическихборок и действующих аппаратов. Поэтому вопрос о точности микроконстант здесь не так актуален, как для реакторов на быстрых нейтронах. Тем не менее, интересен вопрос, с какой точностью можно предсказывать критичность реактора, коэффициент воспроизводства и т.д., опираясь только на результаты измерений микроскопических характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами. Этот интерес подогревается наличием программ, позволяющих рассчитывать характеристики реактора без каких-либо приближений в описании его геометрии. При достаточно надежном константном обеспечении таких программ они могут, по крайней мере частично, заменить реакторные эксперименты.

Для проверки константного обеспечения прецизионных программ и выработки требований к ее уточнению используют сравнение результатов расчетов и измерений на критических сборках. В мировой практике для сравнения широко используются сборки, рекомендованные для этой цели в США [1,2].

В ИАЭ для прецизионных расчетов реакторов используется метод Монте-Карло. Применительно к тепловым реакторам наиболее точной является программа МКРПТ [3], которая и была использована для анализа экспериментов на критических сборках. В основных для тепловых реакторов энергетических областях - низколежащих резонансов и термализации - взаимодействие нейтронов с ядрами рассматривается с той точностью, о какой известны константы взаимодействия.

При  $E \gtrsim 1$  эВ дифференциальные сечения рассеяния нейтронов вычисляются с учетом химической связи и теплового движения атомов [4].

В области полностью разрешенных резонансов после каждого розыгрыша энергии нейтрона определяются сечения его взаимодействия с ядрами. Сечения рассчитываются по резонансным параметрам в соответствии с моделью, заложенной при оценке конкретного изотопа [5].

В области неразрешенных резонансов используется подгрупповой подход [6,7 и др.]. При розыгрыше истории нейтрона, помимо энергии, определяется и какой подгруппе он принадлежит, т.е. какое имеет полное и парциальное сечение [8]. Это позволяет учесть структуру сечений и их экранировку в той области, где известны только статистические характеристики сечений.

Область спектра деления и неупругого рассеяния рассматривается в групповом приближении с использованием констант системы БНАБ [7].

Константное обозначение программы МКРРТ сформировано в 1978 г., сосредоточено оно в нескольких библиотеках [9].

По программе МКРРТ были проведены расчеты коэффициента размножения  $K$  [3] 28 описанных в литературе урановых решеток. Некоторые результаты приведены в табл.1. Статистическая точность каждого расчета невелика ( $\sim 0,5\%$ ), но общая картина хорошо прослеживается: значение  $K$  систематически занижается на величину до  $\sim 1\%$ . Для анализа причин расхождения рассмотрим константы урана-235 и -238.

Коэффициент размножения решеток Таблица 1

К \ Сборка	BETTIS	WINFRITH	WAPD	BNL
мин.	0,987 $\pm$ 0,004	0,988 $\pm$ 0,005	0,988 $\pm$ 0,005	0,984 $\pm$ 0,005
макс.	0,998 $\pm$ 0,006	0,997 $\pm$ 0,004	1,006 $\pm$ 0,005	0,992 $\pm$ 0,005
средн.	0,993 $\pm$ 0,002	0,995 $\pm$ 0,003	0,995 $\pm$ 0,002	0,987 $\pm$ 0,002

### Уран-235

В табл.2 приведены результаты нескольких оценок тепловых констант. Все оценки основаны практически на одних и тех же измерениях. Единственно важная информация за последние примерно 10 лет — это уточнение значения  $\nu$   $^{235}\text{U}$ , что привело к увеличению  $\nu$   $^{235}\text{U}$  на  $\sim 0,6\%$ . Наиболее современной и "надежной" представляется оценка центра по ядерным данным США NNDC (8/82) [13].

Константа	Lennel (75) [10]	СОКРАТОР (75) [11]	ENDF/B-V (79) [12]	NNDC (8/82) [13]	МКРРТ (78) [13]
$\sigma_a$	680,9 $\pm$ 1,7	679,2	681,9	681,5 $\pm$ 1,2	683,0
$g_a$	0,980 $\pm$ 0,003	0,9758	0,9781	0,9781 $\pm$ 0,0009	0,981
$\sigma_f$	583,5 $\pm$ 1,3	577,7	583,5	582,9 $\pm$ 1,1	582,1
$g_f$	0,976 $\pm$ 0,002	0,9807	0,9775	0,9771 $\pm$ 0,001	0,981
$\eta$	2,071 $\pm$ 0,006	2,051	2,085	2,078 $\pm$ 0,003	2,071
$\alpha$	0,167 $\pm$ 0,003	0,176	0,1686	0,1692 $\pm$ 0,0017	0,173
$\nu$	2,416 $\pm$ 0,005	2,408	2,437	2,430 $\pm$ 0,004	2,430
$K_\infty$	0,991 $\pm$ 0,005	0,981	0,9993	0,994 $\pm$ 0,003	0,9925

В работе [14] определена критическая концентрация  $^{235}\text{U}$  в воде  $n/^{235}\text{U} = 2110 \pm 10$ . Неопределенность в концентрации урана приводит к неопределенности в расчете  $K$  на  $\sim 0,25\%$ , и с такой точностью можно интегрально проверять различные наборы констант.

Вычисленное  $K_\infty$  приведено в последней строке табл.2. Все оценки, кроме ENDF/B-V, дают  $K_\infty < 1$ . Для NNDC разница составляет  $(0,6 \pm 0,3)\%$ . Константы ENDF/B-V предсказывают  $K_\infty$  практически точно. Это следствие того, что при оценке  $\nu$  был учтен анализ результатов расчета критических размеров однородных систем [15].

Данные МКРРТ занижают  $K_\infty$  на  $\sim 0,8\%$ , т.е. на такую же величину, что и  $K$  гетерогенных сборок. Их отличает от ENDF/B-V и NNDC главным образом значение  $\eta$ . Увеличение  $\eta$  до 2,085 (ENDF/B-V) приводит  $K_\infty$  практически к 1.

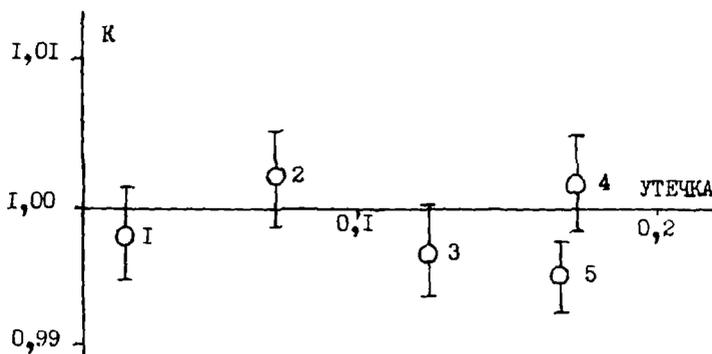
На рисунке приведены результаты расчета однородных урановодныхборок с практически чистым  $^{235}\text{U}$  [14]. В тепловой области использовались те же константы, что и в табл.2 с заменой  $\nu$  на 2,45.

Из вышесказанного ясно, что неопределенность в константах  $^{235}\text{U}$  не должна приводить к существенной ошибке при расчетах тепловых реакторов. Тем не менее еще остались неразрешенные вопросы.

Леммель еще в 1977 г. указал на расхождение в результатах спектроскопических измерений тепловых констант и измерения их же на спектре Лаксвелла [16] (табл.3).

Существуют различия в результатах измерений  $\alpha$  как отношения сечений и прямых измерений по выгоранию (см. табл. 3, данные из работы [17]).

На наш взгляд, было бы полезно провести прямые измерения энергетической зависимости  $\alpha$  при  $E < 1$  эВ с точностью лучшей, чем 1%, например по методике работы [18].



$K_{эфф}$  для различныхборок:

1 -  $H/^{235}U=2052$ ; 2 -  $H/^{235}U=1835$ ; 3 -  $H/^{235}U=1604$ ;  
 4 -  $H/^{235}U=1379$ ; 5 -  $H/^{235}U=972$ ;  $^{235}U/IOB=0,037$

Неопределенность в тепловых константах  $^{235}U$  Таблица 3

Кон-ст-та	Измерения при $V=2200$ м/с, расчет $\sigma_t, \sigma_s$	Измерения на спектре Максвелла	Измерения $\alpha$ разными методами
$\sigma_a$	$665,1 \pm 2,0$	$663,6 \pm 4,8$	$\frac{\sigma_t - \sigma_s}{\sigma_s} : 0,158 \pm 0,005$ $\nu/\eta : 0,155 \pm 0,006$ Критический эксперимент : $0,153 \pm 0,003$ <hr/> Среднее: $0,155 \pm 0,003$ Облучение: $0,169 \pm 0,003$
$\sigma_f$	$574,9 \pm 2,0$	$566,0 \pm 3,8$	
$\sigma_c$	$90,3 \pm 2,3$	$97,5 \pm 0,8$	
$\alpha$	$0,157 \pm 0,004$	$0,172 \pm 0,004$	
$\eta$	$2,077 \pm 0,008$	$2,090 \pm 0,016$	

Сейчас нет удовлетворяющей всех методики описания резонансной структуры сечений делящихся изотопов. Для  $^{235}\text{U}$  в области полностью разрешенных резонансов ( $E \leq 100$  эВ) нами используется формализм Капура-Шайерса, параметры берутся из работы [19]. В отличие от ENDF/B-V такой подход не требует введения фона. В неразрешенной области данные целиком взяты из БНАБ-78 [7]. Вычисленный по дифференциальным данным резонансный интеграл деления на несколько барн выше, а захвата - ниже оцененных из интегральных измерений.

### Уран-238

Выполненные несколько лет тому назад измерения сечений в области основных резонансов и их тщательный анализ привели к существенному повышению точности расчета резонансного захвата.

В МКРЯТ при  $E \leq 500$  эВ сечения рассчитываются по формуле Брейта-Вигнера с учетом интерференции между резонансами. Используются резонансные параметры, принятые в системе БНАБ-78 [7].

Принятые в МКРЯТ константы  $^{238}\text{U}$  позволяют удовлетворительно описать небольшое число экспериментов по измерению резонансного поглощения в решетках [1]. Однако их точность находится на грани современных требований к расчету и желательно выполнить новые более точные измерения.

Существующие в настоящее время программы позволяют вычислять непосредственно измеряемые величины с точным рассмотрением геометрии установки. Это позволяет избавиться от неопределенности при интерпретации экспериментальных данных и повысить надежность сопоставления результатов расчета и измерения.

В заключение приведем результаты расчета характеристик двух критическихборок ТРХ (табл.4). Для сравнения даны также результаты расчета с константами ENDF/B.

Таблица 4

Интегральные характеристики борок ТРХ

Характеристики борок [1]	(1)	Измерения [2]		Расчет			
				МКРЯТ		ENDF/B-V [2]	
		велич.	ошиб.%	велич.	откл.%	велич.	откл.%
			(2)		(2)		(2)
ТРХ-1	к	1,0		0,996 (3)		0,9961	-0,39
R=0,4915 см	$\rho^{2B}$	1,320	1,5	1,351	+2,3	1,359	+3,0

Окончание табл.4

Характеристики сборки (1)	Измерения (2)		Расчет			
			МКРРТ		ENDF/B-V	
	велич.	откл. %	велич.	откл. %	велич.	откл. %
I, 3% $^{235}\text{U}$ $V_3/V_T=2,35$ $B^2=57,0 \text{ м}^{-2}$	$\sigma^{238}$	0,0946 -4,3	0,100 +5,7	0,0989 +4,5		
	$\sigma^{235}$	0,0987 -1,0	0,0983 -0,4	0,1003 +1,6		
	$C^*$	0,797 -1,0	0,804 +0,9	0,798 +1,3		
TRX-2	K	1,0	1,003 (3)	0,9984	-0,16	
B=0,4915 см 1, 3% $^{235}\text{U}$ $V_3/V_T = 4,02$ $B^2=54,69 \text{ м}^{-2}$	$\rho^{238}$	0,837 -1,9	0,844 +0,8	0,846 +1,1		
	$\sigma^{238}$	0,0693 -5,1	0,0719 +3,7	0,0699 +0,8		
	$\sigma^{235}$	0,0614 -1,3	0,0602 -2,0	0,0614 0,0		
	$C^*$	0,647 -0,9	0,646 -0,2	0,642 -0,8		

Примечания: I. Отношения:  $\rho^{238}$  - захват в  $^{238}\text{U}$  при  $E > E_c$  к захвату при  $E < E_c$ ;  $\sigma^{238}$  - деление  $^{238}\text{U}$  к делению  $^{235}\text{U}$ ;  $\sigma^{235}$  - деление  $^{235}\text{U}$  при  $E > E_c$  к делению при  $E < E_c$ ;  $C^*$  - захват в  $^{238}\text{U}$  к делению  $^{235}\text{U}$ ;  $E_c=0,625 \text{ эВ}$ .

2 - расчет/измерение -I.

#### Список литературы

1. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specification, ENDF-202, 1974.
2. ENDF/B-V Data Testing Report, ENDF-202, 1981.
3. Ильяхенко А.С., Майоров Л.В. - В сб. ВАНТ, серия: физика и техника ядерных реакторов, 1978, вып.5(27), с.77.
4. Лиман Г.Ф., Майров Л.В. - В сб. ВАНТ, серия: физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.8(21), с.32.
5. Текин В.В., Аджевич М.С. - В сб. ВАНТ, серия: Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.2.
6. Николаев М.Н. и др. - Атомная энергия, ч.1-29, 1(970), ч.2-30 (1971).
7. Абгаян Л.П. и др. - Групповые константы для расчета реакторов и защиты, М., Энергоиздат, 1981.
8. Франк-Каменецкий А.А., Коробейников В.И. - В сб. ВАНТ, серия: физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.8(21), с.70.

9. Майоров Л.В., Шаталов Г.Е., Юдкевич М.С. - В сб. ВАНТ, серия: Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.8(21), с.21.
10. H.D.Lemmel. - Proc. Conf. Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, 1975, v.1, p.286.
11. Анципов Г.В. и др. - В сб. ВАНТ, серия: Ядерные константы, 1975, вып.20, ч.2, с.3.
12. ENDF/B Summary Documentation, ENDF-201 (1979). BNL-NCS-17541.
13. Stehn e.a. Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Conf., 1982, Antwerpen, p.685.
14. Gwin R., Magnuson D.W. Nucl. Sci. Eng., v.2, p.364 (1962).
15. Hardy J., Jr., Pinch D.R. Proc. Simp. Nuclear Data for Thermal Reactor Applications, 1978, BNL-NCS-25047.
16. Lemmel H.D. Proc. Int. Specialists Symp. Neutron Standards and Applications, 1977, CONF 770321, NBS N 493, p.170.
17. Weston L.W. Proc. Symp. Nuclear Data for Thermal Reactor Applications, 1978, BNL-NCS-25047.
18. Adamchuk Ju. V. e.a. Nuclear Data of Science and Technology, Proc. Conf., 1982, Antwerpen, p.730.
19. Saussure e.a. Proc. Second IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, 1970, Helsinki, IAEA, v.2, p.799.
20. Mughabhab S.F., Divadeenam M. BNL-NCS-30130.

СИСТЕМНАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
ПО НАРАБОТКЕ РАДИОНУКЛИДОВ

Н.С. Шиманская, Б.Ф. Герасименко, Б.Н. Душин, В.Т. Ипполитов,  
Э.В. Королев, Г.В. Матвеев, С.Г. Двищи

(Радиовый институт им. В.Г. Хлобина)

Принципы системного подхода предлагается применять при рассмотрении задачи расчета наработки радионуклидов в различных ядерно-физических устройствах (ЯФУ). Модель реализована в виде пакета программ TRIZOT (ФОРТРАН-ЭС).

Large-scale system model principles are proposed to the problem of the radionuclides production calculations in various nuclear assemblies. This model is realized in TRIZOT codes packet (FORTRAN-ES).

Динамика радионуклидного состава в реакторных нейтронных полях полностью описывается системой линейных дифференциальных уравнений.

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = A_{ik}(t)n_k(t), \quad (1)$$

где  $n_i$  - концентрация ядер нуклида  $i$ ; элементе трансмутационной матрицы  $\hat{A}$  есть

$$A_{ik}(t) = \lambda_{ik} + \int \delta_{ik}(E)\varphi(E,t)dE. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda_{ik}$  - постоянные распада, вероятности радиоактивного перехода изотопа  $k$  в изотоп  $i$ ,  $\delta_{ik}$  - сечения ядерных реакций  $k \rightarrow i$ ,  $\varphi(E,t)$  - плотность потока нейтронов. Выбор способа наработки данного нуклида включает выбор ЯФУ с таким спектром нейтронов  $\varphi(E)$ , чтобы энергетические зависимости полезных сечений  $\delta_{ik}(E)$  и  $\varphi(E)$

перекрывались в наибольшей степени. Для тепловых реакторов основную роль играет реакция  $(n, \gamma)$ , сечение которой максимально при низких энергиях, где велика и плотность потока нейтронов. Использование реакторов с более жестким спектром нейтронов существенно расширяет пути получения радионуклидов, так как с увеличением энергии растут сечения пороговых реакций  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  и др. Сравнительный анализ возможностей ЯДУ, обладающих качественно различными нейтронными спектрами, должен проводиться теоретико-расчетными методами. Хорошим примером такого анализа, иллюстрирующим, в частности, сложность этой задачи, является работа [1].

Расчет наработки изотопов, претендующий на достаточную полноту и точность, сейчас сталкивается с рядом серьезных проблем. Укажем основные из них.

1. Анализ существующих оцененных и новых экспериментальных данных. В случае отсутствия ядерных данных, расчет их по феноменологическим аппроксимационным формулам или на основе современных теоретико-модельных представлений.

2. Расчет флюенса и спектра нейтронов в условиях реальной геометрии облучателя (и образца). Конструирование модельных спектров различных ЯДУ, когда это необходимо. Учет временной структуры нейтронного потока.

3. Формирование библиотек групповых сечений для всех типов реализующихся спектров нейтронов и реакций.

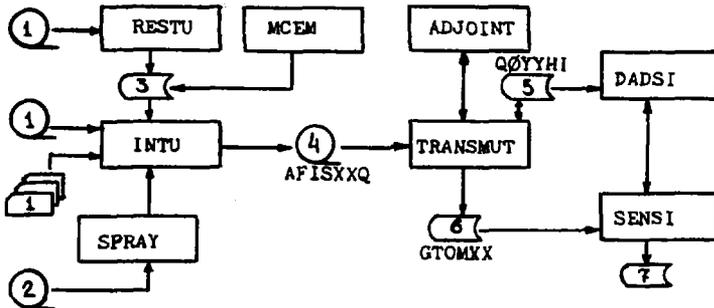
4. Наряду с решением прямой задачи трансмутации изотопов, решение сопряженной задачи для расчета коэффициентов чувствительности рассчитываемых функционалов, с целью составления списка запросов на измерения ядерных данных и нейтронных полей в ЯДУ.

5. Выработка критерия и сравнение различных ЯДУ между собой с точки зрения их возможностей в наработке конкретных изотопов. Это можно было бы считать началом пути к точному экономическому анализу.

Объединение локальных описаний, перечисленных в пунктах 1-5, целесообразно проводить на основе системно-модельного анализа [2]. Действительно, сложность (в том числе вызываемая неопределенностью функции, представляющей предпочтение выбора) и динамическая взаимосвязь потоков информации, незамкнутость в отношении использования исходной информации, моделей вычисления сечений и характеристик нейтронных полей, информационная избыточность локальных описаний -

все это приближает расчет к системной модели, предъявляет высокие требования к уровню автоматизации расчетов.

По принципам системно-модельного подхода, разрабатывается пакет программ TRIZOT, который функционально можно разделить на 3 части: подготовка ядерных данных ( $\sigma_{i,k}, \lambda_{i,k}$ ), решение уравнений трансмутации, определение коэффициентов чувствительности к параметрам расчета. Условная блок-схема TRIZOT (программ, реализованных к настоящему времени) имеет вид, представленный на рисунке.



Используемые наборы данных: 1. Осредняемые сечения; 2. Файл спектров осреднения; 7. Файл коэффициентов чувствительности.

Подготовка ядерных данных осуществляется программами RESTU и INTU. Первая предназначена для работы с библиотеками оцененных данных формата ENDF/B и обрабатывает файл резонансных параметров (программы RESEND или RECENT). Если резонансные параметры отсутствуют, то исходный файл может непосредственно обрабатываться программой получения средних сечений INTU. В программе предусмотрена возможность обработки массивов данных (в формате ENDF/B), создаваемых на перфокартах.

При отсутствии необходимых сечений в библиотеках оцененных данных, TRIZOT предусматривает теоретико-модельный расчет недостающих сечений. Одним из способов расчета сечений ядерных реакций, применяемых на практике, является модифицированная каскадно-испарительная модель (МКИМ). Теоретической основой МКИМ для описания реакций с нуклонами являются квантовые кинетические уравнения для открытых конечных систем [3]. Комплекс программы расчета сечений ядер-

ных реакций, использующий МКМ, состоит из двух основных программ INNUSA и RISSA. Программа INNUSA рассчитывает сечения на каскадной (п/п CASCAD) и испарительной (п/п EVA) стадиях, алгоритм аналогичен описанному в [4], но с учетом изменений, предложенных в работах [5-7]. Программа RISSA была специально разработана для учета однократных столкновений методом искаженных волн. Она позволяет улучшить точность вычисления выходов ядер-остатков с массовым числом, близким к массовому числу ядра-мишени, что особенно важно для прогнозирования сечений реакций  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$ ,  $(n,np)$ .

Для приближенных оценок экономнее использовать феноменологические формулы [8]. В этом случае расчет сечений производит п/п FOMA; энергии порога реакции вычисляются по полуэмпирической формуле масс [9].

Спектры осреднения сечений задаются п/п SPRAY, предусмотрено поточечное задание спектра (одновременно до 15 типов, 200 точек в каждом). При необходимости, реальный спектр ЯОУ может быть представлен в виде разложения по 15 базисным модельным спектрам. При наличии лишь ограниченной информации о нейтронных полях в ТВС, предполагается использовать комплекс программ CASPAR [10] (расчет методом Монте-Карло нейтронных полей и их функционалов в реакторных кассетах).

Результаты работы программы INTU - одnogрупповые и многогрупповые сечения записываются в файл AFISXXQ (XX - текущий номер). Решены уравнения трансмутации осуществляются в программе TRANSMUT, система прямых и сопряженных дифференциальных уравнений решается с помощью п/п РК 45. Результаты записываются в наборы данных STOMXX (решения прямого и сопряженного уравнений) и QOYUNI (временная библиотека ядерных данных), которая используется для проведения вариантов расчетов и при вычислении коэффициентов чувствительности программой SENSI. Определяется чувствительность по отношению к сечениям реакции, постоянным распада и параметрам разложения спектра нейтронов.

#### Список литературы

1. Бобков Ю.М., Усачев Л.М. и др. - Ат. энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 333.
2. Каста Дж. Большие системы. М., Мир, 1982.
3. Бунаков В. . . - ЭЧАА, 1980, т. II, вып. 3, с. 1285.

4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
5. Бунаков В.Е., Нестеров М.М. и Тарасов Н.А. - Изв.АН СССР, сер. физ., 1977, т.41, с.2187.
6. Бунаков В.Е., Матвеев Г.В. и Тарасов Н.А. - Изв.АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.165.
7. Бунаков В.Е. и Матвеев Г.В. - Изв.АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.2047.
8. Бычков В.М., Манохин В.Н. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. Справочник. М., Энергоиздат, 1982.
9. Liran S. and Zeldes N. - At. Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, p.431.
10. Королев Е.В. Препринт Радиевого ин-та, РИ-155, Л., 1982.

УСТОЙЧИВЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
НУКЛИДОВ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Н.Г.Волков, А.В.Крянев

(Московский инженерно-физический институт)

Рассматриваются устойчивые методы восстановления функциональной зависимости и оценки нейтронно-физических характеристик

The robust methods of the restorations of the function dependence and estimations of the neutron-physic parameters are studied

Общезвестно значение методов обработки экспериментальных данных в связи с оценкой параметров изучаемых физических систем.

В последние годы значение этих методов еще более возросло, поскольку были созданы достаточно точные и надежные численные алгоритмы решения сложных математических моделей исследуемых систем и теперь, зачастую, проблема точности конечного результата может быть решена, по существу, только за счет повышения точности экспериментально определяемых параметров, входящих в математические модели физических процессов.

Одним из наиболее существенных резервов повышения точности оценок параметров является создание и применение эффективных и надежных статистических методов обработки данных физических экспериментов.

Традиционные методы обработки страдают тем недостатком, что в них заранее предполагается известным закон распределения ошибок измерений. Такая жесткая априорная фиксация закона распределения ошибок, как правило, предполагает его нормальность, приводит на практике к резкому снижению эффективности оценок, а часто и к существенному их отличию от истинных значений.

В настоящей работе излагается методика получения оценок нейтронно-физических характеристик нуклидов на основе разработанных в последнее время устойчивых методов оценивания.

Пусть для восстановления функциональной зависимости  $y_j = f(E)$  имеется ряд серий экспериментальных замеров  $(E_{ij}, y_{ij})$ ,  $i = 1, \dots, N_i$ ;  $j = 1, \dots, C_N$ , где индекс  $i$  относится к фиксированной серии экспериментов, проведенных определенной группой авторов,  $C_N$  - количество экспериментальных точек  $i$ -й серии. Обычно наряду с парой чисел  $(E_{ij}, y_{ij})$  авторами указывается погрешность из-

мерений величин  $y_{ij}$ , а именно среднеквадратичные ошибки измерений  $\sigma_{yij}$ .

Традиционный подход при восстановлении функциональной зависимости основан на объединении всех измерений и применении для всей совокупности измерений взвешенного метода наименьших квадратов (ВМК). При этом в качестве весов используются величины  $W_{ij} = 1/\sigma_{yij}^2$  [1,2]. Такой подход обоснован лишь в том случае, когда ошибки измерений, даваемые авторами, верны, т.е. не являются ни завышенными, ни заниженными. Однако на практике наиболее типичной является ситуация, когда в отдельных сериях ошибки измерений либо завышены, либо занижены. Более того, типичным является наличие систематической ошибки в экспериментальных замерах некоторых серий.

В предполагаемой методике восстановления функциональной зависимости используется метод исправления неверно заданных ошибок измерений  $\sigma_{yij}$  и выявления систематических ошибок с последующим их учетом. Методика предусматривает также борьбу с большими выбросами по схеме Хубера [3-4], обобщенной на случай неравноточных измерений. В качестве аппроксимирующей функциональной зависимости удобно использовать либо систему ортогональных на множестве экспериментальных точек полиномов [5], либо систему ортогональных оплайнов.

Ниже приводятся пояснения для случая аппроксимации ортогональными полиномами.

Аппроксимирующая регрессионная зависимость имеет вид

$$y = \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E), \quad (I)$$

где  $\{\Phi_k(E)\}$  - система ортогональных на множестве  $E \in [E_{\min}, E_{\max}]$  полиномов;  $\beta_k$  - подлежащие оценке коэффициенты.

Система ортогональных полиномов  $\{\Phi_k(E)\}$  строится по схеме Форсайта [5].

В соответствии с методом Хубера для неравноточных измерений параметры  $\{\beta_k\}$  регрессионной зависимости (I) должны быть выбраны из соотношений

$$\sum_{i=1}^{N^*} f_0 \left( \frac{y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E_i)}{\sigma_{y_i}} \right) \frac{1}{\sigma_{y_i}} \Phi_j(E_i) = 0 \quad (2)$$

$$j = 0, 1, \dots, M,$$

где

$$f_0(s) = \begin{cases} -K & , s < -K; \\ s & , |s| \leq K; \\ K & , s > K. \end{cases}$$

Введем три множества индексов  $i$  :

$$\begin{aligned} H_- &= \{ i : y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E_i) < -K \sigma_{y_i} \}; \\ H_0 &= \{ i : |y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E_i)| \leq K \sigma_{y_i} \}; \\ H_+ &= \{ i : y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E_i) > K \sigma_{y_i} \}, \end{aligned}$$

соотношения (2) можно переписать в виде

$$-K \sum_{H_-} \frac{\Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}} + K \sum_{H_+} \frac{\Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}} + \sum_{H_0} \frac{(y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k \Phi_k(E_i)) \Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}^2} = 0. \quad (3)$$

Используя ортогональность системы полиномов  $\{\Phi_k(E_i)\}$ , из (3) определяем итерационный процесс нахождения устойчивых оценок параметров  $\{\beta_k\}$  :

$$\begin{aligned} \beta_j^{(m+1)} &= \frac{1}{\sum_{i=1}^{N^*} \frac{\Phi_j^2(E_i)}{\sigma_{y_i}^2}} \left[ \sum_{H_+^{(m)}} \frac{-K \sigma_{y_i} \Phi_j(E_i) + \sum_{k=0}^M \beta_k^{(m)} \Phi_k(E_i) \Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}^2} + \right. \\ &+ \left. \sum_{H_-^{(m)}} \frac{K \sigma_{y_i} \Phi_j(E_i) + \sum_{k=0}^M \beta_k^{(m)} \Phi_k(E_i) \Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}^2} \cdot \sum_{H_0^{(m)}} \frac{y_i \Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}^2} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} H_-^{(m)} &= \{ i : y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k^{(m)} \Phi_k(E_i) < -K \sigma_{y_i} \}; \\ H_+^{(m)} &= \{ i : y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k^{(m)} \Phi_k(E_i) > K \sigma_{y_i} \}; \\ H_0^{(m)} &= \{ i : |y_i - \sum_{k=0}^M \beta_k^{(m)} \Phi_k(E_i)| \leq K \sigma_{y_i} \}. \end{aligned}$$

В качестве нулевого приближения  $\{\beta_j^{(0)}\}$  удобно брать МНК-оценку параметров  $\{\beta_j\}$  :

$$\beta_j^{(0)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N^*} \frac{\Phi_j^2(E_i)}{\sigma_{y_i}^2}} \sum_{i=1}^{N^*} \frac{y_i \Phi_j(E_i)}{\sigma_{y_i}^2}.$$

Итерационный процесс (4) легко реализуется на ЭВМ. Значение параметра Хубера  $K$  зависит от процента засорения [3]. Если определение процента засорения вызывает трудности, то рекомендуется выбрать  $K \approx 1,7 - 2,1$ .

Изложенный метод устойчивого оценивания функциональной зависимости обобщается и при наличии корреляции между отдельными измерениями. В этом случае необходимо предварительно перейти от коррелируемых переменных  $\{y_i\}$  к некоррелируемым переменным  $\{v_i\}$ , используя известные методы канонического разложения [6].

На основе разработанной методики устойчивого оценивания параметров (в том числе и оценка положения) была создана комплексная программа восстановления регрессии, с помощью которой были даны оценки среднего числа нейтронов на один акт деления  $\nu(E)$  в некоторых сечениях  $\sigma(E)$  как функций энергии  $E$  для изотопа  $^{235}\text{U}$ .

#### Список литературы

1. Статистические методы в экспериментальной физике. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1976.
2. Яноши Л. Теория и практика обработки результатов измерений. Пер. с англ. М., Мир, 1965.
3. Смоляк С.А., Титоренко Б.П. Устойчивые методы оценивания. М., Статистика, 1981.
4. Димиденко Е.З. Линейная и нелинейная регрессии. М., Статистика, 1981.
5. Себер Дж. Линейный регрессионный анализ. М., Мир, 1980.
6. Пугачев В.С. Теория вероятностей и математическая статистика. М., Наука, 1979.

## БАЕСОВСКИЙ ПОДХОД К ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ СОВМЕСТНО С ФУНКЦИЯМИ ПРОПУСКАНИЯ

Б.Марковски, Н.Янева

(Институт ядерных исследований  
и ядерной энергетики, БНАБ)

Применяется баесовский подход для совместного анализа парциальных нейтронных сечений и функций пропускания нейтронов для больших толщин образцов. Рассматриваются два метода - интерференционный анализ на основе формализма Адлер-Адлера в области разрешенных резонансов и моделирование нейтронных сечений и их функций с применением приближения Рейха-Мура для неразрешенных резонансов. В качестве промежуточного результата сравниваются дисперсии оцениваемых параметров с учетом и без учета информации, получаемой из функций пропускания и самоиндикации. Для оценки параметров используется их апостериорное распределение, при вариации параметров получается явный вид поправки к априорному значению. Оценивается уточненное значение резонансных параметров за счет включения в анализ резонансной структуры экспериментальной информации о пропускании нейтронов толстыми образцами

The method of Bayes is applied to the analysis of the partial neutron cross-sections simultaneously with the neutron transmission and selfindication by the thick samples. Two different formalisms are taken for the resolved and unresolved energy region. The useful formulae are obtained for the evaluation of the optimization of resonance parameters values (for individual levels and for an average value over many levels) due to the complementary experimental information about the transmission and selfindication functions

I. Баесовский метод, как известно, рассматривает апостериорное распределение параметров, исходя из которого путем вариации независимых параметров получают обобщенные уравнения максимального правдоподобия с учетом нетривиального характера априорной плотности распределения. Он является удобным методом нахождения небольших поправок к известным значениям параметров, полученных в других экспериментах или при совместной обработке

результатов нескольких исследований, учитывая надлежащим образом систематическое отклонение. Такие поправки к априорным значениям параметров можно получить практически не решая задачу оптимизации функции максимального правдоподобия (функцию наименьших квадратов). Возможность реализации такого приближения связана с предложением о близости оценки  $\alpha$  к ее априорному значению  $\alpha^0$ . Всегда, когда рассчитанное таким образом значение поправки  $\delta\alpha = |\alpha - \alpha^0|$  окажется больше допустимого (в единицах дисперсии апостериорного распределения параметров), это автоматически может означать как неприменимость линейной аппроксимации к вычислению поправки, также и значимость отклонения  $\alpha$  от его априорного значения  $\alpha^0$ . Мерой отклонения от этого значения является дисперсия, рассчитанная по гауссовскому распределению.

## 2. Формулировка задачи

В данной работе байесовский метод применяется для анализа парциальных нейтронных сечений и функций пропускания резонансных нейтронов для больших толщин поглощающих образцов. Целью настоящего рассмотрения является дальнейшее развитие методики [1] и оценка того, насколько полученные по методу наименьших квадратов резонансные параметры отличаются существенно от их априорных значений. Кроме того, в качестве промежуточного результата сравниваются дисперсии оцениваемых параметров с учетом и без учета информации, получаемой из функций пропускания и самоиндикации.

В области разрешенных резонансов применяется многоуровневый интерференционный формализм, подходящий для описания энергетической зависимости нейтронных сечений тяжелых делящихся

ядер. Согласно известным соотношениям Адлер-Адлера [2] сечение реакции  $\Gamma$  равно

$$\sigma_{\Gamma}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_k \left\{ \frac{G_k^{\Gamma}}{V_k^{\Gamma}} \gamma \left( \frac{E - M_k^{\Gamma}}{V_k^{\Gamma}}, \frac{V_k}{\Delta} \right) + \frac{H_k^{\Gamma}}{V_k^{\Gamma}} \chi \left( \frac{E - M_k^{\Gamma}}{V_k^{\Gamma}}, \frac{V_k}{\Delta} \right) \right\}, \quad (1)$$

где  $M_k^{\Gamma}$ ,  $V_k^{\Gamma}$ ,  $G_k^{\Gamma}$  и  $H_k^{\Gamma}$  - параметры резонанса  $k$ , а  $\Delta$  - так называемая доплеровская ширина резонанса, которая необходима для расчета доплеровского уширения резонансных максимумов.

Если  $x = \frac{M_k - E}{V_k}$  и  $\xi_k = \frac{V_k}{\Delta}$ , функции доплеровского уширения  $\gamma$  и  $\chi$  равны:

$$\gamma(\xi_k, x) = \frac{\xi_k}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\xi_k^2(x-y)^2]}{1+y^2} dy; \quad (2)$$

$$\chi(\xi_k, x) = \frac{\xi_k}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \exp[-\xi_k^2(x-y)^2]}{1+y^2} dy.$$

Полное сечение  $\sigma_t$  выражается аналогичным образом (1), где индекс  $\Gamma$  заменяется  $t$  и добавляется потенциальное сечение.

Функция пропускания в полном сечении  $T_t$  и в определенном парциальном сечении  $\Gamma - T_{\Gamma}$  (самоиндикация) рассчитывается согласно

$$T_t = \int_{\Delta E} R(E, E') \exp[-\sigma_t(E') x] dE'. \quad (3)$$

$$T_{\Gamma} = \int_{\Delta E} R_{\Gamma}(E, E') \sigma_{\Gamma}(E') \exp[-\sigma_t(E') x] dE',$$

где  $x$  - толщина пропускающего образца;  $R(E, E')$  - функция разрешения по энергии, нормированная на единицу:  $\int R(E) = 1$ .

В области неразрешенных резонансов, где невозможно определить вклад отдельных резонансных уровней, измеряются средние значения  $\sigma$  и  $T$ , а выражения (3) превращаются в

$$\begin{aligned} T_k &= \int_{\Delta E} \exp[-\sigma_k(E) x] N(E) dE / \int_{\Delta E} N(E) dE; \\ T_r &= \int_{\Delta E} \sigma_r(E) \exp[-\sigma_k(E) x] N(E) dE / \int_{\Delta E} N(E) dE, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $N(E)$  - нейтронный спектр, который обычно принимается в виде  $1/E$ .

Для расчета нейтронных сечений моделируется  $S$ -матрица с применением известного приближения Рейкса-Мура [3] и законов распределения резонансных параметров:

$$\begin{aligned} S &= e^{-2i\varphi} (1 + i\kappa) (1 - i\kappa)^{-1}; \\ K_{em} &= \frac{1}{2} \sum_l \frac{\sqrt{\Gamma_{le} \Gamma_{lm}}}{E_l - E - i\Gamma_l/2} = \frac{1}{2} \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{D}} \sum_l \frac{\beta_{li} \beta_{lm}}{E_l - E + Z_l - \frac{i\Gamma_l}{2D}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\bar{\Gamma}_n$  - средние парциальные нейтронные ширины;  $\bar{D}$  - среднее расстояние между резонансами;  $\beta_{li}$  - случайные числа, распределенные нормально  $(0,1)$ ;  $Z_l$  - случайные числа интервала  $(0,1)$ , подчиняющиеся закону Вигнера;  $\varphi$  - фаза потенциального рассеяния \*.

---

\* Методы параметризации резонансной структуры нейтронных сечений с использованием информации о пропускании нейтронов толстыми образцами соответственно в разрешенной и неразрешенной области (включая необходимые программы) описаны в [4,5].

Параметры резонансной структуры сечений получаются путем сравнения с экспериментальными данными. В так называемой разрешенной области по методу наименьших квадратов получаются параметры индивидуальных резонансов, а в неразрешенной – средние резонансные параметры, т.е. усредненные по энергии и соответствующим статистическим распределениям.

### 3. Статистический анализ

Исходным пунктом наших рассмотрений является набор точечных оценок параметров сечений, полученный МНК [4]. Рассматриваем выражение

$$Q \equiv \chi^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M [\sigma(E_i, \alpha) - \sigma_i]^2 / \Delta_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M \sum_{a=1}^q [T(E_i, \alpha/a) - T_{ia}]^2 / \Delta_{ia}^2. \quad (6)$$

В (6) суммирование распространяется по числу значений энергии  $\{E_i\}_{i=1}^M$  и по числу разных толщин пропускания ( $T_a, a = \overline{1, q}$ ).

Отметим, что учет дополнительной информации, содержащейся в измерениях с разными толщинами, приводит к увеличению информации и уменьшению дисперсии точечной оценки. Действительно, информационная матрица Фишера при использовании только одного парциального сечения  $O$  в окрестности оптимального решения  $\alpha_{\text{МНК}} - \alpha^*$  имеет вид

$$\tilde{I}_{k\ell} \approx \sum_{i=1}^M \frac{1}{\Delta_i^2} \frac{\partial \sigma_i}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \sigma_i}{\partial \alpha_\ell} \Big|_{\alpha=\alpha^*} + O(\|\alpha - \alpha^*\|^{2r_k}), \quad (7)$$

$$(k, \ell = \overline{1, 2, \dots, N}),$$

тогда как с учетом функций пропускания имеем

$$\tilde{I}_{k\ell} \approx \sum_{i=1}^M \left\{ \frac{1}{\Delta_i^2} \frac{\partial \sigma_i}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \sigma_i}{\partial \alpha_\ell} + \sum_{a=1}^q \frac{1}{\Delta_{ia}^2} \frac{\partial T_{ia}}{\partial \alpha_k} \frac{\partial T_{ia}}{\partial \alpha_\ell} \right\} \Big|_{\alpha=\alpha^*} + O(\|\alpha - \alpha^*\|^{2r_k}), \quad (8)$$

Оценка максимальной дисперсии в этих двух случаях дается следующим выражением. Пусть

$$\tilde{\Delta} = \max_i \Delta_i; \quad \tilde{\delta} = \max_a \Delta a; \quad \Delta = \max(\tilde{\Delta}, \tilde{\delta}).$$

Тогда согласно общей теории оценок МНК

$$\hat{\Delta}_z^2 = \frac{Q_{\min}}{M-N}; \quad \hat{\Delta}_z^2 = \frac{Q_{\min}}{M-N+qM} \left\{ \tilde{Q} \equiv \tilde{\chi}^2 \equiv \chi^2 - \frac{1}{2} \sum_{a,i} \frac{[\Gamma(i,a) - T_{a,i}]^2}{\Delta a_i} \right\}, \quad (9)$$

т.е.

$$\hat{\Delta}_z^2 \approx \hat{\Delta}_z^2 \frac{qM}{M-N}.$$

Максимальная оценка зависит от числа  $q$  использованных образцов с разными толщинами и для реальных рассматриваемых случаев она уменьшается в 4-5 раз.

Байесовская оценка оптимальных  $\alpha$  получается из апостериорного распределения параметров:

$$P(\alpha | \sigma, T) \propto \exp \left[ -\frac{1}{2} (\Delta \sigma D \mathcal{K} + \Delta T \tilde{D} \tau) (\tau^T \tilde{D} \tau + \mathcal{K}^T D \mathcal{K} + W^{-1}) \times \right. \\ \left. \times (\mathcal{K}^T D \Delta \sigma + \tau^T \tilde{D} \Delta T) - \frac{1}{2} \delta \alpha (\mathcal{K}^T D \mathcal{K} + \tau^T \tilde{D} \tau + W^{-1}) \delta \alpha + \right. \\ \left. + \delta \alpha (\Delta \sigma D \mathcal{K} + \Delta T \tilde{D} \tau) \right]. \quad (10)$$

Очевидно матрица ковариаций равна

$$C(\delta \alpha) = (\mathcal{K}^T D \mathcal{K} + \tau^T \tilde{D} \tau + W^{-1})^{-1}. \quad (11)$$

С тем варьированием по  $\delta \alpha$  получаем явный вид поправки к априорному значению  $\hat{\alpha}$ :

$$\hat{\alpha}^* = \hat{\alpha} + (\mathcal{K}^T D \mathcal{K} + \tau^T \tilde{D} \tau + W^{-1})^{-1} \left\{ \mathcal{K}^T D [\sigma_{\text{ex}} - \sigma(\alpha)] + \tau^T \tilde{D} [T_{\text{ex}} - T(\alpha)] \right\}. \quad (12)$$

Для правильного учета вклада неразрешенной области можно применить два способа: либо вставить средние значения параметров в этой области в (I2) и принять, что они не дают вклад в дисперсию (II), либо учитывать обстоятельство, что средние значения получаются последовательно при помощи статистической модели ядра. В первом случае получаются формулы (I2) и (II) для параметров и ковариационной матрицы соответственно. Во втором случае параметризация  $K_{em}$  (5) осуществляется посредством  $\bar{\Gamma}$  и  $\bar{D}$ . Для получения этих величин проводится моделирование методом Монте-Карло, а результаты сравниваются с экспериментальными значениями для  $\sigma$  и  $T_{\alpha}$ .  $K_{em}$  являются случайными величинами, так как  $\{\beta_{\lambda n}, z_{\lambda}\}$  - случайные числа, подчиняющиеся определенному распределению. Тогда вместо (I2) для поправки априорного значения находим

$$\bar{\alpha}^* = \bar{\alpha} + E \left\{ (\mathcal{X}^T D \mathcal{X} + \tau^T \tilde{D} \tau + W^{-1})^{-1} [\mathcal{X}^T D (\sigma_{\alpha} - \sigma(\alpha))] + \tau^T \tilde{D} [T_{\alpha} - T(\alpha)] \right\} \quad (I3)$$

Здесь  $E \{ \}$  обозначает среднее по распределению моделей, для конкретного случая процедуры Монте-Карло это дается приближенно суммой:

$$\bar{\alpha}^* = \bar{\alpha} + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left\{ (\mathcal{X}^T D \mathcal{X} + \tau^T \tilde{D} \tau + W^{-1})^{-1}_j [\mathcal{X}^T D (\sigma_{\alpha} - \sigma(\alpha))] + \tau^T \tilde{D} [T_{\alpha} - T(\alpha)] \right\}_j \quad (I4)$$

где  $(\dots)_j$  обозначает, что фиксирована модель (с номером  $j$ ). В технике Монте-Карло  $N$  выбирается настолько большим, чтобы ошибка, зависящая от числа розыгрышей, была меньше (приблизительно на порядок) экспериментальной. Приближенное выражение для матрицы ковариаций во втором случае дается средним значениям  $E [C(\delta\alpha)] = \frac{1}{N} \sum [C(\delta\alpha)]$  (в неразрешенной области  $W$  определяется дисперсией  $b_n$  величин  $\Gamma_n$  около  $\bar{\Gamma}_n$ ,  $W_{nn'} = b_n^2 \delta_{nn'}$ ).

В работе даны формулы, дающие возможность оценить уточнение значений резонансных параметров, которые получаются за счет включения в анализ резонансной структуры сечений экспериментальной информации о пропускании нейтронов образцами конечной толщины. Это относится как к параметрам индивидуальных резонансов в разрешенной области, так и к средним резонансным параметрам, характеризующим энергетическую структуру сечений в неразрешенной области.

#### Список литературы

1. Ваньков А.А. - В кн.: Ядерные константы. Вып.16. М.: Атомиздат, 1974, с.11.
2. Adler F., Adler D. In: Proc. Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Washington, 4-7 March 1978, p.929.
3. Reich C.W., Moore M.S. Phys.Rev., v.111, 1958, p.929.
4. Бакалов Т., Илчев Г., Тошков С. и др. Атомная энергия, 1983, т. 55, вып. I, с.34-37.
5. Ваньков А.А., Илчев Г. и др. ОИЯИ РЗ-83-51. Дубна, 1983.

# ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ $^{236}\text{U}$ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.Л.Лунев, Г.Н.Мантуров, А.О.Тилунков, В.А.Толстикова

(ФЭИ)

Получены оценки радиационных и нейтронных силовых функций из анализа современных экспериментальных данных по сечению радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  в области энергий нейтронов 1-500кэВ

The estimations of radiation and neutron strength functions of  $^{236}\text{U}$  are obtained from and analysis of contemporary experimental data on the radiation capture cross-sections of  $^{236}\text{U}$  in the energy range of neutrons 1-500 keV

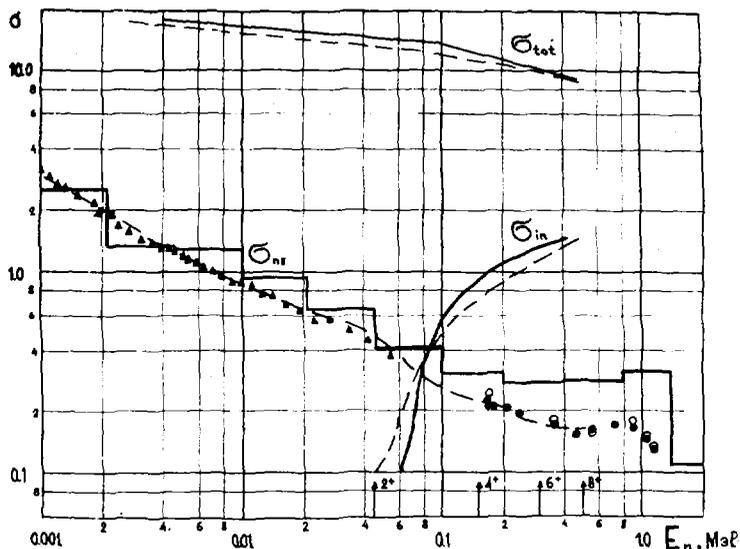
Захват нейтронов ядром  $^{236}\text{U}$  является одним из процессов в цепочке ядерных превращений, приводящих в итоге к накоплению в отработанном топливе ядер  $^{232}\text{U}$  и  $^{232}\text{Pu}$ , оказывающих существенное влияние на технологические характеристики регенерированного топлива, затрудняющие обращение с ним и использование его в многократных циклах переработки. Экспериментальных данных по сечению радиационного захвата для  $^{236}\text{U}$  мало.

В последние годы был предпринят ряд экспериментальных исследований [1, 2], которые дали значительное отличие от ранее опубликованных данных [3-5].

Упомянутые исследования были проведены независимо методом замедления в свинце [1] в интервале энергий нейтронов 0,1 - 55 кэВ и методом активации [2] в интервале энергий 0,16 - 1,15 МэВ. Данные [2] получены в измерениях относительно  $\bar{\sigma}_{n\gamma}^{157}\text{Au}$  (градуировка эффективности гамма-спектрометрической аппаратуры проводилась по тепловым сечениям  $^{235}\text{U}$  и  $^{157}\text{Au}$  и абсолютно) и по отношению к сечению рассеяния на водороде (определение эффективности тракта активации - абсолютно, методикой  $4\pi/\beta$ - $\gamma$ -совпадений). Результаты измерений хорошо согласуются между собой в пределах погрешностей, которые составили в измерениях относительно  $\bar{\sigma}_{n\gamma}^{157}\text{Au}$  5,1 - 10,7%, а в измерениях по отношению к  $\bar{\sigma}_r$  - 3,2 - 4,1%.

В данной работе в рамках статистической модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра методом максимального правдоподобия по программе *EVPAR* (методика, применявшаяся для ряда продуктов деления, ядер редкоземельной области,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  [6]) проведен анализ данных работ [1, 2] с

целью определения средних резонансных параметров — силовых радиационных и нейтральных функций. Расчетно-теоретическое описание экспериментальных данных показано на рисунке.



Теоретическое описание сечений  $^{236}\text{U}$  в области энергий 1-500 кэВ в сравнении с экспериментом: - - - расчет по средним резонансным параметрам; — ENDF/B-5;  $\Delta$  - [1];  $\bullet$  - [2];  $\circ$  - абсолютные измерения

Полученные значения силовых функций в сравнении с другими данными приведены в таблице. Расчеты по оптической модели проводились методом связанных каналов по программе ССКОТ [7] с параметрами несферического потенциала из [8]. Оценки силовых функций для  $^{236}\text{U}$  согласуются с аналогичными данными для  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , полученными при совместном анализе результатов измерений полного сечения, сечений радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяния в области энергий нейтронов 1-1000 кэВ.

Как видно из рисунка, расчет с использованием полученных значений силовых функций (малый вклад  $f$ -волны учитывался в приближении  $S_3 \approx S_1$ ) хорошо описывает экспериментальные данные [1, 2] по  $\sigma_{n\gamma}$  в области энергий нейтронов 1-500 кэВ. Существенные различия с оценкой

Сравнение различных данных по  
средним резонансным параметрам  $^{236}\text{U}$

	$S_{n0},$ $10^{-4}$	$S_{n1},$ $10^{-4}$	$S_{n2},$ $10^{-4}$	$S_{r0},$ $10^{-4}$	$\bar{D}_0,$ эВ	$\bar{\Gamma}_{r0},$ МэВ
BNL - 325	$\pm \frac{1,3}{0,2}$	$\pm \frac{2,3}{0,6}$			$\pm \frac{15,4}{1,0}$	$\pm \frac{27}{3}$
ENDF/B-5	0,994	2,8- 4,6	1,0	14,4	16,2	23,3(§) 26,0(р)
Оптическая модель	0,962	2,27	1,55			
Настоящая работа	$\pm \frac{0,954}{0,090}$	$\pm \frac{1,96}{0,15}$	$\pm \frac{2,8}{0,6}$	$\pm \frac{14,5}{1,0}$	15,4	$\pm \frac{22,3}{2,0}$
Для $^{238}\text{U}$	$\pm \frac{0,93}{0,03}$	$\pm \frac{2,30}{0,07}$	$\pm \frac{3,0}{0,3}$	$\pm \frac{11,0}{0,3}$	20,8	$\pm \frac{22,9}{0,7}$
Для $^{232}\text{Th}$	$\pm \frac{0,93}{0,03}$	$\pm \frac{1,82}{0,08}$	$\pm \frac{2,0}{0,3}$	$\pm \frac{11,7}{0,5}$	17,0	$\pm \frac{22,0}{0,8}$

ENDF/B-5 [9] объясняются тем, что последняя основывается на старых данных [3 - 5], отличающихся от [1, 2] в области энергий выше 200кэВ на 30- 50%. На рисунке приведены также расчеты сечений полного ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) и неупругого рассеяния ( $\sigma_{\text{in}}$ ). Сравнить эти расчёты с экспериментом трудно, так как последние отсутствуют или имеют очень большие неопределенности.

**Выводы.** 1. Получены средние резонансные параметры, описывающие современные экспериментальные данные по сечению радиационного захвата  $^{236}\text{U}$  в широкой области энергий нейтронов 1 - 500 кэВ. 2. В настоящее время по сечению  $\sigma_{\text{tot}}$   $^{236}\text{U}$  имеются две группы экспериментальных данных [1, 2] и [3-5], так что для получения более надежной оценки сечений и параметров необходимы дополнительные измерения средних сечений захвата независимыми методиками в области энергий ниже 500 кэВ. 3. Желательно проведение измерений сечения неупругого рассеяния вблизи порога реакции, что позволило бы более надежно оценить силовые функции для p- и d- нейтронов.

## Список литературы

1. Бергман А.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1982, вып. I(45), с.3.
2. Грудзевич О.Т. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1983, вып. 2(51), с.3.
3. Stupiglia D.C., Heinrich R.R., McCloud C.H. J. Nucl. Energy, 1961, part A/B, v.15, p. 200.
4. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, p. 801.
5. Carlson A.D. e. a. Nucl. Phys., 1970, v 141, p. 577.
6. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Препринт ФЭИ-666, 1976.
7. Игнатьев А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1974, вып. I3, с.59.
8. Nassat C. e. a. Report CEA-N-2197, 1981.
9. Divadeenam M. e. a. In: ENDF/B Summary Documentation (ENDF-201), BNL-NCS-17541, 1979.

ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТОВ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ  
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.Н.Кошечев, Г.Н.Мантуров, М.Н.Николаев, В.В.Синица  
(ФЭИ)

Рассмотрен вопрос оценки точностей расчета сечений и факторов самоэкранировки в области неразрешенных резонансов на примере ядра  $^{238}\text{U}$

The question about accuracy of cross-sections and shelf-shielding factors in unresolved region is investigated for example of nucleus  $^{238}\text{U}$ .

С точки зрения физики быстрых реакторов область неразрешенных резонансов топливных нуклидов является весьма важной. Большая доля поглощений нейтронов в реакторах этого типа происходит именно в этой области. С другой стороны, те данные о нейтронных сечениях в области неразрешенных резонансов, которые получены в дифференциальных нейтронно-физических экспериментах, зачастую подвергаются сомнению и корректируются так, чтобы обеспечить приемлемое согласие результатов расчетов реакторных характеристик и соответствующих экспериментальных данных. Наиболее ярким и важным примером служит ядро  $^{238}\text{U}$ , сечения радиационного захвата и неупругого рассеяния которого в области энергий ниже примерно 100 кэВ при расчетах реакторов принимаются сейчас более низкими, чем это следует из оценки дифференциальных экспериментов [1]. В связи с этим вопрос о точности оценки нейтронных сечений тяжелых ядер в области неразрешенных резонансов по данным дифференциальных экспериментов оказывается весьма актуальным. Поскольку реакторно-физические эксперименты, чувствительные к нейтронным сечениям того или иного топливного нуклида, проводятся в средах, где концентрация этого нуклида велика, в расчетах используются нейтронные сечения, в которые введена поправка на резонансную самоэкранировку:

$$\bar{\sigma}_{sn} = \langle \sigma \rangle f(\sigma_0, T),$$

где  $\langle \sigma \rangle$  - сечение, усредненное по резонансной структуре, измеряемое в экспериментах с низким разрешением, а  $f(\sigma_0, T)$  - фактор резонансной самоэкранировки, учитывающий то обстоятельство, что в среде, содержащей данный нуклид в высокой концентрации, резонансных нейтронов меньше, чем в пучке, на котором измерялось  $\langle \sigma \rangle$ . Фактор самоэкранировки зависит от сечения разбавления  $\sigma_0$  рассматриваемо-

го нуляда другими нулядами, входящими в состав среды, и от температуры среды  $T$ . Расчеты средних сечений и фактор резонансной самоэкранировки в области неразрешенных резонансов основываются на теоретических представлениях - статистической модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра, параметрами которой являются нейтронные  $S_{nl}$  и радиационные  $S_{\gamma l}$  силовые функции, а также эффективный радиус рассеяния  $R'$ , определяющий сечение потенциального рассеяния. Оценка параметров модели проводится методом максимального правдоподобия, который в предположении о нормальном распределении погрешностей анализируемых данных сводится к методу наименьших квадратов (МНК). Нелинейные уравнения МНК решаются итерационно методом линеаризации. В качестве нулевого приближения используются обычно результаты оценки  $R'$ ,  $S_{n0}$  и  $S_{\gamma 0}$ , а иногда и  $S_{nl}$  из области разрешенных резонансов. Задачей МНК является подбор такого набора значений параметров, который наименьшим образом уклоняясь от заданного обеспечивает наилучшее (в смысле МНК) описание экспериментальных данных в области неразрешенных резонансов.

Чем же определяются погрешности результатов расчетов средних сечений и факторов самоэкранировки, основанные на определенных таким образом параметрах?

Прежде всего, конечно, погрешностями параметров расчетной модели. Последние, в свою очередь, зависят от того, сколь широкий круг экспериментальных данных в области неразрешенных резонансов был включен в анализ. Погрешности, обусловленные неточным знанием параметров, могут быть легко оценены, поскольку МНК одновременно с параметрами дает и ковариационную матрицу их погрешностей, которая, правда, определяется в рамках линейной гипотезы, т.е. в предположении, что погрешности сечений линейно связаны с погрешностями параметров. Эта гипотеза нуждается в проверке.

Вторым источником погрешностей являются отличия параметров (резонансных ширин и расстояний между резонансами), усредненных по конечному числу резонансов, попавших в пределы той или иной энергетической группы, от генеральных средних, оценками которых являются параметры модели, определенные с помощью МНК с привлечением всей имеющейся информации. Эти погрешности также несложно оценить, поскольку распределения отклонений ширин и расстояний от средних значений известны.

Третьим источником погрешностей могут быть некорректности используемого варианта статистической модели: например, неправильный вы-

бор радиуса ядра при определении проницаемостей потенциального барьера или применение модели "черного ядра" (а не оптической модели) для оценки энергетической зависимости проницаемостей.

Наконец, четвертым источником погрешностей является возможная неадекватность используемой расчетной модели. В нашем случае - это проявления нестатистических, т.е. прямых и "полупрямых" процессов, таких, как валентный захват, ведущий к резкому увеличению флуктуирующей радиационной ширины по сравнению со статистически ожидаемыми; входные состояния, усиливающие флуктуации нейтронных ширин и увеличивающие связанные с ними погрешности, корреляции входных нейтронных ширин с выходными ширинами (радиационными, делятельными, "неупругими"). Наличие и влияние нестатистических эффектов можно установить путем сопоставления результатов статистических расчетов с экспериментальными данными.

Ниже дан пример анализа точности оценки сечений и факторов самоэкранировки  $^{238}\text{U}$ -основного резонансного поглотителя в современных реакторах.

Коэффициенты чувствительностей средних сечений и факторов самоэкранировки к средним резонансным параметрам и их погрешности, % (T=300 K)

Показатель	$\sigma_t$	$\sigma_c$	$f_t(\sigma_0, T)$		$f_c(\sigma_0, T)$		
			$\sigma_0=I$	$\sigma_0=IO$	$\sigma_0=I$	$\sigma_0=IO$	
Коэффициенты чувствительностей	$D_s$	-0,31	-0,56	0,25	0,23	0,14	0,11
	$D_p$	-0,04	-0,44	0,00	-0,00	-0,16	-0,13
	$\Gamma_{ns}$	0,31	0,13	-0,31	-0,29	-0,11	-0,10
	$\Gamma_{np}$	0,04	0,31	-0,00	-0,00	-0,07	0,05
	$\Gamma_{fs}$	0	0,44	0	0	-0,15	-0,12
	$\Gamma_{fp}$	0	0,13	0	0	0,04	0,03
Только $\sigma_c$		5,3	5,0	5,3	5,1	2,0	1,8
Все данные		0,8	1,2	0,8	0,8	0,6	0,6
Флуктуирующие факторы	$\Gamma_n$	2,7	1,7	2,7	2,5	0,9	0,9
	$D$	1,1	2,1	0,9	0,8	0,5	0,4
Полные погрешности		3,0	3,6	3,3	3,1	1,6	1,6

В первой части таблицы приведены коэффициенты чувствительности величин  $\langle \beta_t \rangle$ ,  $\langle \beta_c \rangle$ ,  $f_t(\beta_0, T)$ ,  $f_c(\beta_0, T)$  к силовым функциям  $S_{no}$ ,  $S_{n1}$ ,  $S_{\gamma_0}$ ,  $S_{\gamma 1}$ , а также  $\bar{D}_0$  и  $\bar{D}_1$  - средним расстояниям между  $s^-$  и  $p^-$ -резонансами. Расчет сечений и факторов самоэкранировки проводился для энергетической группы 4,65-10 кэВ. Средние сечения нечувствительны к  $\bar{D}$ , определяемому при фиксированных  $S_n$  и  $S_\gamma$  лишь энергетический масштаб резонансной структуры. Чувствительность к  $\bar{D}$  факторов самоэкранировки обусловлена тем, что при  $T \neq 0$  этот энергетический масштаб сопоставляется с доплеровской шириной резонансов. Коэффициенты чувствительности рассчитывались численно с помощью пакета прикладных программ ГРУКОН.

В середине таблицы приведены погрешности названных величин, обусловленные погрешностями параметров. Использованы 2 варианта ковариационных матриц этих параметров: в случае, когда с помощью МНК анализировались лишь данные по сечению захвата в области 1-300 кэВ, и в случае, когда в анализ включались также данные по полному сечению и сечениям упругого и неупругого рассеяния. Учет данных по полному сечению резко снижает погрешности оценки сечений и факторов самоэкранировки, в то время как учет данных по сечениям рассеяния на результаты оценки полного сечения и сечения захвата в области ниже  $\sim 100$  кэВ (где вклад  $d$ -волны мал) практически не сказывается.

В работе [2] уже исследовался вопрос справедливости линейной гипотезы в оценке погрешностей. Была выполнена серия расчетов, в которых "экспериментальные" данные генерировались путем разбрасывания оцененных значений, рассчитанных по оцененным параметрам, в соответствии с ковариационными матрицами экспериментов. В каждом таком расчете с помощью МНК находились наборы параметров, описывающие полученные таким образом совокупности "экспериментальных" данных, и рассчитывались групповые сечения. Оцененные по полученной выборке стандартные отклонения сечений оказались вдвое больше полученных в рамках линейной гипотезы.

В третьей части таблицы приведены погрешности рассматриваемых величин, обусловленные флуктуациями нейтронных ширин и расстояний между резонансами. Для влияния последних получена лишь нижняя оценка, поскольку корреляции между соседними расстояниями не учитывались.

Наконец, в последней части таблицы приведены полные погрешности, оцененные как  $\delta_{\text{полн}} = \sqrt{(2\delta_{\text{стат}})^2 + \delta_{\text{флукт}}^2}$ . Двойка перед  $\delta_{\text{стат}}$  учитывает влияние нелинейности.

Что касается нестатистических эффектов, то валентный захват нейтронов тяжелыми ядрами практически отсутствует, что подтверждается спектрами  $\gamma$ -излучения захвата. Флуктуации полного сечения и сечения захвата, отмечавшиеся, например, в работе [3], на наш взгляд, не настолько велики, чтобы для их объяснения необходимо было привлекать гипотезу о наличии промежуточной структуры (даже если определенные статистические критерии ее и не отвергают). Гипотеза о корреляции входных и выходных ширин необходима для объяснения высоких значений сечений неупругого рассеяния, полученных в дифференциальных измерениях [4], противоречащих, однако, данным интегральных экспериментов [1]. Как бы то ни было, эта гипотеза не сказывается на результатах оценки ни самих рассматриваемых величин, ни их точностей.

Таким образом, нам не удалось найти аргументы, ставящие под сомнение высокую точность современной оценки сечений и факторов самоэкранировки в области неразрешенных резонансов. Коэффициент корреляции между погрешностями средних сечений и их факторов самоэкранировки отрицателен, так что погрешность в заблокированном сечении  $\bar{\sigma}_{\text{эл}}$  (например, захвата) оказывается ниже или примерно равна погрешности  $\langle \delta \rangle$ .

Следует отметить, что Ваньковым А.А. и др. оценивались факторы резонансной самоэкранировки для  $^{238}\text{U}$  исходя из анализа экспериментальных функций пропускания также с высокой точностью оценки. Максимальные погрешности составили: для  $f_t$  ( $\xi_0=0$ ) 7-15% (в зависимости от энергетической группы), а для  $f_c$  ( $\xi_0=0$ ) от 1,5 до 3%. С ростом сечения разбавления погрешности резко падают. Полученные Ваньковым А.А. и др. оценки точностей согласуются с выводами настоящей работы.

#### Список литературы

1. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. Под ред. М.Н. Николаева. М., Энергоиздат, 1981.
2. Николаев М.Н. и др. Нейтронные данные для урана-238. Часть I. Аналитический обзор ОБ-45, Обнинск, 1978.
3. Perez R.V. et al. Phys. Rev., 1979, v.20, p.528.
4. Lynn J.E. In: Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970. Vienna, IAEA, 1970, p.93.

236

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА  $^{236}\text{U}$  В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ  $1 \text{ кэВ} \leq E \leq 1,1 \text{ МэВ}$   
НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АППРОКСИМАЦИИ

С.А.Бадиков, Е.В.Гай, Н.С.Работнов, А.О.Типунков, В.А.Толстикова

( ДЭИ )

По результатам измерений сечения захвата  $^{236}\text{U}$  в интервале энергий  $1 \text{ кэВ} \leq E_n \leq 1,1 \text{ МэВ}$  на основе паде-аппроксимации получено выражение для оцененного сечения в виде рациональной функции энергии. Методом опорных ординат построен коридор оцененной погрешности аппроксиманта, которая оказывается в 2-2,5 раза меньше экспериментальной

The Padé-approximation is applied to obtain the evaluated  $^{236}\text{U}(n, \gamma)$  cross-section for  $1 \text{ keV} \leq E \leq 1,1 \text{ MeV}$  by fitting the measured values with a rational function of energy. The method of "supporting ordinates" allow to estimate the error of evaluation which is 2-2,5 times smaller than experimental one

Результаты экспериментальных исследований [1,2] и предварительных теоретических оценок [2] говорят о необходимости пересмотра оцененных сечений радиационного захвата нейтронов ядром  $^{236}\text{U}$  в области энергий выше 1 кэВ.

Оценка  $ENDF/B-V$  основывается на экспериментальных данных работ [3,4], которые с точки зрения недавно проведенных измерений [1,2] представляются заметно завышенными.

В работе [2] измерения были проведены методом активации для  $E_n = 0,15 - 1,15 \text{ МэВ}$ . Величина потока облучающих нейтронов определялась по активации образца  $^{197}\text{Au}$  и с помощью пропорционального счетчика протонов отдачи. Эффективность Ge-Li гамма-спектрометра определялась абсолютно - с использованием метода  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений и по тепловым сечениям захвата ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$ . Полная погрешность, достигнутая в экспериментах с использованием сечения захвата  $^{197}\text{Au}$  быстрых нейтронов в качестве стандарта, находится в пределах 10,7-5,1%, а с использованием сечения  $(n, p)$ -рассеяния - 4,1-3,2%. Данные, полученные методом времени замедления в свинце [1], имеют погрешность не выше 3,2%.

При использовании полученных экспериментальных данных ядерно-физических и нейтронно-физических расчетов необходимо иметь возможность вычислять значение сечения в произвольной точке рассматриваемого интервала, т.е. получить оцененную кривую вместе с оценкой

погрешности соответствующих значений. В настоящем докладе такая оценка производится с помощью метода, основанного на аппроксимации рациональными функциями (приближение Паде) и описанного в работах [5-8]. При этом для оцененного сечения как функции энергии получается следующее аналитическое выражение:

$$\sigma(E) = C + \sum_{i=1}^{\ell_1} \frac{a_i}{E - p_i} + \sum_{k=1}^{\ell_2} \frac{\alpha_k (E - \epsilon_k) + \beta_k}{\gamma_k^2 + (E - \epsilon_k)^2}, \quad (1)$$

где  $C$ ,  $a_i$ ,  $p_i$ ,  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$ ,  $\gamma_k$ , и  $\epsilon_k$  - постоянные. Тогда  $\Delta\sigma(E)$  - погрешность  $\sigma(E)$  при произвольном значении  $E$  - выражается через так называемые опорные абсциссы  $E_\nu$  и погрешности опорных ординат  $\Delta\sigma_\nu \equiv \Delta\sigma(E_\nu)$ .  $E_\nu$  при этом выбираются таким образом, чтобы ковариационная матрица величин  $\sigma(E_\nu) \equiv \sigma_\nu$  (опорных ординат), рассматриваемых как параметры аппроксиманты, была диагональна, а  $(\Delta\sigma_\nu)^2$  и являются диагональными элементами этой матрицы. Подробнее об этом способе задания погрешностей аппроксиманты см. в работах [7,8].

Для  $\Delta\sigma(E)$  справедливо следующее выражение:

$$[\Delta\sigma(E)]^2 = \sum_{\mu} (\Delta\sigma_\mu)^2 \left[ \frac{Q^2(E_\mu)}{Q^2(E)} \prod_{\nu \neq \mu} \frac{(E - E_\nu)}{(E_\mu - E_\nu)} \right]^2, \quad (2)$$

где  $E_\nu$  - упомянутые выше опорные абсциссы, а  $Q(E)$  - знаменатель аппроксиманты (1), т.е.

$$Q(E) = \prod_{i=1}^{\ell_1} (E - p_i) \prod_{k=1}^{\ell_2} [\gamma_k^2 + (E - \epsilon_k)^2]. \quad (3)$$

Методом дискретной оптимизации, описанным в [5], была получена десятипараметрическая формула, аппроксимирующая полную совокупность экспериментальных данных [1,2] в предположении статистической независимости погрешностей. Оптимальная кривая соответствовала  $C = 0$ ,  $\ell_1 = 3$   $\ell_2 = 1$ . Подстановка численных значений полученных параметров в (1) дает следующую формулу для энергетической зависимости  $\sigma_{n,\gamma}(E)$  на  $^{236}\text{U}$  (сечение в барнах, энергия в кэВ):

$$\sigma_{n,\gamma}(E) = \frac{62,01}{E+316,2} + \frac{12,45}{E+14,82} + \frac{1,749}{E-0,25} + \frac{15,99(E-767,1) + 18854}{420,5^2 + (E-767,1)^2}. \quad (4)$$

Результат аппроксимации сравнивается с экспериментальными данными на рис. I.

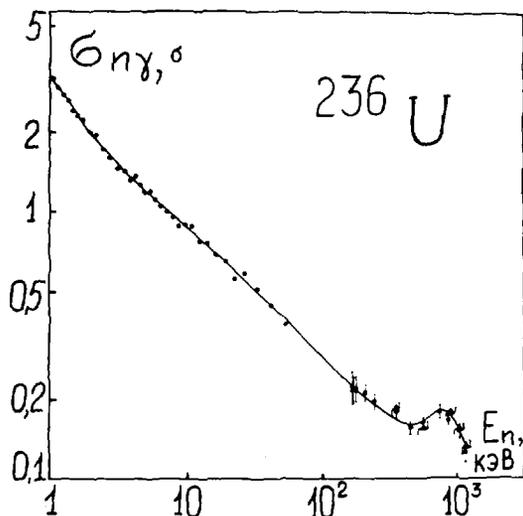


Рис.1. Сравнение экспериментальных данных [1,2] с оцененной кривой (4). Экспериментальные погрешности в левой части рисунка не указаны, поскольку они там примерно соответствуют размеру точек

На рис.2 проводится сравнение экспериментальных погрешностей с относительной погрешностью оценки  $\Delta \zeta(E) / \zeta(E)$ , полученной методом опорных ординат для двух случаев с учетом и без учета данных, которые были получены позже остальных результатов.

Видно, что оцененная погрешность на большей части интервала примерно вдвое ниже экспериментальной. Рисунок иллюстрирует также влияние "добавления информации" на оцененную погрешность. Пунктирная граница коридора в правой части рис.2 соответствует оценке погрешности без учета более поздних данных, и в этом случае результат практически совпадает с экспериментальной погрешностью. Добавление данных уменьшает погрешность оценки.

В таблице приведены значения  $E_{\gamma}$  и  $\Delta \zeta_{\gamma}$ , позволяющие по формулам (2-3) вычислять значение оцененной погрешности при произвольном значении энергии.

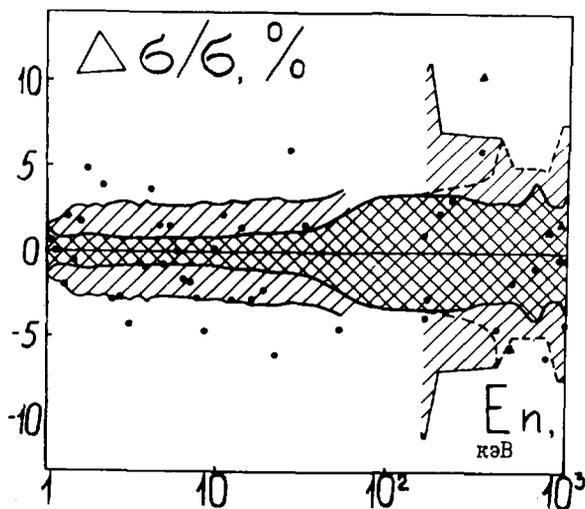


Рис.2. Сравнение погрешностей оцененной кривой (коридор с двойной штриховкой) с экспериментальной погрешностью (коридор с одинарной штриховкой). Пунктирная граница в правой части рисунка соответствует оценке погрешности без учета данных, обозначенных треугольниками. Ось абсцисс, от которой отсчитано значение погрешности, соответствует оцененной кривой рис.1

$E_\gamma,$ кэВ	1,139	2,270	6,837	23,48	73,72
$\Delta \epsilon_\gamma,$ мб	2 6,3	16,1	8,25	6,87	10,0
$E_\gamma,$ кэВ	280,3	315,3	717,8	924,5	1125,0
$\Delta \epsilon_\gamma,$ мб	5,92	4,65	7,38	5,04	4,17

В заключение отметим, что настоящая оценка, основанная на недавних измерениях, отличается от оценки  $ENDF-B/\bar{v}$  на 30 - 60% в сторону уменьшения в области энергий нейтронов 0,2 - 1,15 МэВ.

### Список литературы

1. Бергманн А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Нейтронные константы и параметры. Выпуск I (45), стр.3-7. М., ЦНИИАтоминформ, 1982.
2. Грудзевич О.Т., Давлетшин А.Н., Тигунков А.О. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Нейтронные константы и параметры. Выпуск 2(51), стр.3, М., ЦНИИАтоминформ, 1983.
3. Stupelia D.C., Heinrich R.R., McCloud G.H. Reactor Sci. and Technology. - J.Nucl.Energy, parts A/B, 1961, v.15, N 4, p. 200.
4. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. Proc. Phys. Soc., 1961, v.78, N 503, p.701.
5. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-384. Обнинск, 1974.
6. Виноградов В.Н. Обзор ФЭИ ОБ-125. Обнинск, 1981.
7. Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С. Определение погрешностей резонансных кривых при аппроксимации рациональными функциями. - См.наст.сб. с.III-II5.
8. Бадиков С.А., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Аналитическая аппроксимация данных в нейтронной физике. - Атомная энергия, 1984, т.56, с.20.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ РЕЗОНАНСНЫХ КРИВЫХ ПРИ АППРОКСИМАЦИИ РАЦИОНАЛЬНЫМИ ФУНКЦИЯМИ

С.А.Бадиков, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

( ФЭИ )

Предлагается метод оценки погрешности аппроксиманты при аппроксимации экспериментальных зависимостей рациональными функциями (Паде-приближение). Метод основан на параметризации опорными ординатами и в случае статистически независимых измерений в различных точках позволяет получить диагональную ковариационную матрицу этих параметров и явное выражение для оценки погрешности.

A method is proposed to determine the approximant's error for the rational function fit of the experimental curves (Padé-approximation). The method is based on the parametrisation by "supporting ordinates" and results in the diagonal covariance matrix of these parameters and in explicit expression for the error if measured values are statistically independent.

При аналитической аппроксимации нейтронных данных в задачах их обработки, анализа и оценки часто наряду с самой аппроксимирующей функцией  $f^{[L]}(z, \rho_1, \rho_2, \dots, \rho_L)$ , где  $z$  - независимая переменная;  $\rho_i$  - параметры, а  $L$  - их полное число, требуется знать  $\Delta(z)$  - оценку погрешности значения этой функции в зависимости от  $z$ . Обычно предполагается, что  $\Delta(z)$  - стандартное отклонение, являющееся квадратичной формой погрешностей параметров  $\rho_i$ . В работах [1,2] показано, что при обработке резонансных кривых весьма удобны рациональные аппроксиманты (отношения полиномов), получаемые с помощью приближения Паде второго рода, а в качестве параметров естественно выбирать опорные ординаты - значения аппроксиманты в  $L$ -точках. Варьируя выбор точек, его можно подчинять различным требованиям оптимальности. В настоящей работе показано, как можно выбрать опорные точки, чтобы получить диагональную ковариационную матрицу опорных ординат и простое явное выражение для  $\Delta(z)$ .

Паде-аппроксимантой называется рациональная функция, совпадающая с аппроксимируемой в  $L$ -точках, т.е. удовлетворяющая системе уравнений

$$f_{N,M}^{[L]}(z_V) = P_N(z_V) / Q_M(z_V) = f(z_V) = f_V; \quad V=1, 2, \dots, L, \quad (1)$$

где  $P_N$  и  $Q_M$  - полиномы степени  $N$  и  $M$ . Параметры  $\rho_V$ , определяющие функцию  $f_{N,M}^{[L]}$ , можно выбрать многими способами - взять коэффициенты или корни полиномов, параметры полного разложения и т.д. Однако, поскольку система (1) однозначно определяет вектор  $(\rho_V)$  как функцию вектора  $(f_V)$ , то значения  $f_V$  сами можно рассматривать как независимые параметры. Их мы и назовем опорными ординатами. Погрешности опорных ординат непосредственно задают "коридор ошибок" вдоль кривой. Кроме того, эти параметры имеют все одинаковую размерность, и аппроксиманта является в достаточно общем случае их однородной функцией первого порядка. Последнее весьма важно. По теореме Эйлера об однородных функциях первого порядка справедливо следующее их представление:

$$f(z, f_1, \dots, f_L) = \sum_{V=1}^L f_V \frac{\partial f}{\partial f_V}. \quad (2)$$

Хотя оно и не линейно по  $f_V$  (производные также зависят от  $f_V$ ), но как будет показано ниже, в некоторых отношениях может сыграть роль линейного разложения по ортогональным функциям. Для производных  $(z)$  существует простое выражение (см. [2])

$$\frac{\partial f^{[L]}(z)}{\partial f_V} = \frac{\prod_{K \neq V} (z - z_K) Q_M(z_K)}{Q_N^2(z) \prod_{K \neq V} (z_K - z_V)}. \quad (3)$$

Пусть  $F_i$  - экспериментальные значения аппроксимируемой функции, измеренные при значениях аргумента  $z_i$  с независимыми нормально распределенными погрешностями, дисперсии которых заданы и равны  $\sigma_i^2$ . Тогда статистическая сумма, минимизируемая в МНК, информационная матрица  $A_{\mu\nu}$  и обратная ей ковариационная матрица  $V_{\mu\nu}$  определяются соотношениями

$$S = \sum_{i=1}^{Nex} \frac{(f^{[L]}(z_i) - F_i)^2}{\sigma_i^2}; \quad A_{\mu\nu} = V_{\mu\nu}^{-1} = \frac{\partial S}{\partial f_\mu} \frac{\partial S}{\partial f_\nu}. \quad (4)$$

Здесь усреднение ведется по распределению отклонений экспериментальных значений от истинных. Для диагональности  $V_{\mu\nu}$  необходимо и достаточно, чтобы

$$A_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^{Nex} \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \frac{\partial f(z_i)}{\partial f_\mu} \frac{\partial f(z_i)}{\partial f_\nu} \right] = \lambda_{\mu\nu} \delta_{\mu\nu}. \quad (5)$$

Тогда погрешности опорных ординат независимы, а  $\Delta^2(z)$  равно

$$\Delta^2(z) = \sum_{\mu=1}^L \left( \frac{\partial f^{[L]}(z)}{\partial f_\mu} \right)^2 / \lambda_{\mu\mu} \quad (6)$$

Используя известные свойства ортогональных полиномов (см. [3]), нетрудно убедиться, учитывая (3), что для выполнения равенства (5) достаточно выбрать в качестве  $z_M$  корни полинома  $p_L(z)$  из системы полиномов  $p_0(z), p_1(z), \dots, p_L(z)$ , ортогональных на множестве  $z_i$  с весом  $1/\sigma_i^2 Q_M'(z_i)$ , т.е. удовлетворяющих соотношениям

$$\sum_{i=1}^{N_{KL}} p_k(z_i) p_l(z_i) / \sigma_i^2 Q_M'(z_i) = N_{KL} \delta_{kl}. \quad (7)$$

Способы рекурсивного построения таких систем полиномов хорошо известны [3].

Проиллюстрируем описанный метод вычисления погрешностей аппроксиманты на модельном примере. Функция

$$f(z) = \frac{1}{(z+0.5)^2 + 0.5^2} + \frac{1+0.2z}{(z-0.5)^2 + 0.3^2} \quad (8)$$

была рандомизирована в 41 эквидистантной точке на интервале  $-1, 1$  с погрешностью, которая задавалась датчиком случайных чисел, выбирающим их из нормального распределения со средним значением 0 и дисперсией, соответствующей стандартному отклонению в 5%. Результаты аппроксимации и оценки ее погрешности приводятся на рис. 1 и 2.

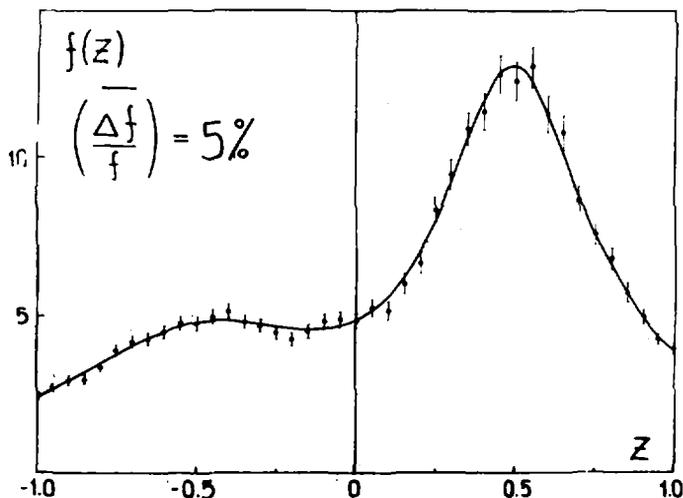


Рис. 1. Результат Паде-аппроксимации функции (8), рандомизированной с постоянной относительной погрешностью 5%. Точки с ошибками - результат рандомизации, сплошная кривая - аппроксиманта

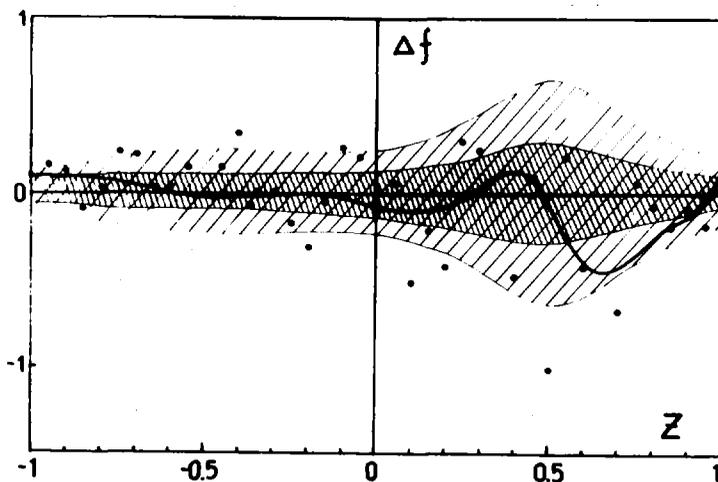


Рис.2. Оценка погрешности аппроксиманты рис.1 по формулам (3) и (6) (коридор с двойной штриховкой). Коридор с одинарной штриховкой - "экспериментальная" погрешность. Сплошная кривая - аппроксиманта, отсчитанная от истинной кривой

Как и следует ожидать, точки аппроксиманты укладываются во второй, примерно вдвое более узкий коридор с вероятностью, соответствующей стандартному отклонению.

На рис.3 приведены результаты подобной обработки для практического случая оценки сечения реакции  $^{238}\text{U}(n, 2n)$  в интервале энергий от порога до 19 МэВ (пример взят из работы [4]). Хотя число параметров в этом случае такое же, как в первом (восемь), резкие скачки в зависимости экспериментальной ошибки от энергии (обрабатывались совместно данные многих работ с разной точностью) ухудшают условия численного построения нужной системы ортогональных полиномов, тем не менее это осложнение не вызвало затруднений.

Изложенный метод построения рациональных аппроксимант и получения их статистических характеристик является достаточно удобным и универсальным. Если учесть, что экспоненциально-гармонический анализ также сводится к рациональной аппроксимации, только не самой функции, а результатов применения к ней преобразования Фурье и Лапласа, то область применения этого метода охватывает практически все важнейшие системы аппроксимирующих функций. Разложение (2) при выборе

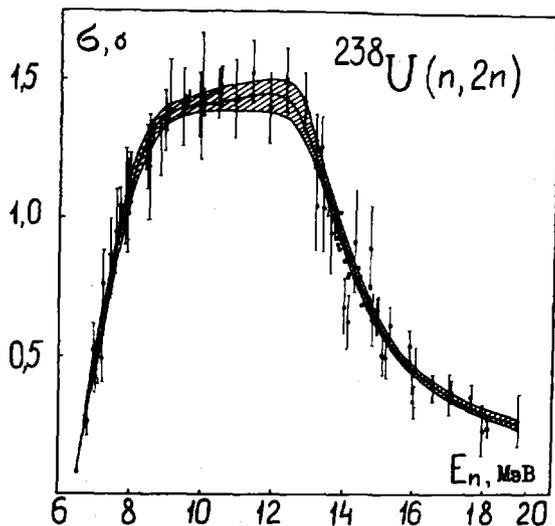


Рис.3. Результаты построения оцененной кривой  $G_{n,2n}(E)$  и ее погрешности  $\Delta B(E)$  для  $^{238}\text{U}$  по совокупности экспериментальных данных (библиография источников приведена в [4]). Оцененная погрешность аппроксиманты изображена заштрихованным коридором

абсцисс опорных точек, диагонализующем информационную матрицу, с успехом может играть для аппроксимации рациональными функциями роль ортогонального разложения. Предполагается провести широкую практическую проверку этого метода.

#### Список литературы

1. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - Журнал вычислительной математики и математической физики, 1981, т.21, №6, с.1577.
2. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-1328, Обнинск, 1982.
3. Сегё Г. Ортогональные многочлены. М., ГИИИЛ, 1962, с.38.
4. N.V.Kornilov et al. Nuclear Data for Science and Technology. K.H.Bockhoff (ed), Brussels, 1983, p. 679.

## КОМПЛЕКС ПРОГРАММ РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ ДУХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.Н.Титаренко  
(ФЭИ)

Описывается общая структура комплекса программ РЕАК-АВ, предназначенного для расчета на ЭВМ двухчастичных ядерных реакций в диапазоне энергий вплоть до 100 МэВ.

The general structure of computer program РЕАК-АВ for calculations of binary reactions in a range to 100 MeV is described.

В настоящее время для описания механизма двухчастичных ядерных реакций в области исследования до 100 МэВ широко используются оптическая и статистическая модели, метод искаженных волн, приближение сильной связи каналов. Создано довольно много сложных программ расчета на ЭВМ, в которых, как правило, в основе реализована одна из указанных моделей механизма ядерной реакции. Однако разнообразные задачи из области фундаментальных исследований, а также жесткие требования к оценкам ядерных данных привели не только к усложнению этих моделей и схем расчета, но и к необходимости их объединения в рамках единой самосогласованной программы. Использование такого комплекса программ позволит поднять уровень теоретических исследований на более высокую ступень, так как в одном варианте расчетов можно будет при необходимости в любом кинематическом диапазоне учесть сразу оба механизма реакции, быстро и эффективно анализировать все возрастающий объем экспериментальной информации, одновременно привлекать к анализу различные бинарные реакции.

Рассматриваемый ниже комплекс программы РЕАК-АВ является первой попыткой такого объединения. Он предназначен для описания на современном уровне двухчастичных ядерных реакций с легкими частицами в диапазоне энергий вплоть до 100 МэВ с охватом областей доминирования статистического и прямого механизмов реакции.

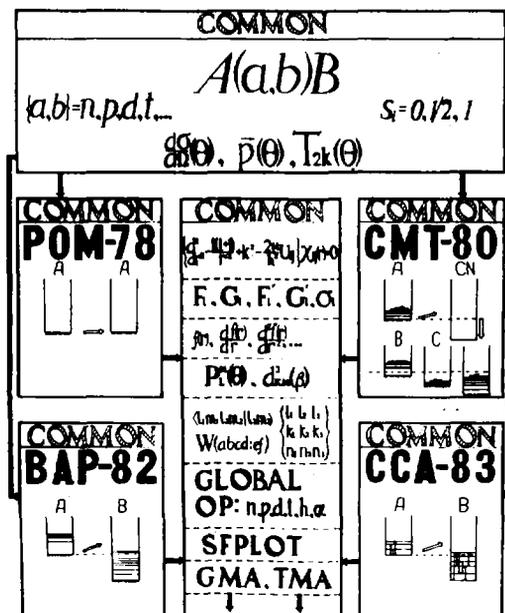
Основой для объединения оптической, статистической моделей, метода искаженных волн и сильной связи каналов может служить прежде всего заложенный в них единый квантовомеханический аппарат. В этих подходах используются одни и те же функции Кулона, полиномы Лежандра, коэффициенты Клебша-Гордана, Вигнера и т.д., необходимо вводить в программы много общей информации, решать одно уравнение или систему нескольких связанных дифференциальных уравнений Шредингера.

Базовые программы комплекса РЕАК-АВ для расчета бинарных реакций по оптической (РОМ-78) [1], статистической (СМТ-80) [2] моделям, методу искаженных волн (ВАР-82) [3] и сильной связи каналов (ССА-83) написаны на языке ФОРТРАН-IV для ЭВМ типа БЭСМ-6 и ЕС-1060. По этим программам можно рассчитывать различные угловые распределения двух-частичных ядерных реакций такие, как дифференциальные сечения, параметры векторной и тензорной поляризации, а также интегральные сечения и силовые функции. Предусмотрен анализ данных по реакциям с поляризованными частицами и мишенями в начальном состоянии, а также имеется возможность автоматического поиска феноменологических параметров моделей по различным экспериментальным данным в широком кинематическом диапазоне. Предполагается, что в расчетах по базовым программам комплекса участвующие в реакции частицы могут иметь спин 0, 1/2 и 1 (это нуклоны и в основном легкие составные частицы). Схема комплекса приведена на рисунке.

Основные характеристики комплекса РЕАК-АВ определяются прежде всего возможностями составляющих его основу базовых программ РОМ-78, СМТ-80, ВАР-82, ССА-83. Ранее в работах [1, 2, 3] достаточно подробно были изложены алгоритмы и схемы расчетов по указанным программам, там же было проведено сопоставление результатов расчетов с соответствующими версиями отечественных и зарубежных программ, давались рекомендации относительно их использования на различных ЭВМ. Поэтому здесь перечислим только основные особенности базовых программ.

РОМ-78 [1]. Программа позволяет рассчитывать дифференциальные и интегральные сечения, параметры асимметрии, вращения, векторной и тензорной поляризации, а также силовые функции в упругом рассеянии легких частиц и ионов ( $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , ...) на сферических ядрах. Предусмотрен вариант корректирования экспериментальных данных по упругому рассеянию на вклад изобар-аналоговых состояний с учетом изотопного состава мишени

# PEAK-AB



Блок-схема комплекса программ PEAK-AB для расчета на ЭВМ двухчастичных ядерных реакций

CMT-80. [2]. Программа расчета сечений бинарных реакций по статистической модели. Учитываются любые двухчастичные каналы распада составного ядра с вылетом легких или тяжелых фрагментов, а также радиационный канал и канал деления. Распад составного ядра может проходить как на дискретные состояния ядра-остатка с известными квантовыми характеристиками, так и в область статистически рас-

пределенных неразрешенных уровней. Возможен расчет сечений в рамках традиционной статистической модели Хаузера-Фешбаха, а также в приближениях Хаузера-Фешбаха-Молдауэра и Хаузера-Фешбаха-Тепела.

ВАР-82 [3,4]. Программа используется для описания прямого одноступенчатого механизма широкого круга двухчастичных ядерных реакций в рамках первого борновского приближения метода искаженных волн. Можно рассматривать неупругое рассеяние на основе коллективных моделей и микроскопического подхода, реакции перезарядки, одноуклонного и двухуклонного срыва и подхвата. Предусмотрена возможность коррекции искаженных волн и волновых функций связанных одночастичных состояний на предмет учета нелокальности потенциалов.

ССА-83. Программа расчета сечений бинарных реакций в приближении сильной связи каналов [5,6,7]. Возможна работа программы в трех основных режимах: расчет сечений упругого и неупругого рассеяния частиц на ядрах с учетом связи нескольких коллективных состояний [5]; учет прямых многоступенчатых эффектов во входном и выходном каналах в реакциях перестройки [6], а также расчет волновых функций одночастичных состояний в потенциале деформированного ядра [7].

Комплекс программ PEAK-AB реализован в блочном исполнении, передача и хранение всей введенной и промежуточной информации осуществляется через COMMON-область, а также для этой цели широко используются внешние устройства. Основные блоки работают с удвоенной точностью; для ускорения расчетов отдельные участки программы написаны на машинном языке, предусмотрен режим работы с многократным использованием заранее подготовленной информации. Модульность и совместимость всех блоков системы, динамический способ загрузок позволяют головной программе легко организовывать заданный во входных данных путь расчета.

Такая мобильная структура комплекса с широким спектром рассчитываемых характеристик кроме очевидных преимуществ проведения в рамках одного задания полных и самосогласованных расчетов на едином базисе параметров и констант предоставляет пользователю дополнительные возможности:

- испытывать новые подходы в теории ядерных реакций и структуры ядра, а также другие схемы и пути расчетов двухчастичных реакций;
- однозначно выбирать при автоматическом поиске самосогласованный по различным реакциям и механизмам набор феноменологических параметров моделей;

-получать богатую и разнообразную теоретическую информацию о механизме реакции и структуре ядра.

Проведенные на основе базовых программ комплекса расчеты [8-11] показали, что реализованная структура легко модернизируется и расширяется, система может быть использована в качестве надежного инструмента в фундаментальных исследованиях. Например, в рамках описанного комплекса программ можно более детально, с разных позиций изучать структуру ядра, одновременно привлекая для этого разнообразную информацию по нескольким бинарным реакциям (неупругое рассеяние, срыв, подхват) с различной степенью поляризации системы в начальном состоянии.

Единые принципы подготовки входной информации для работы программ, возможность автоматического поиска параметров модели по широкому кругу экспериментальных данных, наряду с перечисленными выше возможностями комплекса, существенно облегчают его использование в оценках ядерных данных, когда необходимо получить полные как по типам процессов, так и по энергиям наборы нейтронных сечений.

Система программ PEAK-AB также может применяться для проведения разного рода поисковых и методических расчетов. Особенно это важно на начальной стадии подготовки трудоемких и дорогостоящих экспериментов по бинарным реакциям с малой статистикой. Предварительные расчеты позволят заранее выбрать для исследования наиболее критичные к механизму реакции или структуре ядра распределения.

#### Список литературы

1. Титаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1230, Обнинск, 1981.
2. Титаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1260, Обнинск, 1982.
3. Титаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1331, Обнинск, 1982;  
препринт ФЭИ-1356, Обнинск, 1982.
4. Satchler G.R. Nucl. Phys., 1964, v. 55, p. 1; 1966, v. 77, p. 481.
5. Tamura T. Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679.
6. Tamura T. Phys. Lett., 1974, v. 140, p. 60.
7. Rost E. Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 994.
8. Gurbich A.F., Titarenko N.N. J. Phys. G. Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. L237.
9. Барышников А.И., Гурбич А.Ф., Титаренко Н.Н. Ядерная физика, 1981, т. 33, вып. 5, с. 1161; Ядерная физика, 1983, т. 37, вып. 3, с. 529.
10. Довчикова Г.Н., Лунев В.П., Сальников О.А., Симаков С.П., Титаренко Н.Н. Ядерная физика, 1983, т. 37, вып. 3, с. 533.
11. Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л. Препринт ФЭИ-1409, Обнинск, 1982.

## ПАКЕТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ГРУКОН

В.В.Синица, Е.В.Долгов, В.Н.Кощев, М.Н.Николаев

(ФЗИ)

Рассмотрены структура и возможности пакета ГРУКОН для переработки оцененных нейтронных данных в групповые микроскопические константы

Structure and opportunities of the pocket of applied programs GRUCON for processing evaluated neutron data into group microscopic constants are considered

Под пакетом прикладных программ понимается совокупность взаимосвязанных прикладных и системных программ, обеспечивающих адекватное покрытие некоторой прикладной области [1]. Для пакета ГРУКОН такой областью является расчет групповых микроскопических нейтронных констант на основе оцененных данных по нейтронным сечениям. Необходимость пакетной организации программ для задачи подготовки микроконстант обусловлена:

- сложностью структур данных по сечениям, представляющих собой практически произвольные совокупности различных способов параметризации резонансных особенностей;
- большим разнообразием расчетных цепочек, предназначенных для решения широкого круга задач константного обеспечения, начиная с задач анализа и оценки экспериментальных данных, формирования библиотек оцененных данных и кончая автоматическим преобразованием оцененных данных в групповые микроконстанты;
- потребностью постоянного расширения функциональных возможностей программы по мере развития задач расчета реакторов и радиационной защиты и совершенствования методов подготовки констант.

Архитектура пакета ГРУКОН в соответствии с общим определением пакета прикладных программ характеризуется тремя компонентами:

- 1) функциональным наполнением - модулями пакета, разработанными с учетом задач константного обеспечения;
- 2) языком заданий - "программой преобразований" и "параметрами операторов";
- 3) системным наполнением, которое для пакета ГРУКОН состоит из монитора, реализующего расчетные цепочки в соответствии с програм-

мой преобразований, и процедур обмена данными, обеспечивающих информационное сопряжение модулей.

Модули пакета ГРУКОН пишутся на ФОРТРАНе, но с соблюдением заранее выработанных правил. Это позволяет квалифицировать ГРУКОН как пакет со стандартизованным функциональным наполнением. Инструкции по пользованию ППП ГРУКОН содержатся в работах [2-4]. В основу разбиения данных по сечению на классы в пакете ГРУКОН положен тип параметризации резонансной структуры. Для библиотек оцененных данных это:

- R\* - параметры разрешенных резонансов;
- U\* - средние значения ширины и расстояний между уровнями, характеризующие структуру сечений в области неразрешенных резонансов;
- S\* - таблицы энергетической и температурной зависимости сечений.

Библиотеки групповых микроконстант используют:

- F\* - таблицы значений интегралов от параметрических функций сечений в зависимости от параметров среды - температуры и сечения разбавления  $\sigma_0$  (функционалы сечений);
- P\* - подгрупповые параметры.

Данные •R\*, •U\*, •S\*, •F\*, •P\* образуют группу "преобразуемых данных".

Функциональное наполнение пакета ГРУКОН включает четыре группы модулей или "операторов преобразования":

1) Модули ввода данных в рабочую библиотеку пакета - "библиотеку стандартных представлений" (БСП):

- UNPUT - ввод данных перфокарт;
- ENDF - извлечение данных из библиотеки в формате ENDF/V [5] с переводом в стандартный вид и запись в БСП.

2) Расчетные модули:

- R/T-S - восстановление детального хода сечения из параметров разрешенных резонансов при заданных значениях температуры среды по указанной резонансной формуле;
- S/T-S - приведение детального хода сечения к заданной температуре среды;
- S/C-S - приведение нескольких сечений, заданных детальным ходом, к одной системе опорных точек и сложение сечений одинаковых типов с указанными весами-концентрациями ("свертка" сечений);

- \*S/A-S - осуществление операций сложения и вычитания сечений разных типов, заданных в виде детальных ходов (например, нахождение сечения из баланса);
- \*S/I-S - приведение детального хода сечения к заданному шагу интерполяции;
- \*S/E-S - удаление избыточных опорных энергий по заданной точности интерполяции;
- \*S/U-S - распаковка таблиц детальных ходов сечений по типам реакций;
- \*S/G-F - вычисление групповых функционалов сечений на основе детального хода сечений;
- \*U/D-F - вычисление ожидаемых значений функционалов сечений на основе средних резонансных параметров;
- \*F/G-F - усреднение функционалов сечений в заданном групповом разбиении;
- \*F/C-F - вычисление функционалов суммарных сечений на основе известных значений функционалов компонент-слагаемых ("свертка" функционалов);
- \*F/-S - определение значений сечений на основе известных значений функционалов.

### 3) Модули вывода данных:

- \*OUTPUT - выдача данных из библиотеки БСП на АЦПУ в виде сплошной печати;
- \*TABLE - выдача преобразуемых данных на АЦПУ в виде аннотированных таблиц;
- \*ENDF - перевод данных по сечениям из представления \*S\* в формат ENDF/B;

### 4) Модули обслуживания БСП:

- \*TRANS - копирование данных;
- \*TRANC - копирование с дозаписью к уже имеющимся данным;
- \*SELEC - отбор данных по стандартному имени с последующим копированием;
- \*EXTRA - отбор данных по номеру материала с последующим копированием;
- \*CONDE - удаление промежутков между данными в БСП ("уплотнение" данных);
- \*ORDER - упорядочение данных в БСП по номеру материала;
- \*CONTE - выдача на печать заголовков данных, содержащихся в БСП.

Большинство операторов преобразования имеют свои параметры. Например, для оператора \*R/T-S должны быть заданы: NFORM - номер

резонансной формулы; NT - число значений температур; EPS - точность вычислений; EL - нижняя и EE - верхняя границы энергетического интервала, для которого требуется выполнить расчет; T(NT) - массив значений температур.

Для некоторых параметров допускается задание их значений по умолчанию. Операции \*INPUT, \*OUTPUT, \*TRANS, \*TRANC, \*SELEC, \*CONTE вообще не требуют параметров.

Преобразуемые данные и параметры операторов хранятся в БСП и имеют одинаковую формальную структуру. Данные, вводимые в БСП с помощью операторов ввода либо образующиеся в результате работы расчетных модулей, каталогизируются: в специальную COMMON-область, "каталог БСП", в виде "строки" каталога фиксированной длины, заносятся имя и адрес данных в БСП. Таким образом, существует однозначное соответствие между данными в БСП и номером строки каталога. На основе этого соответствия и построен специализированный язык для организации расчетных цепочек. Расчетная цепочка на этом языке задается в виде "программы преобразований", вводимой с перфокарт в самом начале работы пакета. Программа состоит из команд, имеющих следующую структуру: I, J, K, <-имя k-данных>, <адрес k-данных>, где I, J, K - номера строк каталога, в которых зарегистрированы соответственно исходные данные, параметры оператора и должны быть зарегистрированы результаты преобразования. Результатам присваивается имя, указанное в команде. Запись результатов в БСП выполняется в соответствии с заданным адресом. Если адрес в команде опущен (задан "по умолчанию"), результаты заносятся в БСП, начиная с первого свободного слова.

Помимо команд на преобразование данных существует группа служебных команд:

- ,,, FIELD, <адрес> - назначение рабочего поля БСП;
- ,,, K, <имя>, <адрес> - запись в K-ю строку каталога указанных имени и адреса;
- I ,,, - распечатка содержания каталога;
- I ,,, K, <имя> - перепись содержания I-й строки каталога в K-ю строку со сменой имени;
- : J ,,,, ((( {  
          : ..... ) - повторение группы команд между скобками  
          : ,,, ))) J раз;
- ,,, END - конец программы преобразования.

Системное наполнение пакета ГРУКОН состоит из двух компонент: программы-монитора и процедур обмена данными с БСП.

В функции монитора входит:

- ввод программы преобразования и установление порядка отработки модулей;
- формирование значений "регистров обмена" данными с БСП (установление номеров внешних устройств, адресов, данных, характера обмена - чтения, записи и т.п.);
- вызов очередного модуля в оперативную память.

Информационное сопряжение модулей обеспечивается стандартизацией обмениваемых единиц информации и соблюдением правил использования при программировании модулей системных процедур.

Область приложения пакета ГРУКОН охватывает:

1) анализ данных микроскопических экспериментов (расчет экспериментально измеряемых функций пропускания и самоиндикации, полученных в условиях "хорошей" геометрии; учет экспериментального разрешения и температуры мишени при сравнении детальных ходов сечений);

2) формирование файлов библиотек оцененных нейтронных данных (приведение таблиц сечения к требуемому закону интерполяции, удаление избыточных опорных точек, вычисление сечений из баланса, приведение сечений разных типов к одной системе опорных энергий);

3) переработку библиотек оцененных нейтронных данных в групповые микроскопические константы с целью их анализа и сравнения;

4) генерирование системы мультигрупповых (с числом групп более 100) микроконстант на базе библиотеки оцененных нейтронных данных.

Последняя задача является главной сферой применения III ГРУКОН, поэтому опишем состояние дел в этой области подробнее. В настоящее время у нас завершена компиляция I-й версии библиотеки файлов оцененных нейтронных данных (библиотеки ФОНД) для 67 важнейших материалов ядерных реакторов и радиационной защиты. Источниками данных послужили результаты оценок, выполненных в Советском Союзе и за рубежом. Для хранения данных в ФОНДе принят формат ENDF/B. Надежность данных I-й версии ФОНДа недостаточна для того, чтобы ее можно было рекомендовать для использования в проектных расчетах (главным образом потому, что принятые зарубежные оценки основываются на устаревших данных). Тем не менее в настоящее время ведется работа по генерации на основе этой версии системы мультигрупповых (250 групп в области замедления) констант МУЛЬТИК. Первая версия МУЛЬТИК будет использоваться для обработки соответствующего программного хозяйства, а в практическом плане - для проверки точности используемых многогрупповых приближений (21, 26, 28, 49 групп). Мультигруп-

новое разбиение получено путем разбиения групп БНАБ на 4, 6, 9 или 12 мультигрупп так, что оно имеет общие границы и с японской 70-групповой системой констант [6]. Программы, обрабатывающие МУЛЬТИК, могут для части нуклидов брать 28-групповые константы БНАБ-78 [7], чем обеспечивается возможность детальных сравнений результатов, полученных в мультигрупповом и традиционном многогрупповом приближениях.

#### Список литературы

1. Басс Л.П. и др. Препринт ИИМ, 1979, № 44.
2. Скинца В.В. Препринт ФЭИ, 1981, № 1188.
3. Там же, № 1189.
4. Там же, 1982, № 1332.
5. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENL-NCS-50496 (ENDF - 102), 2nd ed., 1979.
6. Katsuragi S., Tone T, and Hasegawa A. JAERI Fast Reactor Group Constants System. Part 1, JAERI 1195. Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan, 1970.
7. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. - М.: Энергоиздат, 1981.

КОРРЕЛЯЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ  
ПО НЕЙТРОННЫМ СЕЧЕНИЯМ

В.И.Дорогов, В.П.Чистяков  
(МЖИ, МИ АН СССР)

Рассматривается задача расчета коэффициентов корреляции экспериментальных нейтронных сечений, полученных различными авторами. Предполагается, что корреляция возникает за счет общих для авторов случайных параметров. Приводится пример расчета корреляций для сечения деления  $^{235}\text{U}$ .

The problem of the correlation coefficients calculation between experimental neutron cross-sections of different authors is discussed. The correlations is supposed from common random parameters are appeared. The correlation coefficients for  $^{235}\text{U}$  cross-section are calculated

В задачах оценки нейтронных данных знание коэффициентов корреляции существенно как при нахождении самой оценки, так и реальных ошибок оцененных данных. Использование коэффициентов корреляции может привести к заметному улучшению свойств оценки (см. [1], с.3).

Рассмотрим задачу оценки коррелированных данных. Пусть плотность распределения измерений  $x_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  величины  $\mu$  имеет вид

$$p(\vec{x}, \vec{\mu}) = (2\pi)^{-n/2} \exp\{-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{\mu})^T W^{-1}(\vec{x}-\vec{\mu})\}, \quad (1)$$

где  $\vec{x} = \{x_1, \dots, x_n\}$  - вектор измерений;  $\mu = \{\mu, \dots, \mu\}$  -  $n$ -мерный вектор математических ожиданий;  $\mu = M(\vec{x})$ ,  $w = \{w_{ij}\}$ ,  $i, j = 1, \dots, n$  - ковариационная матрица. Оценки математического ожидания  $\hat{\mu}$  и дисперсии  $\hat{\sigma}_{\hat{\mu}}^2$  метода максимального правдоподобия в этом случае имеют вид

$$\hat{\mu} = \frac{\vec{e}^T W^{-1} \vec{x}}{\vec{e}^T W^{-1} \vec{e}}; \quad \hat{\sigma}_{\hat{\mu}}^2 = \frac{1}{\vec{e}^T W^{-1} \vec{e}}, \quad (2)$$

где  $\vec{e}$  - единичный вектор;  $T$  - означает транспонирование.

Обычно вектор  $\vec{x}$  составлен по измерениям разных авторов. Тогда, т.к.  $w_{ij} = \text{cov}(x_i, x_j) = \rho_{ij} \sigma_i \sigma_j$ , из (2) видно, что как величина самой оценки  $\mu$ , так и ее дисперсии существенно зависит от коэффициента корреляции  $\rho$  между измерениями разных авторов. В реальных оценках нейтронных сечений коэффициенты корреляции определить зат-

руднительно. Поэтому для получения их, из-за недостаточности экспериментальной информации иногда пользуются методами экспертных оценок [2]. Тем не менее в ряде случаев представляется возможным оценить корреляционную матрицу на основе рассмотрения методики обработки экспериментальных данных.

В настоящей работе предлагается метод расчета коэффициентов корреляции между измерениями сечения деления разных авторов. Корреляции между данными разных авторов обусловлены использованием ими общих случайных параметров при получении значений сечения.

Пусть значения сечений  $\bar{x}_k$ ,  $\bar{x}_l$  для  $k$ -го и  $l$ -го авторов вычисляются с использованием  $m$  общих случайных оценок  $\bar{a}^*$  параметров  $\bar{a}$ . Кроме того, при вычислении значения сечения  $k$ -м автором используются  $p$  оценок  $\bar{b}_k^*$  параметров  $\bar{b}_k$ , не являющихся общими для других авторов. Будем считать, что корреляции не зависят от энергии в каком-либо энергетическом диапазоне. Предположим, что компоненты векторов  $\bar{a}^*$  и  $\bar{b}_k^*$  некоррелированы, также некоррелированы любые компоненты вектора  $\bar{a}^*$  с любой компонентой вектора  $\bar{b}_k^*$ . Тогда, если  $\bar{x}_k = f_k(a_1^*, \dots, a_m^*, b_{k1}^*, \dots, b_{kp}^*) \cong$

$$\cong f_k(a_1, \dots, a_m, b_{k1}, \dots, b_{kp}) + \sum_{i=1}^m \frac{\partial f_k}{\partial a_i} (a_i^* - a_i) + \sum_{i=1}^p \frac{\partial f_k}{\partial b_{ki}} (b_{ki}^* - b_{ki}), \quad (3)$$

где  $a_i^*$ ,  $b_{ki}^*$  - оценки  $a_i$ ,  $b_{ki}$ , то

$$\text{cov}(\bar{x}_k, \bar{x}_l) \cong \sum_{i=1}^m \frac{\partial f_k}{\partial a_i} \Big|_{a_i^*} \frac{\partial f_l}{\partial a_i} \Big|_{a_i^*} \Delta a_i^* = \sum_{i=1}^m f_{ki}^* f_{li}^* \Delta a_i^* \quad (k \neq l); \quad (4)$$

$$\text{cov}(\bar{x}_k, \bar{x}_k) \cong \sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial f_k}{\partial a_i} \Big|_{a_i^*} \right)^2 \Delta a_i^* + \sum_{i=1}^p \left( \frac{\partial f_k}{\partial b_{ki}} \Big|_{b_{ki}^*} \right)^2 \Delta b_{ki}^*. \quad (5)$$

Тогда

$$\rho(\bar{x}_k, \bar{x}_l) = \frac{\sum_{i=1}^m f_{ki}^* f_{li}^* \Delta a_i^*}{(\sum_{i=1}^m f_{ki}^* \Delta a_i^*)^{1/2} (\sum_{i=1}^m f_{li}^* \Delta a_i^*)^{1/2}} \quad (k \neq l), \quad \rho(\bar{x}_k, \bar{x}_k) = 1. \quad (6)$$

Обозначим

$$\rho_{kli} = \frac{f_{ki}^* f_{li}^* \Delta a_i^*}{(\sum_{i=1}^m f_{ki}^* \Delta a_i^*)^{1/2} (\sum_{i=1}^m f_{li}^* \Delta a_i^*)^{1/2}}$$

коэффициент корреляции между измерениями  $k$ -го и  $l$ -го авторов за счет параметра  $a_i$ . Если методика обработки измерений приведена полностью, можно найти функциональную зависимость  $f(\bar{a})$ .

В качестве примера рассчитаем корреляции между измерениями сечения деления  $^{235}\text{U}$  разных авторов. Данные разных авторов часто нормируются на общий интеграл деления или данные других авторов,

что является причиной появления корреляций. Пусть

$$\tilde{x}_k = \tilde{x}_0 \frac{1}{\tilde{x}_{k0}} \tilde{x}_{k\text{э}} (\tilde{a}_k^*, \tilde{b}_k^*), \quad (7)$$

где  $\tilde{x}_0$  - значение общего интеграла деления;  $\tilde{x}_{k0}$  - значение интеграла деления у  $k$ -го автора;  $\tilde{x}_{k\text{э}}$  - экспериментальное значение сечения деления  $k$ -го автора (компонента выделена в (3) в явном виде). Из (6) и (7) получим.

$$\rho_{k\text{э}} \tilde{x}_0 = \frac{\tilde{x}_{k\text{э}}}{\tilde{x}_{k0}} \cdot \frac{\tilde{x}_{\text{э}}}{\tilde{x}_0} \tilde{x}_0 / (\tilde{a}_k^* \tilde{b}_k^*)^{1/2} = \frac{\partial^2 \tilde{x}_0^*}{\partial \tilde{x}_k^* \partial \tilde{x}_\text{э}^*}, \quad (8)$$

где  $\delta_j = \frac{\sqrt{\Delta_j}}{y_j}$  - относительная точность измерений.

Такого же типа корреляции возникают в относительных измерениях сечений при использовании разными авторами одинакового значения стандарта.

Приведем расчет коэффициентов корреляции, обусловленных нормировкой сечения деления  $^{235}\text{U}$ . Экспериментальные данные взяты из работы [3]. Номера ссылок [4-22] соответствуют номерам ссылок в работе [3] и здесь не приводятся.

Для оценки энергетической зависимости сечения деления  $^{235}\text{U}$  данные работ [4, 7, 8, 11] были перенормированы к интегралу деления  $I_f$  в области 7,8-11 кэВ (см. табл. I в [3]). Относительная точность  $\tilde{x}_0$  равна  $\delta_{x_0}^0 = 0,028$ . Относительные точности работ и рассчитанные коэффициенты корреляции приведены в табл. I.

Таблица I

Оцененные коэффициенты корреляции в области 0,1-0,3 кэВ, обусловленные нормировкой к интегралу деления в области 7,8-11 эВ

Относительная точность	Номера работ из [3]	[11]	[7]	[4]	[8]
0,043	[11]	1	0,52	0,38	0,55
0,035	[7]	0,52	1	0,47	0,68
0,048	[4]	0,38	0,47	1	0,49
0,033	[8]	0,55	0,68	0,49	1

Данные работ [14, 19, 20, 15, 6, 22] были перенормированы к интегралу деления  $I_1$  в области 0,1-1 кэВ (табл. 2 в [3]). Относительная точность  $\epsilon_0$  равна  $\delta_{\epsilon_0} = 0,0375$ . Относительные точности и рассчитанные коэффициенты корреляции приведены в табл.2

Таблица 2  
Оцененные коэффициенты корреляции в области 0,1-0,3 кэВ, обусловленные нормировкой к интегралу деления в области 0,1-1 кэВ

Относительная точность	Номера работ из [3]	[14]	[19]	[20]	[15]	[22]	[6]
0,067	[14]	1	0,45	0,30	0,26	0,43	0,38
0,045	[19]	0,45	1	0,43	0,37	0,61	0,54
0,070	[20]	0,30	0,43	1	0,25	0,41	0,36
0,081	[15]	0,26	0,37	0,25	1	0,36	0,31
0,049	[22]	0,43	0,61	0,41	0,36	1	0,51
0,056	[6]	0,38	0,54	0,36	0,31	0,51	1

#### Список литературы

1. К вопросу объединения оценок/В.М.Горожанки, В.М.Колдобашки, М.В.Лепешки, В.Н.Покровский, Т.М.Телевинова, В.П.Чистяков, - ОИЯИ, 1980, 5-8-579, с.1-12.
2. Суховицкий Е.Ш., Коньшин В.А. Учет корреляций при определении оцененных данных. - Изв. АН СССР. Сер. физ.-энергетич. наук, 1976, № 3, с.19-23.
3. Коньшин В.А., Марков В.Ф., Суховицкий Е.Ш. Оценка сечения деления  $^{235}\text{U}$  в энергетической области 0,1 кэВ-20 МэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.3-33.

DESCRIPTION OF ENERGY AND ANGULAR DEPENDENCES  
OF NEUTRON EMISSION CROSS-SECTIONS  
IN THE FRAME OF GEM AND DT

D.Herasdorf, H.Kalka, D.Seeliger

(Technical University of Dresden, GDR)

A.V.Ignatyuk, V.P.Lunev

(Physics and Power Institute, Obninsk, USSR)

The present paper is devoted to the investigation of the validity of the Generalized Exciton model (GEM) in description of the angular dependence of neutron emission spectra. The double differential cross-sections for Nb, Bi, and Pb have been studied in a wide range of neutron incidence energy from 5 to 26 MeV by comparing experimental data and theoretical predictions. Generally, a satisfactory agreement can be achieved by a careful adjustment of the most important parameters  $g$ ,  $|M|^2$ , and  $\lambda^+$ . However, contributions from direct collective transitions have to be taken into account to improve the description of as well as angular distributions and integrated cross-sections.

Данная работа посвящена исследованию применимости обобщенной экситонной модели к описанию углового распределения спектров эмиссии нейтронов. Для этого анализировались дважды дифференциальные сечения рассеяния нейтронов ядрами Nb, Pb, и Bi в диапазоне энергий налетающих нейтронов от 5 до 26 MeV. Показано, что можно достичь удовлетворительного согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными, если тщательно отобрать основные параметры модели  $g$ ,  $|M|^2$  и  $\lambda^+$ . Однако для хорошего описания наблюдаемых угловых распределений и интегральных спектров очень важно добавить к экситонной модели также вклады прямых коллективных возбуждений ядер.

## 1. Introduction

The knowledge of the angular dependence of neutron spectra produced by nonelastic processes ( $n, n'$ ), ( $n, 2n$ ), ( $n, n'p$ ), and ( $n, n'\alpha$ ) is of essential importance for as well as practical applications in fission and fusion reactor concepts and fundamental physics in understanding the mechanism of fast neutron induced reactions.

Up to now, only very few experimental data for the double differential neutron emission cross-sections  $\sigma_{nM}(E_0; E', \theta)$  are available with the exception of more systematical investigations around 14 MeV. Therefore, the application of reaction models is aimed to fill the data gaps by the theoretical predictions.

Usually, different statistical models are used which can be differentiated according to the treatment of pre-equilibrium and equilibrium emission. The hierarchy of typical models and computer codes related therewith have been summarized and can be commented in table 1 as follows.

Table 1

Hierarchy of statistical models  
and some computer codes related therewith

Generation	Without angular dependence	With angular dependence
0	Weisskopf - Ewing model	Hauser - Feshbach model
1	Exciton model [1], code STAPRE [2]	Leading - particle model [3], Momentum - dependent density model [4]
2	Generalized Exciton models: code AMALTHEE [5]	code PREANG [6], code AMAPRE [7]

Pure equilibrium models basing on Bohr's compound nucleus hypothesis (CN) are called to be the 0<sup>th</sup> generation. Denoting the time necessary for the equilibration process by  $t_{eq}$  ( $t_{eq} \approx 10^{-21} \dots 10^{-19} s$ ) then the particle evaporation takes place at  $t \geq t_{eq}$ . The emission of particles from pre-equilibrium states (PE) was introduced by Griffin's Exciton model (EM) for the first time [1]. Such models including only particle emission at  $0 < t < t_{eq}$  in the reaction time scale we call to be the 1<sup>st</sup> generation (closed-form-models). The total emission spectrum results from an incoherent superposition of both contributions from CN and PE emission. Solving the problem of PE more rigorously by integration of the Master equation in the time scale  $0 \leq t \leq \infty$  the 2<sup>nd</sup> generation of statistical models were created [5,6,7]. The CN is represented by these models as a special state with an exciton number  $\bar{n} \approx \sqrt{2gE^*}$ . Now, there is no need to distinguish emission from PE and CN in the frame of those Generalized exciton models (GEM). In the present paper the GEM is applied to interpret the angular dependence of neutron emission spectra of  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  and  $^{nat}\text{Pb}$  in an a consistent as possible formalism. Contributions from direct excitations of collective modes are also investigated.

## 2. Relations between GEM and direct reactions (DR)

After absorption of a fast neutron the nucleus will transit through different states during the time-evolution. The excitations of nucleus can be subdivided in an adiabatic approximation into two groups: the quasi-particle states (exciton-states) and the collective states respectively. Whereas the excitation of low-lying collective states are assumed to be fast direct processes, the description of complex quasi-particle excitations can be treated by statistical methods [8]. A purely microscopical treatment of them has been given in Feshbach's multi-step-direct (MSDR) and multi-step-compound (MSCR) reaction formalism [9] in the representation of the shell-model. MSDR and MSCR include states of different complexity starting from the 2p-1h-doorway states up to the so-called compound nucleus (CN). Therefore, an addition of excitations of internal degrees of freedom introduced in direct reactions is not necessary in this treatment. In contrast to the very complicated MSDR and MSCR formalism the

phenomenological Exciton-model can be solved by more simple numerical methods. Basing on the time-dependent perturbation theory and other crude assumptions, the fundamental equations of the Exciton-models show a similar structure as the MSDR/MSCR. Exciton-models don't distinguish MSD and MSC processes because of the application of William's state densities which account for all states belonging to bound particles as well as particles in the continuum [10].

For a simulation of MSDR and MSCR an Exciton-model has to include pre-equilibrium and equilibrium emissions within an unified formalism. Therefore, any solution can't be given by "closed-form-models" but only by a "master-equation-approach" integrating the master-equations from  $t=0$  to  $t = \infty$ . This is done in GEM exactly [6]. GEM for spectra integrated over solid angle includes MSDR as well as MSCR, but angular distributions calculated in terms of the formalism of the "leading particle" [3] can only be compared with MSDR. Neglecting MSCR-contributions having symmetrical angular distributions all even coefficients of Legendre-polynomial series will be underestimated by the GEM. With increasing incidence energy the increase of MSDR-component is expected yielding better agreements with experiments.

So the total emission spectrum and the angular distributions have to be incoherently superimposed from contributions:

- of quasi-particle excitations estimated by GEM using code AMAPRE and
- of direct excitation of low-lying collective states calculated by coupled channel (CC) or DWBA models.

### 3. The computer code AMAPRE

In order to investigate the statements pointed out above the computer code AMAPRE has been developed. This code is a new version of the program AMALTHEE [5] extended by the formalism of GEM.

In the program AMAPRE, the individual structure of the nucleus is described by the single-particle-state density  $g$  and the matrix element of two-body interaction  $|M|^2$ . Because of a strict relation  $\lambda^+ \sim g^3 |M|^2$  also the transition rate from the initial exciton state  $\lambda$  can be used to express the nuclear properties.  $|M|^2$  or  $\lambda^+$  respectively are free parameters adjustable by fitting experimental data.

For the prediction of angular dependence the Correlated-Emission model [11] was adopted. The eigenvalues of the scattering operator  $\mathcal{M}_1$  including corrections for the Fermi motion and Pauli's principle have been obtained from Akkermans too. These  $\mathcal{M}_1$  are dependent on the excitation energy  $E^*$  but independent on the mass number  $A$ . As a convenient representation of angular distributions the normalized equation

$$\bar{\sigma}_{nn}(E_0; E', \theta) = \frac{\bar{\sigma}_{n,n}(E_0; E')}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{l=1} (2l+1) P_l(\cos \theta) \right]$$

in terms of a Legendre' polynomial expansion was proved. The code AMAPRE predicts the coefficients  $a_l(E; E')$  in that approach discussed above.

The GEM formalism is also applicable for treating multi-particle emission. Nevertheless, this implies the validity of the statistical assumptions in the second (or higher order) residual nucleus too.

Therefore, contributions from  $(n, 2n)$  to the emission spectra have been calculated by the code STAPRE [27] below 20 MeV. Only above 20 MeV the inclusion of PE in the second of  $(n, 2n)$  seems justified. Generally, the second chance neutron emission has been assumed to be isotropic in the CM-system in every case.

#### 4. Results

##### 4.1. Neutron emission from Niobium

Because of neutron emission spectra measurements in a wide range of neutron incidence energy from 5,23 to 25,7 MeV, the nucleus  $^{93}\text{Nb}$  is a very convenient example for the study of the dependence of  $|M|^2$  on  $E_0$ . After a proper adjustment of  $|M|^2$  to fit the integral emission spectrum at 14,6 MeV the equation  $|M|^2 = KE^{-1}A^{-3}$  obtained by Kalbach-Gline [12] was used to determine the matrix element at other incidence energies. Single-particle-state densities and pairing energies for the intermediate and residual nuclei have been taken from the systematics of Dilg et al. [13]. Using these parameters compiled in table 2 the double differential cross-sections  $\bar{\sigma}_{nM}(E_0; E', \theta)$  were calculated at  $E_0 = 5,23; 6,22; 7,0; 7,23; 8,01; 9,0; 12,3; 14,6;$  and 25,7 MeV and compared with measurements by

kova et al. [14], Schmidt et al. [15], Hermsdorf et al. and Kammerdiener [16], Takahashi et al. [17] and Marcinkowski et al. [18]. Results at 5.23, 14.6 and 25.7 MeV are shown in figs. 1 and 2.

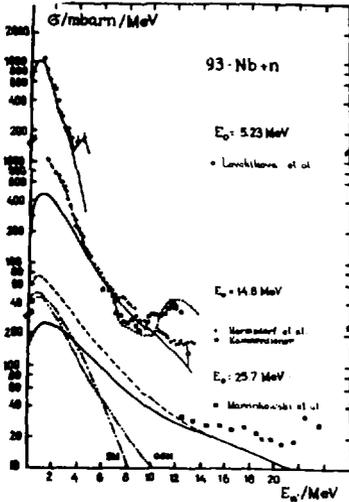
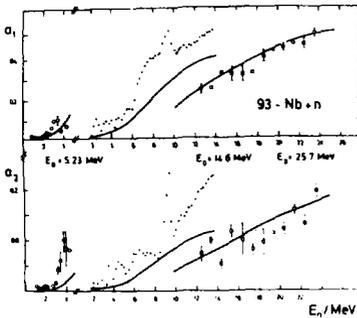


Fig. 1.

Neutron emission spectra induced by bombardment of  $^{93}\text{Nb}$  with neutrons of 5, 23, 14, 6 and 25, 7 MeV. Experiments by Lovchikova et al. [14], Hermsdorf et al. [16] and Marcinkowski et al. [18] are compared with calculations by GEM (solid line) and GC (dotted line) [19]. Contributions from secondary neutron emission ( $n$ ,  $2n$ ) have been predicted by the statistical model (SM) and GEM to obtain the total one (dashed line)

Comparing all results the energy dependence of  $|M|^2$  according to Kalbach-Cline can be confirmed as a good approximation. On the other hand, contributions from collective excitations increase with increasing neutron incidence energy.



Relying on the parameters described also the Legendre coefficients for angular distributions have been estimated (fig. 2).

Fig. 2

Coefficients  $a_0$  and  $a_2$  of the Legendre polynomial expansion of neutron emission cross-sections of  $^{93}\text{Nb}$  (solid line) in comparison with experimental data [14, 16, 18]

From an inspection of the level schema in the excitation energy range from 0,8 to 5 MeV roughly it can be demonstrated that the averaged characteristics of the excited states of the spherical odd-even nucleus  $^{93}\text{Nb}$  may be described in terms of the model of weak coupling of the odd proton in the  $g_{7/2}$ -shell and the vibrational excitations of the even-even core  $^{92}\text{Zr}$  [19]. Calculations in the CC and DWBA models have been carried out [19] using deformation parameters  $\beta$  for  $^{92}\text{Zr}$  obtained from (p, p') reactions [20]. Large deformations of the lowest-lying  $2^+$  and  $3^-$  states indicate a strong coupling between them and the  $0^+$  ground state. Therefore the CC formalism has been applied for calculations of the direct transitions to this levels [21].

For comparison with experimental data the theoretical values for the excitation of discrete levels have been smeared out assuming an experimental resolution of about 1 MeV.

A superposition of both components, direct collective transitions and GEM, really yields a satisfactory description of experimental spectra as shown in fig.1 and in other references [19, 22, 23].

#### 4.2. Neutron emission from Bismuth

An analogous procedure for parameter adjustment done for Bi results in unsatisfactory description of experimental spectra available. In order to achieve a more reasonable agreement with measurement also the single-state density  $g$  has to be varied in dependence on the excitation energy. Pairing energies  $\Delta$  have been fixed to zero in the intermediate and residual nuclei respectively.

The best-fit values obtained may have an uncertainty of 10% roughly. A more detailed analysis is hindered by discrepant, missing and insensitive experimental data. Basing on those parameters double differential emission cross-sections have been calculated at 7,75, 14,6 and 25,7 MeV and compared with experiments taken from different authors [15, 16, 18] (see figs. 3 and 4).

The overall agreements is satisfactory. However, indications for contributions from collective excitations can be seen clearly.

The nucleus  $^{209}\text{Bi}$  deviates from the double-magic nucleus  $^{208}\text{Pb}$  by an additional proton. Employing this proton in the weak coupling model the spectrum of multipole intensities  $\beta_\lambda$  can be estimated

according to [23]. The direct contributions predicted in this way at 14 MeV have been added to the GEM results. The agreement is encouraging.

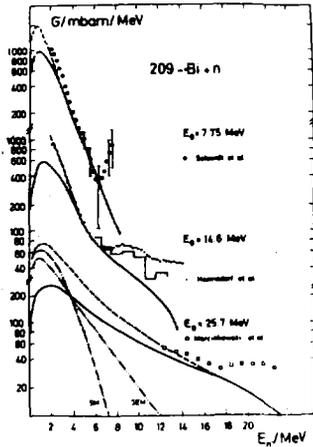


Fig.3  
Same as in fig.1 for  $^{209}\text{Bi}$ . Experiments at 7,75 MeV have been taken from Schmidt et al. [15]. Calculations in the CC formalism were carried out by Ignatyuk et al. [23]

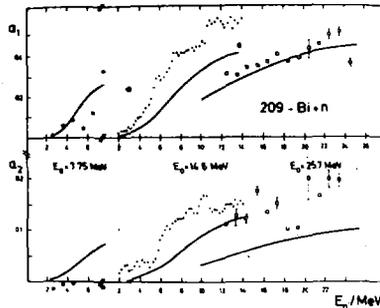


Fig.4. Same as in fig.2 for  $^{209}\text{Bi}$ . The coefficients  $a_1$  and  $a_2$  at 7,75 MeV have been obtained from experiments by Schmidt et al. [15]. The solid line represents the GEM predictions only

### 4.3. Neutron emission from natural Lead

An investigation of neutron emission spectra from natural Lead is difficult because of the absence of a consistent and comprehensive experimental data base and the isotopic composition consisting of the double-magic nucleus  $^{208}\text{Pb}$  and magic isotopes  $^{206},^{207}\text{Pb}$  too. For all calculations in the frame of GEM an idealized nucleus corresponding to the natural composition has been used adopting an effective binding energy  $B_n$  of 5,5 MeV (see table 2). Fitting the experiments at 14 MeV the single-particles-state densities in the intermediate and final nuclei ( $g$  and  $g_1$  respectively) have been adjusted to  $10/\text{MeV}^{-1}$  and  $8/\text{MeV}^{-1}$ . These values agree very well with those  $g = 9,85/\text{MeV}^{-1}$  estimated by Gadioli et al. [24] in terms of a "gap-model" developed for the treatment of state densities of double-magic nuclei or magic nuclei around  $A = 208$ . Calculations of the spectrum and the Legendre coefficients at 14 MeV neutron incidence energy are shown in figs. 5 and 6.

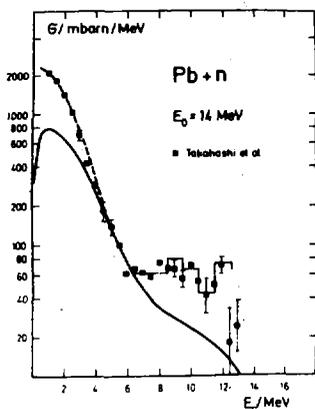


Fig.5.

Same as in fig.1 for natPb. Experimental data obtained by Takahashi et al. [17] coincided within the error bars and the drawing resolution with those measured by Hermsdorf et al. [16]

Also direct contributions are necessary for an improved description of the hardest part of the neutron spectrum.

Transition strengths leading to the excitation of lowest-lying collective states in  $^{208}\text{Pb}$  have been estimated using deformation parameters  $\beta$  from Wagner et al. [25]. The incoherent addition of CC and GEM results yield a very satisfactory description of the experimental spectrum (see fig.5).

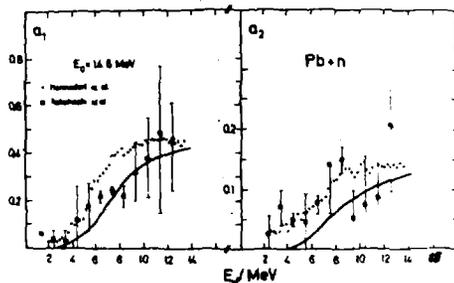


Fig.6. Same as in fig. 2 for  $\text{natPb}$ . Experimental coefficients have been derived from measurements done by Takahashi et al. [17] and Hermsdorf et al. [16]. The GEM prediction is represented by the solid line

## 5. Conclusions

From all results obtained for Nb, Bi, and Pb following conclusions can be drawn:

1. Using well-adjusted parameters the GEM predicts the neutron emission spectra in a broad range of neutron incidence energy in a surprisingly good agreement with measurements (see figs. 1, 3 and 5). No longer contributions from equilibrium and pre-equilibrium emission have to be distinguished. Discrepancies appear only in that parts of the spectrum which will be disturbed either by second chance neutron emission or by enhanced transitions to low-lying levels of collective structure.
2. Whereas in the case of  $^{93}\text{Nb}$  the single-particle-state densities are in the order of  $g = A/13$  for all neutron incidence energies the emission spectra for nuclei around  $A = 208$  can only be interpreted assuming increasing state densities

with increasing excitation energy as shown in table. According to Ignatyuk et al. [26] this results from a cancelation of shell-structure effects in the level density at high excitation energy. The level density parameters obtained by Dilg et al. [13] are no longer valid then. Assuming the intranuclear transition rate  $\lambda^+$  to be an increasing function with increasing excitation energy an enlarged state density parameter  $g$  has to be corrected for by a decreasing factor  $K$  in Kalbach-Cline's relation to ensure the smooth dependence of  $\lambda^+ \sim g^3 |M|^2$  on energy  $E^*$ . This may be a reason for the large spread of values  $K$  obtained by several authors from interpretation of emission spectra at very different energies, angles, and nuclei.

Table 2

Some important quantities for calculations in the GEM

Nucleus:	$\frac{E_0}{\text{MeV}}$	$\frac{K}{\text{MeV}^{-1}}$	$\frac{E_1}{\text{MeV}}$	$\frac{ M ^2}{10^6 \text{MeV}^2}$	$\frac{K}{\text{MeV}^3}$	$\frac{\lambda^+}{10^{22} \text{s}^{-1}}$	$\frac{E_n}{\text{MeV}}$
$^{93}\text{Nb}$	5,23	6,5	6,8	97	1000	0,4	7,2
	7,23	6,5	6,8	84	1000	0,5	7,2
	14,6	6,5	6,8	56	1000	0,8	7,2
	25,7	6,5	6,8	37	1000	1,2	7,2
$^{209}\text{Bi}$	7,75	7	6	74	8500	0,4	4,7
	14,6	9	8,5	23	4100	0,7	4,7
	25,7	10	10	7	2100	0,8	4,7
$^{\text{nat}}\text{Pb}$	14,6	10	8	16	3000	0,75	5,5

3. Contributions from second chance neutron emission,  $(n,2n)$  mainly, can be predicted very well by calculations in the frame of the simple statistical model taking into account PE emission in the first step of the reaction. Only above 20 MeV neutron incidence energy PE emission from the second step of multi-particle reactions may also be impor-

tant for an exact estimation of the energy spectrum of secondary neutrons.

4. Neutrons emission spectra show increasing asymmetric angular distributions above 5 MeV neutron incidence energy. Generally, the angular distributions of inelastically scattered neutrons can be described fairly well in the frame of the GEM (see figs 2, 4, and 6). Legendre coefficients  $a_1$  (which is mainly responsible for forward-peaked angular distributions) and  $a_2$  will be slightly underestimated indicating contributions from DT too.
5. Enhanced transitions to low-lying collective states in the residual nucleus can be predicted by DWBA or CC calculations. The adjustment of model parameter ( $\beta$ -values) may be the most crucial and problematic point especially for odd nuclei.

### References

1. J.J.Griffin. Phys. Rev. Lett., 17 (1966) 487.  
C.K.Cline, M.Blann. Nucl. Phys., A172 (1971) 225.  
C.K.Cline. Nucl. Phys., A193 (1972) 417.
2. M.Uhl, B.Strohmaier, Report IRK - 76/01, 1976.
3. G.Mantzouranis, D.Agassi, H.A.Weidenmüller. Phys. Lett., 57B (1975) 220.  
G.Mantzouranis, H.A.Weidenmüller, D.Agassi. Z.Physik, A276 (1976) 145.
4. P.Mädler, R.Reif. Nucl. Phys., A337 (1980) 445.  
P.Mädler, R.Reif. Nucl. Phys., A373 (1982) 27.
5. O.Bersillon, L.Faugere, Report NEANDC (E) 191 "L", 1977.
6. J.M.Akkermans, H.Gruppelaar, G.Reffo. Phys. Rev., C22 (1980) 73;  
J.M.Akkermans, Report ECN - 121, p.51, 1982.  
H.Gruppelaar et al. Report ECN - 114, 1982.
7. J.M.Akkermans, H.Gruppelaar, Report ECN - 60, 1979.
8. A.V.Ignatyuk, V.P.Lunev, V.G.Pronyaev, Isv. AN SSSR, serya fiz., 39 (1975) 2144.
9. H.Feshbach, A.Kerman, S.Koonin. Ann. Phys., NY, 125 (1980) 429.
10. C.Kalbach, F.M.Mann. Phys. Rev., C23 (1981) 112.
11. C.Costa, H.Gruppelaar, J.M.Akkermans, Report ECN - 82 - 172, 1982;  
J.M.Akkermans, Report ECN - 121, p.51, 1982.
12. C.Kalbach-Cline. Nucl. Phys., A210 (1973) 590.
13. W.Dilg et al. Nucl. Phys., A217 (1973) 269.

14. G.N.Lovchikova et al. *Yad.Konst.*,33 (1979) 77.
15. D.Schmidt et al. EXFOR 32001 and private communication, 1983.
16. D.Hermsdorf et. al. Report ZfK - 277 (U); EXFOR 30275 and 30397; F.L.Kammerdiener, Report UCRL-51232 (1972).
17. A.Takahashi et al. Proc. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp., 1982.
18. A.Marcinkowski et al. *Nucl. Science Engng.*,83 (1983) 13.
19. S.P.Simakov et al. *Yad. Fiz.*,37 (1983) 801.
20. M.M.Stautberg, J.J.Kraushaar. *Phys. Rev.*,151 (1966) 969.  
J.K.Dickens et al. *Phys. Rev.*,168 (1968) 1355.
21. A.V.Ignatyuk, V.P.Lamev, V.S.Shorin, *Yad Konst.*,13 (1974) 59.
22. D.Schmidt, D.Seeliger. Proc. 3<sup>rd</sup> Conf. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, 1982, Physics and Applications. Vol.10, p.115.
23. A.V.Ignatyuk, V.P.Lamev, V.G.Pronyaev. *Yad Konst.*, 32 (1979) 3.
24. E.Gadioli et al. *Nucl. Phys.*,A138 (1969) 321.
25. W.T.Wagner et al. *Phys. Rev.*,C12 (1975) 757.
26. A.V.Ignatyuk et al. *Yad Fiz.*,21 (1975) 485.

Секция II  
ТЕОРИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Председатель П.Э.Немировский

Ученый секретарь В.С.Ольховский

**ФОРМА ГИГАНТСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ**

В.А.Вторин, Д.П.Попов, В.И.Фурман

(ОМЯИ)

Обнаружено расхождение лоренцевской формы гигантского резонанса с данными реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)$  в области  $E_\gamma < 2$  МэВ. Получено выражение, учитывающее дисперсионные свойства поляризационного оператора и температурный характер спредирования гигантского резонанса по компаунд-состояниям, которое хорошо воспроизводит экспериментальные данные.

SHAPE OF THE GIANT ELECTRICAL DIPOLE RESONANCE IN THE SMALL ENERGY REGION. A discrepancy is observed of data on the  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)$  reaction at  $E_\gamma < 2$  MeV with the Lorentz shape of the giant resonance. An expression is obtained which takes into account the dispersion characteristics of polarization operator and the temperature dependence of the giant resonance spreading over compound states. The expression describes well the experimental data.

Анализ формы гигантского дипольного резонанса при малых энергиях  $\gamma$ -лучей представляет интерес для понимания механизма  $\gamma$ -распада высоковозбужденных состояний. Знание его формы в области 1-3 МэВ важно также для расчетов полных радиационных ширин,  $\gamma$ -каскадов и сечений различных двухступенчатых реакций типа  $(n, \gamma \gamma')$ ,  $(n, \gamma \rho)$ ,  $(n, \gamma \zeta)$  и т.д.

В последние годы благодаря развитию исследований реакции  $(n, \gamma \alpha)$  на резонансных нейтронах <sup>1,2</sup> был достигнут существенный прогресс в получении данных о первичных мягких  $\gamma$ -переходах. В реакции  $(n, \gamma \alpha)$  сведения о первичных  $\gamma$ -переходах между компа-

унд-состояниями получают, регистрируя вторичные  $\alpha$ -частицы. Это позволяет полностью избавиться от фоновых  $\delta$ -квантов иной природы. Поскольку энергия вторичных  $\alpha$ -частиц равна разности энергий  $\alpha$ -распада исходного захватного состояния и первичного  $\gamma$ -кванта, а вероятность такого двухстадийного процесса равна произведению вероятностей  $\delta$ - и  $\alpha$ -этапов процесса, то, зная зависимость выхода  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \delta \alpha)$  от энергии, можно по спектру вторичных  $\alpha$ -частиц однозначно восстановить зависимость вероятности испускания первичных  $\delta$ -квантов от их энергии.

В дальнейшем анализе данных о  $\delta$ -переходах воспользуемся более удобным понятием радиационной силовой функции

$$S_{\delta} = \frac{\langle \Gamma_{\delta} \rangle}{\mathcal{D}_i E_{\delta}^{2\lambda+1}} \quad (1)$$

Здесь  $\langle \Gamma_{\delta} \rangle$ ,  $\lambda$  и  $E_{\delta}$  - средняя ширина, мультипольность и энергия  $\delta$ -квантов, а  $\mathcal{D}_i$  - расстояние между распадающимися состояниями. Анализ формы экспериментальных спектров реакции  $(n, \delta \alpha)$  показал, что  $\langle \Gamma_{\delta} \rangle \approx E_{\delta}^3$ , т.е. он в основном определяется  $E1$  и  $M1$ -переходами. В энергетическом интервале  $\Delta E_{\delta}^{\gamma}$  радиационная силовая функция выражается через соответствующую долю площади спектра реакции  $(n, \delta \alpha)$  в следующем виде [3]:

$$S_{\delta}^{cc}(E_1) = \frac{\Gamma_{\delta\alpha} N_{\delta\alpha}^k \Gamma_{\delta}(B_n) [1 - E_{\delta}^k / (B_n - \delta)]^n}{N_{\delta\alpha} \mathcal{D}_i E_{\delta}^3 \{ T_{\alpha_j}^{E_1} + T_{\alpha_j}^{M_1} S_{\delta}^{cc}(M_1) / S_{\delta}^{cc}(E_1) \}} \quad (2)$$

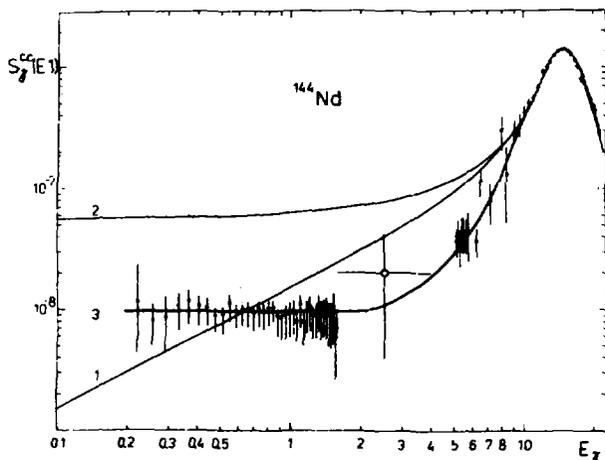
Здесь  $\Gamma_{\delta}(B_n)$  - полная радиационная ширина, а член в квадратных скобках учитывает ее зависимость от энергии возбуждения ядра.

$T_{\alpha_j}^{E_1}(M_1)$  - суммы проницаемостей барьера для  $\alpha$ -распада уровней, заселяемых  $E_1$  ( $M_1$ )-переходами с энергией  $E_{\delta}^{\gamma}$ ,  $N_{\delta\alpha}^k / N_{\delta\alpha}$  - доля площади спектра в  $k$ -м интервале. Отношение силовых функций  $E1$ - и  $M1$ -переходов в фигурных скобках выражения (2) определялось из соотношения полных ширин  $\Gamma_{\delta\alpha}$ , измеренных в резонансах с разным спином, и оказалось близко к единице [2]. В этом случае спектр вторичных  $\alpha$ -частиц в захватном состоянии со спином  $3^-$  на  $2/3$  определяется распадом уровней, заселяемых  $E1$ -переходами, и вклад мультипольности  $M1$  может учитываться как поправка.

На рисунке представлены все экспериментальные значения силовой функции  $E1$ -переходов  $^{144}\text{Nd}$ , полученные к настоящему времени. В области  $0,2 < E_{\delta} < 1,6$  МэВ представлены данные реакции

( $n, \gamma$ ), кружочек - оценка силовой функции по полной радиационной ширине из работы [4], в области  $5 \text{ МэВ} < E_\gamma < B_n$  приведены данные реакции ( $n, \gamma$ ) из работы [5], выше энергии связи нейтрона - данные фотодермических реакций.

Кривая 1 - лоренцевская экстраполяция ГЭДР в область малых энергий [6]. Можно видеть, что она дает правильный порядок величин



ны  $S_\gamma$  в районе  $E_\gamma \approx 0,5 \text{ МэВ}$ , но не описывает ее энергетической зависимости ниже энергии связи нейтрона. Используемая иногда для описания гигантского резонанса брейт-вигнеровская зависимость (кривая 2) также не согласуется с экспериментальными данными. В работе [5] отмечалось, что лоренцевская экстраполяция дает завышенные значения силовой функции жестких  $\gamma$ -лучей для ряда сферических ядер, а в работе [7] из данных реакции ( $d, p \gamma$ ) в области  $E_\gamma > 3 \text{ МэВ}$  была получена суммарная силовая функция  $^{198}\text{Au}$  такой же формы, как и в случае  $^{144}\text{Nd}$ . Все это указывает на существование общей причины расхождения теории с экспериментом при малых энергиях  $\gamma$ -лучей.

С точки зрения теории конечных ферми-систем [8], ширина гигантского резонанса  $\Gamma_G$  является функцией энергии  $\gamma$ -лучей и температуры конечного состояния ядра. Ранее в работах [9, 10] предлагались модификации лоренцевской зависимости, учитывающие энергетическую [9] и температурную [10] зависимости  $\Gamma_G$ . Авторам работ [9, 10] таким путем удалось достичь удовлетворительного согласия

расчетов полных радиационных ширин с экспериментом, но полученные ими зависимости  $S_{\gamma}(E_{\gamma})$  не согласуются с данными в области  $E_{\gamma} < 2$  МэВ. Причина расхождения зависимостей  $S_{\gamma}(E_{\gamma})$  с экспериментом рассмотрена в работе <sup>[11]</sup> и связана, видимо, с тем, что вывод выражения для формы ГЭДР в работе <sup>[11]</sup>, а также в последующих работах противоречит дисперсионным свойствам поляризационного оператора <sup>[11, 12]</sup>. Корректный учет фрагментации квазичастиц в поляризационном операторе приводит к существенно иной зависимости среднего сечения фотопоглощения при малых энергиях

$$\sigma_{E_1}(E_{\gamma}) \approx E_{\gamma} \Gamma_G(E_{\gamma}). \quad (3)$$

Отношение получаемой, исходя из этого, силовой функции к лоренцевской в области  $E_{\gamma} < B_n$  оказывается равным

$$R = \frac{E_{\gamma}^2 + 4\pi^2 T(E_{\gamma})}{E_{\gamma} E_G}, \quad (4)$$

где  $T = \sqrt{u/a}$  - температура ядра в конечном состоянии, а  $E_{\gamma}$  - энергия  $\gamma$ -излучения.

Полученная таким образом силовая функция (кривая 3 на рисунке) хорошо согласуется с экспериментальными данными. Общность полученного результата подтверждается согласием экспериментальных значений полных радиационных ширин с расчетами, проведенными с использованием радиационной силовой функции такого же вида для широкого круга сферических ядер <sup>[13]</sup>.

#### Список литературы

1. Furman W.I. et al. Phys. Lett., 1973, v.44B, N 3, p.465.
2. Анджеевски Ю. и др. - ОИЯИ РЗ-81-433, Дубна, 1981.
3. Втюрин В.А., Попов Ю.П. - ОИЯИ РЗ-82-309, Дубна, 1982.
4. Втюрин В.А. - ОИЯИ РЗ-82-305, Дубна, 1982.
5. Raman S. In: Proc. IV - the Int. Conf. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Grenoble, 1982.
6. Axel P. Phys. Rev., 1962, 126, p.271.
7. Bartholomew G.A. et al. Adv. Nucl. Phys., 1973, 7, p.229.
8. Мигдал А.Б. - Теория конечных ферми-систем. Наука, М., 1965.
9. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. - ЯФ, 1978, 21, с.1534.
10. Бондаренко В.И., Урин М.Г. - ЯФ, 1982, т.35, 2, с.675.
11. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. - ОИЯИ, Р4-82-210, Дубна, 1982.
12. Dover C.V. et al. Ann. of Phys., 1972, 70, p.478.
13. Кадменский С.Г. и др. - В кн.: Тезисы XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., Наука, 1983, с.404.

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ  $R$ -МАТРИЧНОГО ФОРМАЛИЗМА НА  
ПРИВЕДЕННЫЕ ШИРИНЫ, ПОЛУЧАЕМЫЕ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В.Г.Николенко

(ОМЯИ)

Изменение выбранных граничных условий существенно изменяет приведенные нейтронные ширины  $\gamma^2$  и учитываемые удаленные уровни, параметры  $R$ -матрицы  $R$ , получаемые при параметризации экспериментального сечения. Поэтому выбор граничных условий должен определяться теорией.

A change of boundary conditions leads to the change of reduced neutron widths and of R-matrix parameters which take into account the distant resonances. Therefore, the choice of boundary condition should be defined by the theory.

Для параметризации сечения  $\sigma$  на основе  $R$ -матричной теории необходимо выбрать радиус канала  $a$  и граничные условия  $B$  на нем для радиальной волновой функции  $B = \left[ \frac{r}{a} \frac{d\psi}{dr} \right]_a$ . Фактически выбор  $a$  не произволен (например,  $a = 1,35 A^{1/3}$ ). Выбор же  $B$  обычно делается из соображений простоты математических соотношений. Например, чтобы занулить сдвиг уровня выбирает  $B_e = \beta_e$  ( $\beta_0 = 0$ ,  $\beta_i = -1/[1 + (\kappa a)^2]$ ), где  $\beta_e$  - фактор сдвига ( $B_e = 0$ ). Кроме этого, часто использует условия  $B_e = 0$  и  $B_e = -\ell$ . Для  $\ell = 0$  при  $(\kappa a)^2 \ll 1$  все три вида условий практически совпадают. Но для  $\ell \neq 0$  получаемые параметры  $\gamma^2(B)$ ,  $R(B)$  сильно меняются в зависимости от того, какое из этих  $B$  выбрано. Так между  $R(B)$ ,  $R(0)$  и между  $\gamma^2(B)$ ,  $\gamma^2(0)$  существуют такие соотношения

$$R(B) = \frac{R(0)}{1 - B R(0)}, \quad \ln \frac{\gamma^2(B)}{\gamma^2(0)} = 2 R^2(0) + \frac{2}{B} R(0) \ln [1 - B R(0)]. \quad (I)$$

Реальные  $R(0)$  лежат приблизительно в интервале  $(-0,5; 0,5)$ . При этом  $R(-1)/R(0)$  принадлежат к интервалу  $(2; 0,6)$ , а  $\gamma^2(-1)/\gamma^2(0)$  - интервалу  $(0,8; 1,1)$ .

Кроме этого имеется еще один механизм зависимости параметров  $\gamma^2$ ,  $R$  от  $B$ . В самом деле, операция получения  $\gamma^2$  из ширины нейтронного резонанса  $\Gamma$  сильно зависит от  $R(B)$  [1]:

$$\chi^2 = \frac{\Gamma}{2\rho_e} d_e, \rho_0 = \kappa a, \rho_1 = \frac{(\kappa a)^3}{1 + (\kappa a)^2}, d_e = [1 - (3_e - B_e)R(0)]^2 + [\rho_e R(0)]^2. \quad (2)$$

Фактор  $d$  существенно различается при разных  $B$ . Как было показано в работе [2], учет этого фактора (при  $B = 0$ ) приводит к сильному изменению значений  $p$ -силовых функций  $S'_j$  (учтен  $d$ ) в сравнении с приводимыми обычно значениями  $S_j$  ( $d$  не учитывается). На рис.1 кривая 1 соответствует значениям  $S'_j(A)$ , а кривые 2 и 3 -  $S_j(A)$ , рассчитанным из заданных  $S_{ej}(A)$  и  $R_{ej}(A)$  ( $j = l \pm \frac{1}{2}$ ,  $S'_j = \frac{1}{3} S'_{j\frac{1}{2}} + \frac{2}{3} S'_{j\frac{3}{2}}$ ) для двух вариантов зависимости  $R_{ej}(A)$ : а) кривая 2 получена с учетом того, что заполненные  $1p$  и  $2p$  одночастичные уровни не дают вклада в рассеяние из-за принципа Паули (значения  $R_{1\frac{3}{2}}(A)$ , соответствующие этому, представлены кривой 1 рис.2), б) кривая 3 получена без учета принципа Паули ( $R_{1\frac{3}{2}}(A)$  - кривая 2 рис.2).

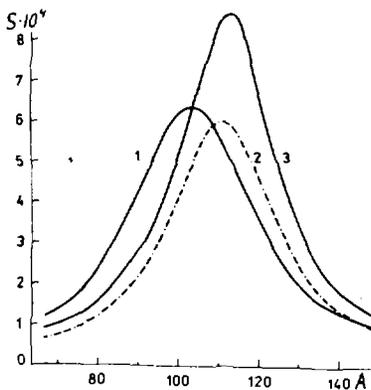


Рис.1

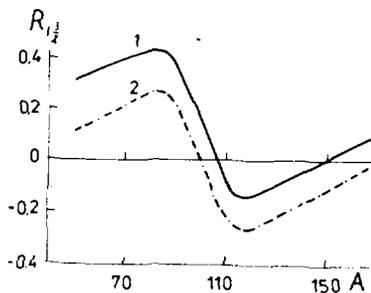


Рис.2

К рассмотренному влиянию фактора  $d$  на  $S'$  надо заметить следующее: при большой энергии нейтронов ( $\kappa a$  сравним с 1)  $d$  имеет заметную энергетическую зависимость (см. таблицу) и пренебрежение им в (2) может приводить к ложной зависимости силовой функции от энергии.

Рассмотренные эффекты, связанные с фактором  $d$  (при  $B = 0$ ), практически не существенны при выборе  $B = S$ , если  $\kappa a \ll 1$ . Т.о. параметризация сечения существенно зависит не толь-

ко от выбора  $\alpha$ , но и от выбора  $B$ .

Значит, если мы хотим не только параметризовать экспериментальное  $G$ , но и сравнить получаемые параметры с теоретическими, то теория должна давать при некотором  $\alpha$  и граничные условия  $B_T$ , с которыми необходимо обрабатывать  $G$  в целях получения  $\gamma^2$  и  $R$ . Параметры  $\gamma^2$ ,

$R$ , выведенные из  $G$  при  $B \neq B_T$  не будут согласовываться, вообще говоря, даже с правильной теорией. Если же мы не интересуемся разделением сечения на резонансное ( $\gamma^2$ ) и потенциальное ( $R$ ), то нам не надо знать реальное значение  $B$ . Это касается сравнения полных сечений с расчетами оптической модели. Но если мы хотим, чтобы  $\gamma^2$  и  $R$  были как можно ближе к средним параметрам, характеризующим нейтронные резонансы, то надо стараться при данном  $\alpha$  выбрать  $B$ , близкое к реальному. Необходимое  $B$  можно пытаться получить, обрабатывая  $G$  с разными  $B$  и отбирая правдоподобное  $B$  по совпадению "экспериментальных" параметров  $\gamma^2$  и  $R$  с теоретическими.

Некоторое заключение о выборе  $B$  можно сделать из общих соображений. Пусть  $X_\lambda$  - собственные функции (компаунд-состояний) некоторой граничной задачи с реальным гамильтонианом,  $\chi_p$  - собственные функции для нейтрона в потенциале среднего поля,  $\psi_c$  - волновая функция мишени в состоянии  $E$ . Разложив  $X_\lambda$  при  $\lambda \leq \alpha$  по базисным функциям  $\psi_c \chi_p$ , получим разложение амплитуды приведенной ширины компаунд-состояния с данными квантовыми числами  $n$  ( $\ell_j$ ) по одночастичным амплитудам:

$$X_\lambda = \sum_{pc} a_{pc}(\lambda) \psi_c \chi_p, \quad \gamma_\lambda = \sum_n a_n(\lambda) \zeta_n.$$

При этом граничные условия, используемые для получения второго разложения, должны быть теми же, что для одночастичного базиса  $\chi_n$ . Значит, для параметризации  $G$  мы должны пользоваться граничными условиями, имеющими место для одночастичных волновых функций  $\chi_n$ . Если  $B = \text{const}$ , то набор  $\chi_n$  является базисом. Тогда можно говорить о фрагментации одночастичной амплитуды по амплитудам компаунд резонансов и о правиле сумм  $\sum \gamma_\lambda^2 = \zeta^2$  вблизи одночастичного состояния. В случае  $B \neq \text{const}$  это, вообще говоря, не так. И выбор  $B_e = \lambda_e$  оправдан только при формальной параметризации  $G$  в узком энергетическом интервале. Тем не менее, таким  $B$  часто пользуются

Таблица

$E$ , кэВ	$R$	$\pm 0,4$	$0,3$	$-0,3$
I	I	I,7	0,5	
100	I,05	I,5	0,6	
200	I,1	I,4	0,7	
500	I,25	I,3	0,84	

как раз в широком интервале энергий  $\sqrt{s}$ . Поэтому к сравнению  $S$  и  $R$ , полученных при таких условиях, с теоретическими надо подходить весьма осторожно.

Список литературы

1. Томас Р., Лейн А. - Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИИ, М., 1960.
2. Николаенко В.Г. - Сообщение ОИЯИ, Р4-83-225, Дубна, 1983.
3. Nogea D.J., e.a. Phys. Rev., 24C, p.1961, 1981.

О РАДИАЦИОННЫХ И НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЯХ  
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

В.В.Воронов, В.Г.Саломьев

(ОМЯИ)

В рамках квазичастично-фононной модели рассчитаны нейтронные и радиационные силовые функции некоторых сферических ядер. Исследован вклад валентных переходов в парциальные E1- и M1-ширины в  $^{59,61}\text{Ni}$ . Получено правильное описание энергетической зависимости нейтронных силовых функций в  $^{207,208}\text{Pb}$  в области энергий на 0,9 МэВ выше энергии связи нейтрона.

ON THE RADIATIVE AND NEUTRON STRENGTH FUNCTION OF SPHERICAL NUCLEI. The radiative and neutron strength functions of some spherical nuclei are calculated within the quasiparticle-phonon model. The contribution of the valence transitions to the partial E1- and M1-widths in  $^{59,61}\text{Ni}$  is investigated. The energy dependence of neutron strength functions in  $^{207,208}\text{Pb}$  is correctly described up to 0,9 MeV above the neutron binding energy.

Изучение взаимодействия нейтронов с ядрами позволяет получить обширную информацию об усредненных характеристиках нейтронных резонансов. К ним относятся радиационные и нейтронные силовые функции. В последние годы проводятся интенсивные исследования фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций сферических ядер в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра [1]. Знание распределения силы малоквазичастичных компонент в широком интервале энергий позволяет успешно рассчитывать нейтронные и радиационные силовые функции [2-4]. В данной работе мы на ряде примеров продемонстрируем достоинства микроскопического расчета силовых функций.

Гамильтониан КФМ включает потенциал среднего поля, спаривательное взаимодействие и факторизованные мультипольные и спин-мультипольные силы, генерирующие в четно-четных ядрах фононные состояния, с соответствующими значениями спина и четности. Большая часть пара-

метров гамильтониана фиксируется по экспериментальным данным для низколежащих состояний [2-4].

В случае  $N$ -нечетного сферического компаунд-ядра его волновые функции записываются в виде:

$$\Psi_{\gamma}^{\pm}(J M) \cdot C_{\gamma\nu} \left( \alpha_{J M}^{\pm} + \sum_{\lambda \mu} D_{\lambda}^{\pm}(\gamma) [\alpha_{\lambda \mu}^{\pm}]_{J M} \right) + \sum_{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2} F_{J I}^{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2}(\gamma) \{ \alpha_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{\pm} \alpha_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^{\pm} \}_{J M} \} \Psi_0, \quad (1)$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра  $\alpha^+$  и  $\alpha^-$  операторы рождения квазичастиц и фононов соответственно. В волновых функциях низколежащих состояний доминирует первый член формулы (1). В случае четно-четных ядер волновые функции записываются в виде суперпозиции одно- и двухфононных компонент. При расчете энергетической зависимости коэффициентов  $C_{\gamma\nu}$  и  $D_{\lambda}^{\pm}$  используется метод силовых функций [1]. Зная функции  $C_{\gamma\nu}$  и  $D_{\lambda}^{\pm}$  можно рассчитать радиационные силовые функции для  $\gamma$ -переходов на низколежащие уровни с большими спектроскопическими факторами [4]. Первый член волновой функции (1) ответствен за валентный  $\gamma$ -переход. Результаты расчетов радиационных силовых функций  $\langle K(E1) \rangle$  и  $\langle K(M1) \rangle$ , взятые из работы [4], продемонстрированы в табл. I. Как видно из табл. I, вклад валентных E1-переходов в силовые функции колеблется от 20 до 100%. Следует подчеркнуть, что даже в области максимума  $S$ -силовой функции невалентные переходы, идущие через компоненты квазичастица плюс фонон волновой функции (1), могут играть заметную роль. В случае M1-переходов такие компоненты доминируют и вклад валентного механизма не превышает 10%.

Величина нейтронной силовой функции  $S_L$  также определяется коэффициентом  $C_{\gamma\nu}$  :

$$S_L = \frac{\Gamma_{\gamma p}^{\circ}}{\Delta E} \sum_{\gamma} g(\gamma) \sum_{\nu \in \Delta E} U_{\gamma}^2 |C_{\gamma\nu}|^2, \quad (2)$$

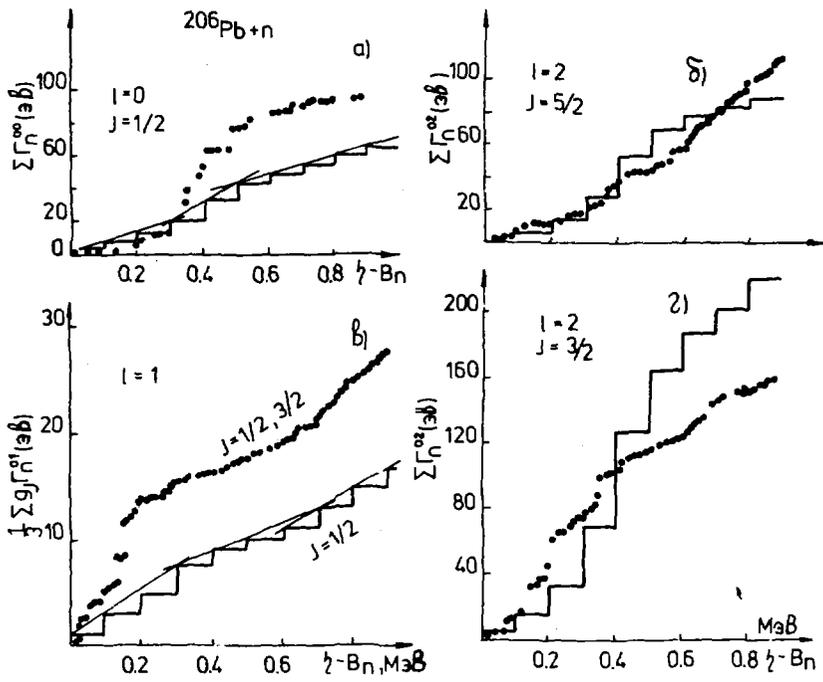
где  $U_{\gamma}$  - коэффициент преобразования Боголюбова,  $\Gamma_{\gamma p}^{\circ}$  - одночастичная приведенная нейтронная ширина. В табл. 2 приведены результаты расчетов нейтронных силовых функций [4, 5]. Наряду с хорошим описанием нейтронных силовых функций КМ правильно воспроизводит величины спектроскопических факторов низколежащих состояний [4].

Таблица I

Ядро	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	$\langle K(E1) \rangle \times 10^9 \text{ МэВ}^{-3}$			$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	$\langle K(M1) \rangle \times 10^9 \text{ МэВ}^{-3}$		
		Экс-перимент	Расчет			Экс-перимент	Расчет	
			Полная величина	Валентная составляющая			Полная величина	Валентная составляющая
$^{55}\text{Fe}$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	1,7	0,6	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	6,6	0,1
	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-_1$	-	0,3	0,25	$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	13	0,1
$^{59}\text{Ni}$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	0,5	0,1	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	1,3	0,1
					$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	-	9,8	0,07
$^{61}\text{Ni}$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	$0,96^{+0,42}_{-0,19}$	0,27	0,27	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	12	4,4	0,3
					$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-_{g.s.}$	27	3,4	0,2

Таблица 2

Составное ядро	Парциальная волна	$S_e \times 10^4$	
		Эксперимент	Расчет
$^{55}\text{Fe}$	$S_{1/2}$	$5,6 \pm 1,7$	8,8
$^{59}\text{Ni}$	$S_{1/2}$	$3,1 \pm 0,8$	2,0
	$P$	$0,04 \pm 0,03$	0,1
$^{61}\text{Ni}$	$S_{1/2}$	$2,4 \pm 0,6$	3,1
	$P$	-	0,2
$^{207}\text{Pb}$	$S_{1/2}$	1,06	0,8
	$d_{3/2}$	1,81	2,4
	$d_{5/2}$	1,24	1,1
	$P$	0,32	0,3
$^{208}\text{Pb}$	$S_{1/2}$	1,4	1,1
	$d$	2,8	2,0



Энергетическая зависимость приведенных нейтронных ширин  $S$ ,  $p$  - и  $d$ -резонансов в  $^{207}\text{Pb}$ , точки - эксперимент, сплошная линия - расчет КЭМ

В работе [6] экспериментально исследованы  $S, p$ - и  $d$ -волновые нейтронные силовые функции в области энергий нейтронов  $E_n=0-900$  кэВ в реакции  $^{206}\text{Pb} + n$ . В энергетической зависимости суммарных приведенных нейтронных ширин  $\sum \Gamma_n^{oe}$  проявляются подструктуры. На рисунке приведены экспериментальные и рассчитанные нами энергетические зависимости  $\sum \Gamma_n^{oe}$  для  $\ell=0,1,2$  в  $^{207}\text{Pb}$ . Наклон гистограмм для  $\sum \Gamma_n^{oe}$  определяет величину силовых функций  $S_\ell$ . В рассчитанных нами величинах, как в экспериментальных, имеются изломы, но они менее ярко выражены. Как показано в работе [5], существование таких подструктур обусловлено наличием локальных максимумов в энергетической зависимости  $C_{\gamma\nu}^2$ . Изломы в энергетической зависимости приведенных нейтронных ширин также наблюдались и в  $^{208}\text{Pb}$ . Расчеты КФМ [5] правильно воспроизводят экспериментальные данные и для  $^{208}\text{Pb}$ . Парциальные нейтронные силовые функции для  $^{207,208}\text{Pb}$  показаны в табл.2. Из табл.2 видно, что получено хорошее описание экспериментальных данных. Наряду с нейтронными силовыми функциями одновременно правильно описывается распределение силы дипольных возбуждений в  $^{208}\text{Pb}$  [7]. Микроскопический подход позволяет объяснить существование подструктур в сечениях фотопоглощения в  $^{206,208}\text{Pb}$ .

Из приведенных выше примеров видно, что в КФМ с единым набором параметров гамильтониана удается описать широкий спектр ядерных характеристик. В отличие от традиционных статистических подходов КФМ позволяет описать не только усредненные характеристики, но и нестатистические эффекты, проявляющиеся в виде подструктур.

#### Список литературы

1. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1977, т.9, вып.4, с.580.
2. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. - Nucl.Phys., 1978, v.A304, p.503.
3. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. - Ядерная физика, 1980, т.31, с.327.
4. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. - Nucl.Phys., 1982, v.A382, p.206.
5. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. JINR, E4-82-389, Dubna, 1982.
6. Horen D.J. e.a. Phys.Rev., 1978, v.C18, p.722; 1979, v.C20, p.478; 1981, v.C24, p.1961.
7. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. JINR, E4-81-422, Dubna, 1981.

ROLE OF E1 AND M1 TRANSITIONS IN THE  $\gamma$ -DECAY FOLLOWING THE NEUTRON  
CAPTURE IN  $^{58,60}\text{Ni}$  AND  $^{56}\text{Fe}$

G. Reffo, F. Fabbri

ENEA, CRE "E. Clementel", Bologna, Italy

Detailed calculations are presented of E1 and M1 contributions to average total radiative width and to average total  $\gamma$ -ray spectra following s-, p-, d- wave neutron capture in the resonance region of  $^{58,60}\text{Ni}$  and  $^{56}\text{Fe}$ .

Расчитан вклад E1- и M1-переходов в  $\bar{\Gamma}_\gamma$  и средние спектры  $\gamma$ -лучей при радиационном захвате нейтронов ядрами  $^{58,60}\text{Ni}$  и  $^{56}\text{Fe}$  для s-, p- и d-волн в резонансной области.

In the literature in general one assumes that E1 transitions dominate the  $\gamma$ -ray decay of composite systems. Here we have selected some structural materials of interest in reactor technology, where the necessity of accounting also for M1 transitions is shown by means of detailed model calculations.

We have estimated the E1 and M1 contributions to the total and partial average radiative widths and to the average total  $\gamma$ -ray spectra following s-, p-, d- wave neutron capture in the resonance region of  $^{58,60}\text{Ni}$  and  $^{56}\text{Fe}$ .

The Brink-Axel model [1],[2] was used for  $\gamma$ -ray transitions taking place via compound nucleus mechanism. The adopted parameterization is shown in table 1. The level schemes adopted were taken from ref.[3] while missing  $\gamma$ -ray branching ratios of discrete levels were estimated by means of the well known Weisskopf transition

probabilities. Level density parameterization was done according to [1].

table 1

Summary of adopted parameters for the calculation of level densities and radiative widths.

Model param. Isotope	a MeV <sup>-1</sup>	U x MeV	T MeV	$\beta$	$\sigma^2$	D OBS keV	E <sub>1</sub> MeV	$\Gamma_1$ MeV	$\sigma_1$ mb	E <sub>2</sub> MeV	$\Gamma_2$ MeV	$\sigma_2$ mb	E <sub>M1</sub> MeV	$\Gamma_{M1}$ MeV	$\sigma_{M1}$ mb
<sup>58</sup> Ni	7.32	8.2	1.31	.17	7.3	14.	16.0	3.7	53	18.6	5.1	75	11.8	2.36	10.6
<sup>60</sup> Ni	8.4	7.3	1.2	.17	4.5	14.	16.0	3.7	55	18.4	5.1	78	11.7	2.34	11.0
<sup>56</sup> Fe	8.52	6.9	1.14	-.25	5.1	19.	17.5	4.8	77	21.4	4.95	39	12.0	2.4	10.3

M1 transition probabilities were estimated in terms of a giant resonance model the parameterization of which was determined (see table 1) by normalization of the strength to the systematics of ref. [4].

Calculated average total E1 and M1 radiative widths are shown in table 2 for the various  $2J^\pi$  quantum numbers involved in the respective resonance regions of <sup>58,60</sup>Ni and <sup>56</sup>Fe. The effective number of degrees of freedom of the lumped  $\chi^2$  distributions are also given in order to quantify the size of the statistical fluctuations characterizing the various calculated as well as measured radiative widths.

table 2

Calculated average E1 and M1 contributions to the total radiative width for s-, p- and d- wave resonances compared to results evaluated from experimental data.

Isotope	$l$	$J^\pi$	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (E1)	$\nu_{\text{eff}}$	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (M1)	$\nu_{\text{eff}}$	$\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{EXC}}$	Ref.	$\nu_{\text{eff}}^{\text{EXP}}$
$^{58}\text{Ni}$	0	$\frac{1}{2}^+$	2200 $\pm$ 883	12	113 $\pm$ 38	17			
	1	$\frac{1}{2}^-$	766 $\pm$ 244	20	456 $\pm$ 234	8			
		$\frac{3}{2}^-$	726 $\pm$ 230	20	380 $\pm$ 153	12			
	2	$\frac{3}{2}^+$	1823 $\pm$ 602	18	106 $\pm$ 36	18			
		$\frac{5}{2}^+$	1387 $\pm$ 444	20	97 $\pm$ 32	18			
$^{60}\text{Ni}$	0	$\frac{1}{2}^+$	1050 $\pm$ 420	12	59 $\pm$ 21	16	1300 $\pm$ 70	[5]	
	1	$\frac{1}{2}^-$	443 $\pm$ 148	18	208 $\pm$ 98	9	1200	[5]	
		$\frac{3}{2}^-$	401 $\pm$ 132	19	190 $\pm$ 69	15			
	2	$\frac{3}{2}^+$	1109 $\pm$ 353	20	53 $\pm$ 18	17			
		$\frac{5}{2}^+$	896 $\pm$ 268	22	45 $\pm$ 15	18			
$^{56}\text{Fe}$	0	$\frac{1}{2}^+$	1070 $\pm$ 428	11	34 $\pm$ 12	15			850 $\pm$ 410
	1	$\frac{1}{2}^-$	246 $\pm$ 87	16	203 $\pm$ 97	9	500 $\pm$ 180	[6]	17.1
		$\frac{3}{2}^-$	231 $\pm$ 75	19	162 $\pm$ 64	13			
	2	$\frac{3}{2}^+$	900 $\pm$ 313	17	32 $\pm$ 11	18	730 $\pm$ 250	[6]	18.5
		$\frac{5}{2}^+$	652 $\pm$ 224	17	25 $\pm$ 8	18			

On the whole a good agreement, within statistical fluctuations, is obtained between the calculated and experimental quantities given in table 2.

In table 3 we quote the calculations for one well known s-wave resonance  $E_\lambda$  for each isotope considered. For each resonance the total as well as the partial radiative width for the transitions to the first two excited level of energy  $E_\mu$  are given.  $\Gamma_\lambda^0$  is the reduced neutron width.

table 3

Calculated partial and total gamma widths for s-wave resonances. Quoted uncertainties are the standard deviation of the respective statistical  $\chi^2$  distributions.

Isotope	$E_\lambda$ (keV)	$E_\mu$ (keV)	$\Gamma_\lambda^0$ (eV)	$\Gamma_Y^{C.N.}$ (meV)	$\Gamma_Y^{VAL}$ (meV)	$\Gamma_Y^{TOT}$ (meV)	$\Gamma_Y^{EXP}$ (meV)	Ref.
$^{58}\text{Ni}$	12.4		9.19	2200 $\pm$ 40%	62	1745 $\pm$ 50%	1530 $\pm$ 7%	[10]
		0		340	35	150	124 $\pm$ 17	[7]
		465		305	18	176	110 $\pm$ 19	[7]
$^{60}\text{Ni}$	12.3		23.98	1050 $\pm$ 40%	127	1670 $\pm$ 50%	2920 $\pm$ 7%	[10]
		0		178	60	444	514 $\pm$ 72	[7]
		283		150	57	380	289 $\pm$ 46	[7]
$^{56}\text{Fe}$	27.7		8.72	1070 $\pm$ 40%	145	650 $\pm$ 50%	1090 $\pm$ 5%	[10]
		0		183	12	103	145 $\pm$ 25	[7]
		14		182	71	26	35 $\pm$ 13	[7]

For the valence mechanism we found a negligible M1 contribution, but an E1 contribution which seems to affect rather significantly the total radiative width  $\Gamma^{TOT}$ , provided on interference term is accounted for

$$(\Gamma_{Y\lambda\mu}^{TOT})^{1/2} = (\Gamma_{Y\lambda\mu}^{CN})^{1/2} + (\Gamma_{Y\lambda\mu}^{VAL})^{1/2}$$

like in ref. [4].

The valence model adopted, namely is the one by Lane-Mughabghab [8] according to the specifications in ref. [9].

Percentual error quoted with calculated quantities are the standard deviations

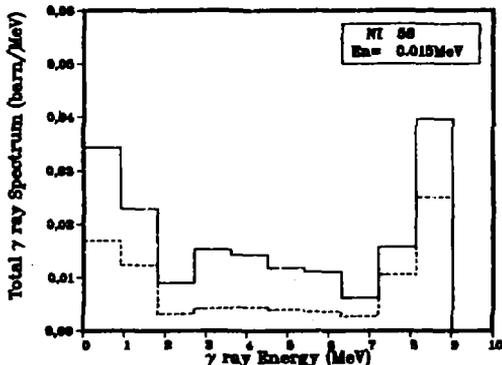
of the corresponding  $\chi^2$  lumped distributions.

$$S.D. = \sqrt{2/v} \langle \Gamma \rangle$$

$v$  being the effective number of degrees of freedom.

As an example, in fig. 1, the average compound nucleus total  $\gamma$ -ray spectrum (full line) and separately only the E1 contribution (dashed line) are given for  $^{58}\text{Ni}$  in the resonance region.

Fig. 1



In fig. 2, again for the same case, the different shapes are shown of the s- (full line) and p-wave spectra ( $J=1/2, 3/2$  dotted and dashed line, respectively). Due to the parity selection rules of  $\gamma$ -ray transitions the s- and d- spectra are dominated by E1 transitions, while the p- spectrum by M1 ones.

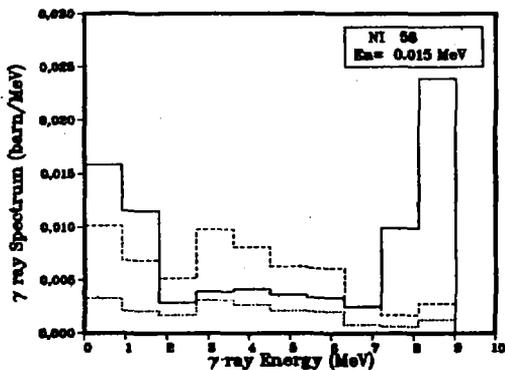


Fig. 2

From the model calculations illustrated one can realize that M1 contributions cannot be neglected in the theoretical estimate of any of the quantities here discussed, where a nuclear structure which favours M1 transitions via the play of JH selection rules couples to M1 transition strength comparable to that of E1 transitions

#### REFERENCES

1. G. Reffo, Parameter systematics for statistical theory calculations of neutron reaction cross sections. Lectures held at ICTP Trieste "Winter Course on Nuclear Physics and Reactors", 17 January - 10 March 1978. Report IAEA, SMR 43 (1980) pag. 205.
2. V. Benzi, G. Reffo, M. Vaccari, contributed paper to the IAEA "Fission Product Nuclear Data Meeting", Bologna 26-30 Nov. 1973. Report IAEA 169, pag. 123 (1974).
3. C.M. Lederer and V.S. Shirley, Tables of isotopes, 7th ed., John Wiley & Sons, Inc. New York (1978).
4. J. Kopecki, Proc. of the 4th (n, $\gamma$ ) Int. Symp., Grenoble 7-11 Sept. 1981, pag. 423. Inst. of Phys. Conf. Series n. 62 Bristol and London.
5. C.M. Perey, J.A. Harvey, R.L. Macklin, R.R. Winters and F.G. Perey, "Neutron transmission and capture measurements and analysis of  $^{60}\text{Ni}$  from 1 to 450 keV, ORNL-5893, ENDF-330, Oak Ridge National Laboratory, November 1982.
6. F. Corvi, A. Brusegan, R. Buyl, G. Rohr, R. Shelley and T. Van der Veen, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp 6-10 September 1982.
7. H. Beer, R.R. Spencer and F. Käppeler, Zeitschrift für Physik A 284, 173 (1978).
8. A.M. Lane, S.F. Mughabghab, Phys. Rev. C 10 (1974), 412.
9. A. Mengoni, G. Reffo, International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, pag. 755, Antwerp 1982, K.H. Böckhoff (ed.).
10. K. Wisshak, F. Käppeler, G. Reffo, F. Fabbri, Neutron capture in s-wave resonances of  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{60}\text{Ni}$ , KfK report 3516, July 1983.

## IMPORTANCE OF VALENCE MECHANISM IN NEUTRON CAPTURE

G. Reffo <sup>\*</sup>, F. Fabbri <sup>\*</sup>, A. Mengoni <sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> ENEA, CRE "E. Clementel", Bologna, Italy

<sup>\*\*</sup> Guest researcher at ENEA, Bologna, Italy

The role and the importance of the valence mechanism in neutron capture is illustrated at the example of the neutron radiative capture calculation at 30 KeV on <sup>86</sup>Kr.

Роль и важность валентного механизма при захвате нейтронов показана на примере расчета сечения радиационного захвата <sup>86</sup>Kr при энергии 30 КэВ.

Recently measurements for the average cross section of neutrons with maxwellian energy distributions peaked at 30 KeV are made available for <sup>86</sup>Kr:

$$\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle = (5.6 \pm .7) \text{mb} [1] ; \langle \sigma_{n,\gamma} \rangle = (4.6 \pm .7) \text{mb} [2] ; \langle \sigma_{n,\gamma} \rangle = (4.8 \pm 1.2) \text{mb} [3] .$$

In addition <sup>86</sup>Kr neutron resonance characteristics are also available from ref. 3.

All these experimental information makes possible the study of <sup>86</sup>Kr KeV neutron capture to test the validity and the role played by compound nucleus and valence capture mechanisms.

In Table a selection, out of ref. 3, is reported for the <sup>86</sup>Kr neutron resonances of known characteristics.

Experimental and calculated neutron resonance characteristics in  $^{86}\text{Kr}$ .

$E_n$	$J^\Pi$	$g\Gamma_n$	$\text{EXP } \Gamma_Y^{J\Pi}$	$\langle \text{EXP } \Gamma_Y^J \rangle$	$\langle \text{STAT } \Gamma_Y^J \rangle_{M1, E1} + \text{S.D.}^\nu$	$\text{VAL } \Gamma_Y^J$	$\text{TOT } \Gamma_Y^{J\Pi}$
36.93	$\frac{1}{2} +$	53	300 $\pm$ 80	250 $\pm$ 80	200 $\pm$ 80 <sup>10</sup>	40	240 $\pm$ 80
43.91	$\frac{1}{2} -$	125	390 $\pm$ 100	360 $\pm$ 100	340 $\pm$ 200 <sup>6</sup>	20	360 $\pm$ 200
49.64	$\frac{1}{2} +$	42	200 $\pm$ 60	250 $\pm$ 80	200 $\pm$ 80 <sup>10</sup>	15	215 $\pm$ 80
54.37	$\frac{3}{2} -$	402	550 $\pm$ 150	550 $\pm$ 150	390 $\pm$ 200 <sup>8</sup>	210	600 $\pm$ 200
78.86	$\frac{1}{2} -$	95	330 $\pm$ 120	360 $\pm$ 120	340 $\pm$ 200 <sup>6</sup>	15	355 $\pm$ 200

In the columns from left to right one has the resonance energies  $E_n$ ; the quantum characteristics  $J^\Pi$ ; the neutron width  $g\Gamma_n$ ; total measured radiative widths  $\text{EXP } \Gamma_Y^{J\Pi}$ ; average s- and p-wave total experimental radiative widths per spin state  $\langle \text{EXP } \Gamma_Y^J \rangle$ ; average s- and p-wave total radiative widths per spin state  $\langle \text{STAT } \Gamma_Y^J \rangle_{M1, E1} + \text{S.D.}^\nu$  calculated in terms of Brink-Axel model for compound nucleus radiative decay [4], inclusive of M1 and E1 transitions, S.D. being the standard deviation of the lumped  $\chi^2$  distribution of all partial widths and  $\nu$  the inherent number of degrees of freedom; total valence contribution as a sum of E1 and M1 contributions  $\text{VAL } \Gamma_Y^J$ ; total calculated radiative width  $\text{TOT } \Gamma_Y^{J\Pi}$  as a sum of valence and compound nucleus contribution (both E1 and M1 transitions included), without interference effect.

In order to determine the expectation value of  $n, \gamma$  cross section at 30 KeV the usual Hauser-Feshbach theory with width fluctuation correction has been used. This was parametrized using the mean spacing of s-wave resonances,  $D_{\text{OBS}} = (40 \pm 14) \text{KeV}$ , deduced from the complete set of data of ref. 3 and normalizing the calculated  $\Gamma_Y^{J\Pi}$  to the corresponding average values in column 5 (see Table). It is important to note here that the adopted values for  $D_{\text{OBS}}$  is in perfect agreement with the local systematics of the level density parameter "a" deduced for the families of Kr, Se, Br isotopes.

So far the value which can be obtained in terms of statistical model is  $\langle \sigma_{n, \gamma}(30 \text{ KeV}) \rangle = 20 \text{ mb}$ , 4 times greater than experimental ones.

The idea to overcome the discrepancy found by assuming a valence contribution comes from the large value  $\rho = .94$  of the correlation coefficient between the measured values for  $\Gamma_n$  and  $\Gamma_\gamma$ . In particular, from the comparison of experimental and calculated quantities in table 1 one can see that the large  $\Gamma_\gamma^{EXP}$  observed at 54.37 KeV comes from the large E1 valence transitions correlated to the large  $\Gamma_n$  value. Differently, the fluctuations observed for the  $\Gamma_\gamma^{EXP}$  of the other quoted resonances mostly are denominated by statistical fluctuations according to the very low number of degrees of freedom characterizing the lumped width distribution in all cases, see Column 6. The very good overall agreement between columns 4 and 8 suggests that the appropriate average  $\langle \Gamma_\gamma^{II} \rangle$  values to be used in capture calculations are just the Brink-Axel model ones [4] quoted in column 6, without any normalization to the experimental ones.

One finds that at 30 KeV the valence contribution to neutron capture is negligible because it affects only a few channels feeding the lower lying levels in  $^{87}\text{Kr}$ , out of the bulk of all other innumerable statistical channels.

On the contrary the compound nucleus contribution dominates and is so found to be  $\langle \sigma_{n,\gamma}(30 \text{ KeV}) \rangle = (8 \pm 2.7) \text{ mb}$ , the quoted uncertainty being due to that of  $D_{OBS}$ , according to error propagation.

The model adopted for valence calculations is namely the Lane-Mughabghab one [5] with the specifications given in ref. [6].

From the example illustrated one may conclude that even if valence mechanism do not contribute appreciably to neutron capture cross section nevertheless, in specific nuclei, it may be of great help in explaining apparently ambiguous situations and in determining the appropriate model parameterization.

The case considered also gives additional evidence for the validity of the adopted models for radiative decay of compound nucleus and capture cross section calculations.

#### REFERENCES

1. G. Walter, F. Käppeler, Z.Y. Bao, p.c. 1982.
2. G. Walter, H. Beer, F. Käppeler, R.E. Penzhorn, p.c. 1982.
3. S. Raman; B. Fögelberg, J.I. Harvey, R.L. Macklin, P.H. Stelson, H. Schröder, K.-L. Kratz to appear in Phys. Rev. C 1983.

4. G. Reffo, Parameter systematics for statistical theory calculations of neutron reaction cross section. Lectures held at ICTPT Trieste "Winter Course on Nuclear Physics and Reactors", 17 January-10 March 1978 - Report IAEA, SMR 43 (1980) pag. 205.
5. A.M. Lane, S.F. Mughabghab, Phys. Rev. C 10 (1974) 412.
6. A. Mengoni, G. Reffo, International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology pag. 755 Antwerp 1982, K.H. Böckhoff (ed.).

О ВКЛАДЕ ПРЯМОГО ОДНУСТУПЧАТОГО МЕХАНИЗМА В РЕАКЦИЮ  
ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРОТОНОВ НА ЦИРКОНИИ-90 ПРИ  $E_p = 22,2$  МэВ

Н.Н.Титаренко, Е.Л.Ядровский

( ДМ )

На основе микроскопического метода искаженных волн оценен вклад прямого одноступенчатого механизма в полный спектр нейтронов реакции  ${}^{90}\text{Zr}(p, n)$  для энергии протонов 22,2 МэВ.

The singlestep direct emission in the  ${}^{90}\text{Zr}(p, n)$  reaction with 22.2 MeV protons are estimated by the microscopic DWBA method.

В работе [1] в рамках микроскопического метода искаженных волн на основе конфигурации  $|1g_{9/2}^{-1}(n) 1g_{9/2}(p); J^{\pi}\rangle$  ядра  ${}^{90}\text{Nb}$  был проведен анализ жесткой части спектра нейтронов реакции  ${}^{90}\text{Zr}(p, n)$  при  $E_p = 22,2$  МэВ. Было получено хорошее согласие расчетов с экспериментальными угловыми распределениями нейтронов при возбуждении изобар-аналогового состояния ядра  ${}^{90}\text{Nb}(0^+, E_x = 5,14$  МэВ), а также  $1^+$ ,  $E = 2,126$  МэВ.

В этой работе проводится оценка доли прямого механизма реакции  ${}^{90}\text{Zr}(p, n)$  во всем спектре нейтронов  $E_n \sim 2+15$  МэВ. Мы рассчитали вклад в спектр более 30 частично-дырочных конфигураций  $|j_1^{-1}(n) \otimes j_2(p)\rangle$  ядра  ${}^{90}\text{Nb}$ , когда были учтены все переходы из нейтронных оболочек ( $2p, 1f, 1g_{9/2}$ ) на протонные  $3s, 2d, 1g, 1h_{11/2}$ . По программе ВАР-82 [2] получены дифференциальные и интегральные характеристики возбуждения состояний ядра  ${}^{90}\text{Nb}$  с  $J = 0+9$  обеих четностей.

Расчет проводился в рамках следующих приближений. На основе микроскопического подхода МИВ учитывался только прямой одноступенчатый механизм  $(p, n)$  реакции. Параметры оптического потенциала во входном канале были выбраны по наилучшему описанию упругого рассеяния протонов на  ${}^{90}\text{Zr}$  при энергии 22,5 МэВ [3], в выходном нейтронном канале использовалась глобальная систематика оптических параметров из работы [4]. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия содержал только центральные статические компоненты, параметры которых были взяты из других работ по лучшему описанию возбуждения

изобар-аналоговых и гамов-теллеровских состояний в широкой области ядер и в процессе расчетов не варьировались ( $V_{\tau}=19$  МэВ,  $V_{\sigma\tau}=12$  МэВ, взаимодействие Дюава с радиусом  $r=1.0$  ф. ) [1]. Волновые функции состояний  $^{90}\text{Nb}$  определялись в приближении I дырка-I частица  $|j_1^{-1}(n) j_2(p) : J^{\pi}\rangle$  без учета смешивания конфигураций. Энергии "центров тяжести" конфигураций находились по положению однонуклонных уровней [5]:  $E_{j_1^{-1} j_2} = E_{j_2} - E_{j_1}$

Как показали расчеты при энергии  $E_p=22,2$  МэВ, величина сечения прямой реакции перезарядки слабо зависит от положения возбуждаемого состояния остаточного ядра, поэтому для упрощения везде предполагалось, что энергии частично-дырочных возбуждений равны энергиям соответствующих уровней мультиплета  $|1g_{9/2}(n) 1g_{9/2}(p) : J^{\pi}\rangle$  [6].

В таблице приведены рассчитанные сечения (в мбн) реакции перезарядки протонов, идущей с возбуждением простых состояний ядра  $^{90}\text{Nb}$ .

$J$	0	1	2	3	4	5	$\sum_{J=0}^J G_J$
Точный расчет	3,56	10,79	7,77	5,96	2,98	1,82	34,25
Приближение	8,91	13,11	10,79	5,70	3,32	2,13	45,30

Верхняя строка таблицы соответствует полному расчету всех переходов в рамках приближений указанных выше. Для каждого значения  $J$  показана сумма всех возможных частично-дырочных переходов, приводящих к возбуждению состояния с данным спином  $J$ . Суммарный вклад состояний с  $J = 6+9$  составляет  $\sim 1,33$  мбн или менее 3%, в таблице эти переходы не указаны.

Нижняя строка таблицы соответствует расчетам, в которых вклад произвольного мультиплета оценивался на основе вклада конфигурации  $|1g_{9/2}^{-1}(n) 1g_{9/2}(p) \rangle$  с использованием соотношения:

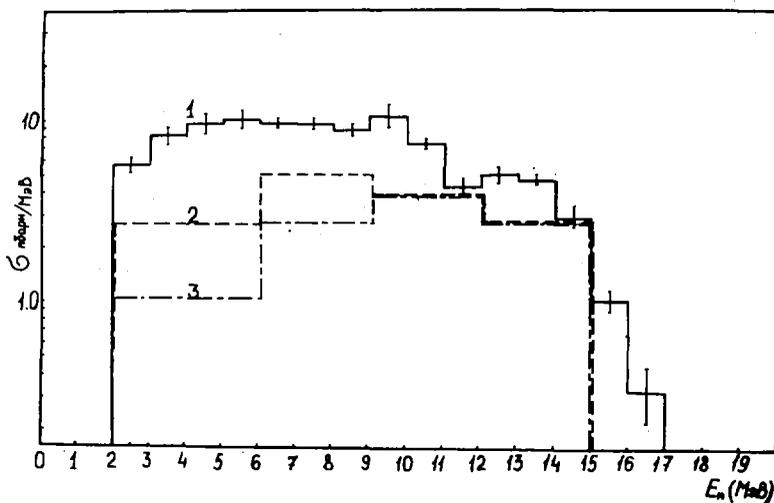
$$G(j_1^{-1} j_2 p : J^{\pi}) = \left( \frac{2j_1 + 1}{10} \right) G[1g_{9/2}^{-1}(n) 1g_{9/2}(p)]. \quad (1)$$

Формула (1) получена в предположении, что угловые распределения продуктов прямой реакции перезарядки в основном определяются спином возбуждаемого состояния и не зависят от других квантовых чисел

частично-дырочных конфигураций рассматриваемого мультиплета.

Как видно из таблицы, в рамках упрощенного варианта удовлетворительно описывается возбуждение состояний с  $J > 2$ . Такое приближение может оказаться очень полезным при оценках вклада в сечение состояний с большим значением  $J$ . Прямое вычисление на ЭВМ-сечений возбуждения состояний с большим спином приводит к существенному увеличению времени расчетов. Приближение (I) позволяет довольно простым способом учесть верхнюю границу вклада прямого одноступенчатого механизма в реакции перезарядки при возбуждении состояний высокой мультипольности. Однако оно не годится для описания сечения возбуждения состояния  $0^-$  на основе расчетов  $0^+$  (ИАС) перехода, так как возбуждение состояния  $0^-$  связано часто с изменением радиального квантового числа ( $\Delta N = \pm 1$ ) в переходах типа  $(1f_{5/2}^{-1}(n)2d_{5/2}(p):0)$ , что приводит к существенному подавлению сечения. Такое же подавление переходов с  $\Delta N = \pm 1, \pm 2$  наблюдается и для возбуждения состояний с большими спинами ( $J = 1, 2, \dots$ ), что приводит к завышенным значениям сечений, рассчитанных по ф.(I).

На рисунке приведены результаты расчетов спектра нейтронов из реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  для  $E_p = 22,2$  МэВ, обусловленных прямым одноступенчатым механизмом [гистограмма 3 - точный расчет по МНВ, гистограмма 2 - оценка по ф.(I)].



Эти гистограммы получены следующим образом. Весь спектр был разделен на интервалы  $\Delta E_n = 3 - 4$  МэВ, и среднее по интервалу сечение определялось как сумма попадающих в него отдельных переходов, деленная на ширину интервала.

Гистограммой I показан вклад в сечение перезарядки прямых процессов, выделенных из полных спектров по асимметрии угловых распределений нейтронов [7].

Из рисунка видно, что интенсивность жесткой части наблюдаемого спектра нейтронов из реакции  ${}^{90}\text{Zr}(\rho, n)$  можно объяснить в основном вкладом прямого одноступенчатого возбуждения состояний  ${}^{90}\text{Nb}$ , лежащих ниже ИАС  $O^+ E = 5,14$  МэВ. Результаты приближенного и точного расчетов этой части спектра практически совпадают. Это означает, что ф.(I) можно применять для оценок вклада прямого одноступенчатого процесса в жесткую часть спектра реакции  $(\rho, n)$  на других ядрах.

Отличие результатов наших расчетов от экспериментального спектра при  $E_n = 2 - 9$  МэВ может быть обусловлено несколькими причинами. Известно [8], что в области энергий возбуждения выше ИАС  $O^+$  большой вклад в спектр реакции  $(\rho, n)$  дает двухступенчатый механизм возбуждения двухфоновных аналогов коллективных состояний ядра мишени. В эту область спектра могут дать вклад статистические прямые многоступенчатые процессы [9], [10]. Выход нейтронов с асимметричным угловым распределением возможен в реакциях выбивания нуклонов [11], пороги которых равны 12 и 16,6 МэВ для реакций  ${}^{90}\text{Zr}(\rho, \rho n)$  и  $(\rho, 2n)$  соответственно. В литературе [12] обсуждаются и другие механизмы реакции  $(\rho, n)$ . Заметим, что анализ всех этих механизмов в рассматриваемом процессе  ${}^{90}\text{Zr}(\rho, n)$  при  $E_p = 22,2$  МэВ осложняется тем, что при энергии нейтронов  $E_n < 9$  МэВ в полный спектр основной вклад вносит механизм статистического распада составного ядра.

В заключение отметим, что успех использованных нами моделей независимых частиц и метода искаженных волн при описании жесткой части спектра данной реакции не исключает важности смешивания конфигураций и вклада многоступенчатых процессов при возбуждении отдельных состояний ядра  ${}^{90}\text{Nb}$ , расположенных ниже энергии ИАС  $O^+$ .

#### Список литературы

1. Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л. - Препринт ЦЭИ-1425, Обнинск, 1983; см. также доклад данной конференции.
2. Титаренко Н.Н. - Препринт ЦЭИ-1331; ЦЭИ-1356, Обнинск, 1982.
3. Gray W.S. et. al., Phys. Rev. 1966, v.142, p. 735.
4. Rapoport I. et. al. Nucl. Phys., 1979, v. A330, p.15.

5. Schröder A. Nuovo Cim., 1958, v.7, p. 461.
6. Yoshida Y. et. al., Nucl. Phys., 1972, v. A187, p. 161.
7. Бирюков Н.С. и др. Препринт ФЭИ-941, Обнинск, 1979.
8. Brown V.R. et. al., Phys. Rev. Lett. 1972, v. 28, p. 629.
9. Feshbach H. et. al. Ann. of Phys., 1980, v. 125, p. 429.
10. Avaldi L. et. al., Phys. Lett., 1980, v. 94b, p. 463.
11. Cohen B.L. et. al. Phys. Rev. 1957, v. 108, p. 768.
12. The (p, n) reaction and the nucleon-nucleon force, ed. by C.D. Goodman et. al., Plenum Press, New York, 1980, 539 p.

## МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ

М.В.Савин, М.К.Сараева

Проведено описание спектров фотонейтронов по каскадной теории испарения нуклонов с учетом предравновесного распада ядра.

Photonutron spectra description on cascade theory of evaporation nuclides subject to the preequilibrium nuclear decay was done.

В работах [1,2] было показано, что энергетическое распределение функции возбуждения ядра влияет на форму спектра фотонейтронов. Неучет этого фактора при анализе экспериментальных данных может привести к неправильным значениям извлекаемых параметров плотности уровней возбужденных ядер.

В настоящей работе проведено описание спектров фотонейтронов в рамках статистической теории каскадного испарения нейтронов с учетом предравновесного излучения, используя формализм, наложенный в работе [3]. Спектр фотонейтронов с учетом деления ядер представлялся в виде:

$$N(\delta_n, E_\gamma) = d_1 N_{ст}(\delta_n, E_\gamma) + d_2 N_{пр}(\delta_n, E_\gamma) + d_3 \bar{V} N_f(\delta_n, E_\gamma),$$

$$d_1 + d_2 + d_3 = 1, \quad (1)$$

$$d_3 = \frac{\sigma_{\gamma f}(E_\gamma)}{\sigma_{\gamma n}(E_\gamma) + \sigma_{\gamma f}(E_\gamma)}$$

Суммарное по каскадам энергетическое распределение нейтронов, испускаемых составным ядром А в состоянии термодинамического равновесия, можно записать [3]:

$$N_{ст}(\delta, E_{\gamma max}, A) = \sum_{k=1}^{k_{max}} \int_{Q_{nk} + \delta_k}^{E_{\gamma max} - \sum_{j=1}^{k-1} Q_{nj}} X_{k-1}(E_{k-1}) Y_k(\delta, E_{k-1}) dE_{k-1}, \quad (2)$$

где вероятность излучения К-го нейтрона с кинетической энергией  $\delta$  ядром с энергией возбуждения  $E_{K-1}$  есть

$$Y_k(\delta, E_{k-1}) = L_k(E_{k-1}) \sigma_c(\delta) \rho(E_{k-1} - Q_{nk} - \delta). \quad (3)$$

функция возбуждения  $X_k$  имеет вид:

$$X_n(E_n, E_{\gamma \max}, A-K+1) = \int_{\alpha_n \cdot E_n}^{E_{\gamma \max} - \sum_{j=1}^{K-1} \alpha_{nj}} X_{n-1}(E_{n-1}) \cdot P_n(E_n, E_{n-1}) dE_{n-1} \quad (4)$$

Вероятность  $P_n$  для ядра, имеющего энергию возбуждения  $E_{n-1}$ , после излучения нейтрона окажется с энергией возбуждения  $E_n$  получается из  $Y_n(\delta_n, E_n)$  путём замены  $\delta_n$  в соответствии с законом сохранения энергии  $E_{n-1} = E_n + \delta_n + \alpha_{nn}$ . Первоначальная функция возбуждения ядра  $X_0$  для  $E_{\gamma \max} = 15$  МэВ принималась в виде гауссовского распределения и для  $E_{\gamma \max} > 15$  МэВ в виде лоренцовской линии. Положения и ширины распределений определялись по экспериментальным данным.

При поглощении  $\gamma$ -кванта ядром образуется двухквaziчастичное возбужденное состояние  $I \pi I$  ( $k$  (число экситонов  $n = p + k = 2$ ), которое в дальнейшем распадается либо испусканием нуклона (при этом ядро остаётся в  $I$   $k$  состоянии), либо вследствие рождения ещё пары частица-дырка (ядро переходит в  $2p2$   $k$  состояние) и т.д. Спектр неравновесных фотонейтронов, усреднённый по функции возбуждения ядра  $X_0$ , будет иметь вид

$$N_{np}(\delta, E_\gamma) = \text{const} \cdot \int_{\alpha_n \cdot E}^{E_{\max}} \sum_{n=0}^n \frac{1}{n!} (n^2 - 1) \left( \frac{u}{E^*} \right)^{n-2} X_0(E_\delta) dE_\delta \quad (5)$$

где  $E^*$  и  $u = E^* - \alpha_n \cdot E$  энергии возбуждения составного и остаточного ядер соответственно.

Спектр нейтронов фотоделения и их доля  $\alpha_3$  определялись, используя зависимость Террела  $\delta = f(V)$  и систематику [4]. Предполагалось, что энергетическое распределение нейтронов фотоделения такое же, как при делении ядер нейтронами при равных энергиях возбуждения делящегося ядра.

Результаты расчётов вместе с экспериментальными данными [5-8] приведены на рис. 1 и 2. В расчётах зависимость плотности уровней от энергии возбуждения ядра принималась в виде:  $\rho(u) \sim \exp(\alpha u)$ , значения параметра  $\alpha$  находились из систематики [10]. Величина и энергетическая зависимость  $\alpha_3$  определялись на основании данных работы [9]. Из рис. 1-2 видно, что расчёты, в основном, хорошо согласуются с результатами эксперимента. Систематическое превышение данных [6] в области энергий  $E_n > 5$  МэВ может быть связано с двумя обстоятельствами:

В области  $E_n > 5$  МэВ спектр нейтронов, в основном, обусловлен

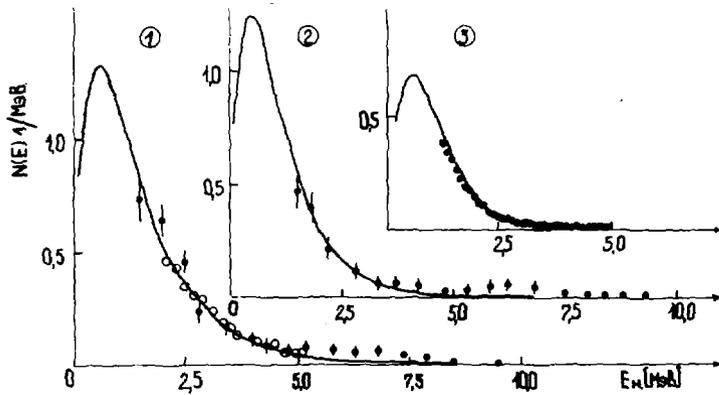


Рис.1 Спектр фотонейтронов  $^{181}\text{Ta}$  :  
 1 -  $E_{\gamma\text{max}} = 30$  МэВ,  $\circ$  - [5],  $\bullet$  - [6];  $a_2 = 0,17$ ;  
 2 -  $E_{\gamma\text{max}} = 20$  МэВ,  $\bullet$  - [6];  $a_2 = 0,09$ ;  
 3 -  $E_{\gamma\text{max}} = 16$  МэВ,  $\bullet$  - автор, — расчет,  $a_2 = 0,033$ .

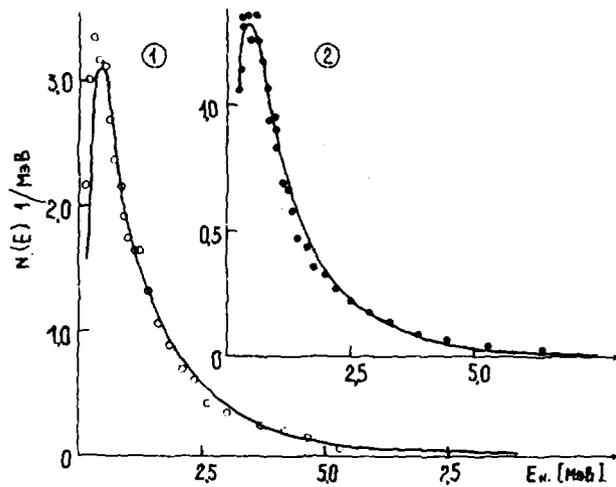


Рис.2 Спектр фотонейтронов из  $^{238}\text{U}$  :  
 1-  $E_{\gamma\text{max}} = 45$  МэВ,  $\circ$  - [8];  $a_2 = 0,16$ ;  
 2-  $E_{\gamma\text{max}} = 16$  МэВ,  $\bullet$  - [7]; — расчет.  
 $a_2 = 0,03$

предравновесным излучением и прямым взаимодействием  $\gamma$ -квантов с нуклонами в ядре. Последний процесс здесь не учитывался. Можно улучшить согласие путём увеличения  $d_2$  до 0,5 - 0,6. Однако такое значение  $d_2$  будет чрезмерно большим с точки зрения динамики взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядром.

Спектры нейтронов  $[6]$  измерены под углом  $\theta = 90^\circ$  к направлению потока  $\gamma$ -квантов. Угловое распределение высокоэнергетических нейтронов ( $E_n > 5$  МэВ) имеет максимум при  $\theta = 90^\circ$ , при этом анизотропия может достигать  $\sim 1,5$  и более, особенно при высоких энергиях  $\gamma$ -квантов. Это могло привести к отличию расчётных (интегральных по углу) и экспериментальных данных.

Из проведенного анализа видно, что статистическая теория распада составного ядра в фотоядерных реакциях, в основном, хорошо воспроизводит энергетическое распределение вылетающих нейтронов. Однако для более полного понимания механизма протекания реакции и получения количественных характеристик необходимы экспериментальные данные в широком диапазоне энергий нейтронов и особенно в области  $E_n < 2$  МэВ.

#### Список литературы

1. Шубин Ю.Н., Ставинский В.С.-Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике. г.Киев, 1975г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.3, с.133.
2. Ставинский В.С., Шубин Ю.Н.-Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике. Киев, 1977г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.1, с.89.
3. Савельев А.Е.-Бюллетень ЦЯД, вып.7, приложение I, Атомиздат. 1977.
4. Howerton R.J.-Nucl.Sci.Eng., 1977, v.62, p.438.
5. Евсеев В.С. и др.-Ядерная физика, 1975, т.21, вып. 2, с.245.
6. Cortini G. et al.-Nuovo Cim., 1958, v.9, p.85.
7. Глазунов Ю.Я., Савин М.В. и др.-ЖЭТФ, 1964, т.46, № 5, с.1906.
8. Gayther D.B., Goode P.D.-J.Nucl. Engng, 1967, № 21, p.733.
9. Зелигер Д. и др.-Нейтронная физика. (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике. Киев, 1973). Обнинск, 1974, ГКАЗ, ч.1, с.269.
10. Cook J.L. et al. Aust.J.Phys., 1967, v.20, p.477.

ВЛИЯНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА И ЧЕТНОСТИ  
НА РАСЧЕТЫ СПЕКТРОВ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ

В.М.Бычков, А.Б.Пащенко, В.И.Пляскин

(ФЭИ, Обнинский филиал МИФИ)

В рамках формализма Хаузера-Фешбаха-Молдауэра исследовано влияние эмиссии  $\gamma$ -квантов и законов сохранения углового момента и четности на расчет функций возбуждения реакции ( $n, 2n$ ) и спектров эмиссии нейтронов.

The influence of  $\gamma$ -ray emission and the laws of conservation of parity and angular momentum upon calculations of ( $n2n$ ) reaction excitation function and emission spectra have been investigated in the framework of Hauser-Feshbach-Moldauer's formalism.

Ранее [1] нами было показано, что при энергиях падающих нейтронов  $\sim 7+15$  Мэв в широком диапазоне массовых чисел ( $A \approx 50+200$ ) с единым набором параметров удается хорошо описать спектры эмиссии нейтронов и сечения реакции ( $n, 2n$ ) по испарительной модели Вайскоффа с учетом интегрального вклада неравновесных процессов в рамках экситонной модели. Однако в испарительной модели не учитываются законы сохранения углового момента и четности при распаде составного и последовательно образующихся остаточных ядер, что может привести к ошибке в расчетах сечения реакции ( $n, 2n$ ) и спектров эмиссии нейтронов. В связи с этим возникла необходимость количественно оценить влияние учета законов сохранения углового момента и четности распадающейся системы при разных энергиях возбуждения и проверить в рамках более строгой теории выводы, сделанные в работе [1]. Здесь в качестве примера все расчеты выполнены для ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Основное внимание уделено следующим вопросам:

- а) влияние учета законов сохранения углового момента и четности на вычисление спектров эмиссии нейтронов,
- б) влияние конкуренции гамма-квантов на вероятность эмиссии нейтронов в каскадных реакциях.

Расчеты проводились по программе "STAPRE" [2], в которой реализован алгоритм расчета сечений ядерных реакций по статистической теории в формализме Хаузера-Фешбаха-Молдауэра (ХФМ) с учетом

неравновесных процессов в рамках экситонной модели. Коэффициенты проницаемости для нейтронов, протонов и альфа-частиц вычислялись в рамках оптической модели (программа [3] с потенциалами из работ [4 - 6]). Плотность ядерных уровней рассчитывалась по модели ферми-газа с "обратным смещением" [7]. Схемы низколежащих уровней брались из компиляции [8], а энергии связи нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц в составном и остаточном ядрах - из работы [9]. На рис. I приведены спектры эмиссии нейтронов, рассчитанные по соотношениям испарительной модели (программа [8]) и формуле ХМ при энергиях падающих нейтронов ( $E_n = 14,5$  и  $20,6$  МэВ), достаточных для испускания двух частиц. Учет закона сохранения углового момента приводит к заметному изменению формы спектра вторых нейтронов (меньше нейтронов низких энергий) только в случае, когда энергия падающих нейтронов близка к порогу реакции ( $n, 2n$ ).

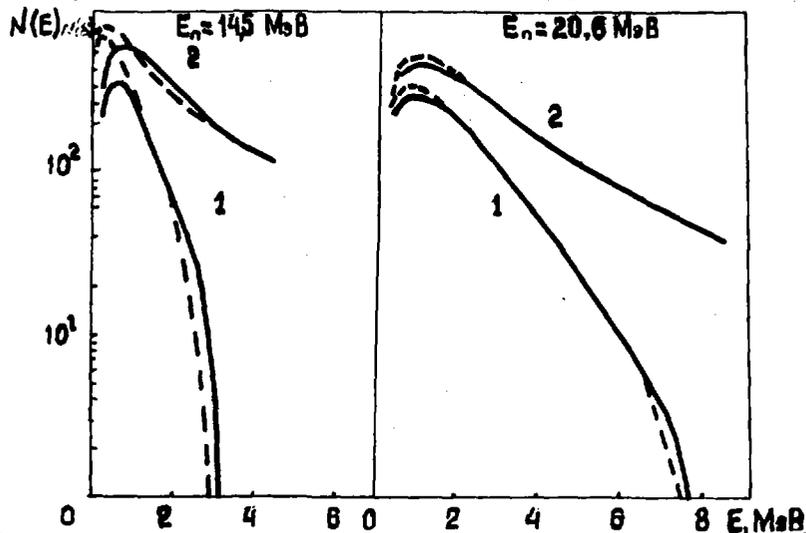


Рис. I Сравнение спектров нейтронов, рассчитанных по испарительной модели (---) и формуле Хаузера-Тембаха-Молдауэра. 1, 2 - спектры второго нейтрона и суммарный соответственно.

Учет конкуренции процессов ( $n, n'f$ ) и ( $n, 2n$ ) в испарительной модели приводит к уменьшению сечения реакции ( $n, 2n$ ), особенно на тяжелых ядрах [1]. Здесь вопрос о конкуренции гамма-квантов и нейтронов рассматривается в более строгом подходе с использова-

нием формализма ХФМ. Влияние конкуренции  $\gamma$ -квантов на вероятность эмиссии нейтронов во втором каскаде реакции представлено на рис.2 (спектры эмиссии нейтронов) и рис.3 [функция возбуждения реакции  $(n, 2n)$ ]. Наибольший эффект при включении канала эмиссии гамма-квантов наблюдается вблизи порога реакции  $(n, 2n)$ , при этом изменяется даже форма спектров эмиссии нейтронов. При достаточно большом превышении (порядка нескольких МэВ) энергии падающих нейтронов над порогом реакции влияние конкуренции гамма-квантов на спектр эмиссии нейтронов мало. Для функции возбуждения реакции  $(n, 2n)$  учет гамма-конкуренции равносильен увеличению эффективного порога соответствующей реакции (расчетная кривая сдвигается по оси энергий):

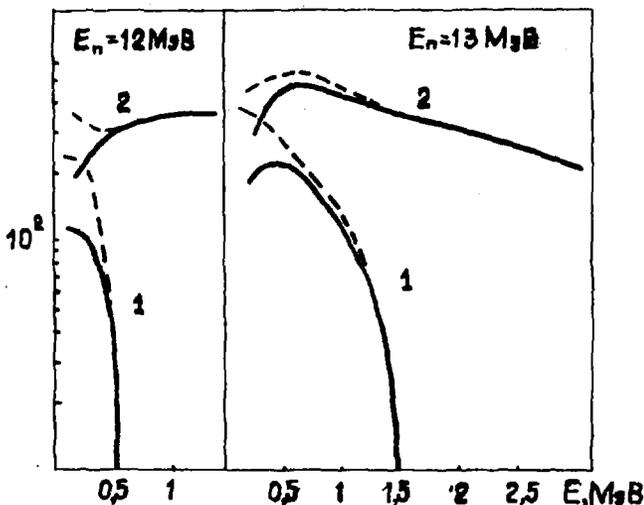


Рис.2 Влияние конкуренции канала  $(n, n'\gamma)$  на форму спектров нейтронов: - - расчет без учета конкуренции  $\gamma$ -квантов, - с учетом. 1, 2 - спектры второго нейтрона и суммарный соответственно.

Интересную информацию с точки зрения изучения механизма реакции  $(n, 2n)$  могут дать парциальные сечения с возбуждением отдельных уровней остаточного ядра (в данном случае  $^{55}\text{Fe}$ ). Результаты таких расчетов для девяти уровней, включая основное состояние, показаны на рис.4. Видно, что преимущественно заселяются уровни с высоким значением спина, что подтверждает высказанное ранее [10] следующее качественное объяснение этому: так как испускаемые парный и

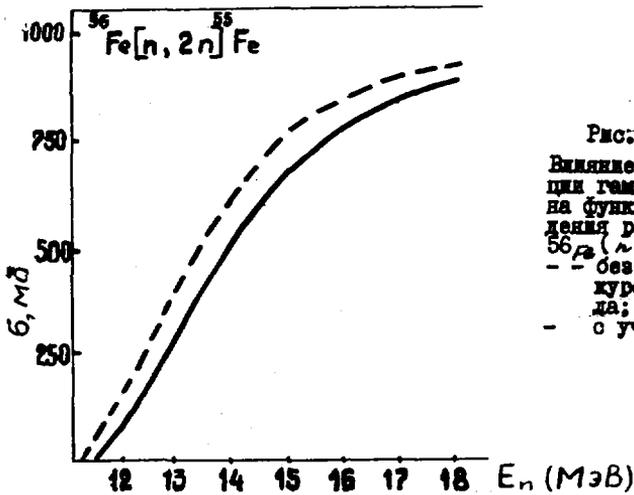


Рис.3  
Влияние конкуренции гамма-квантов на функцию возбуждения реакции  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)^{55}\text{Fe}$ .  
-- без учета конкуренции каналов;  
- с учетом

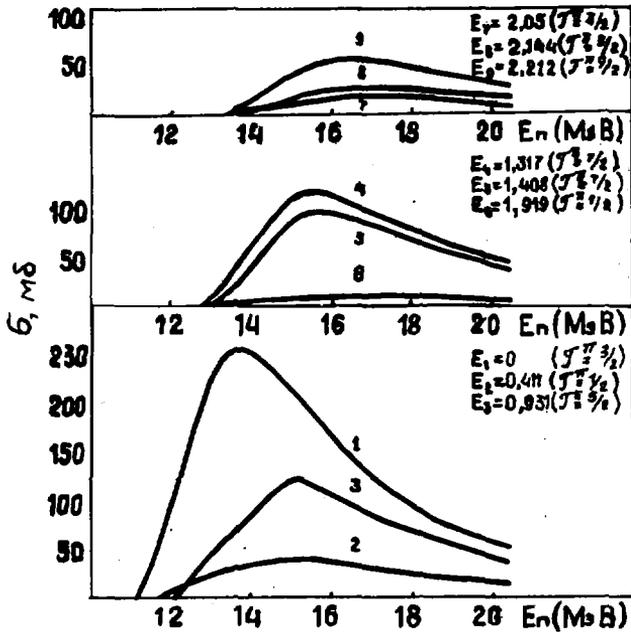


Рис.4  
Функции возбуждения уровня остаточного ядра  $^{55}\text{Fe}$  в реакции  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)$

второй нейтроны уносят в среднем небольшую энергию и соответственно малые угловые моменты, то остаточное ядро должно оставаться в состояниях, имеющих высокое значение спина.

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что описание спектров нейтронов в испарительной модели хорошо согласуется с аналогичными расчетами по формуле Хаузера-Фешбаха-Молдауэра при энергиях, на несколько МэВ превышающих порог реакции ( $\mu, 2\mu$ ).

#### Список литературы

1. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1978, вып. 2 (29), с. 7.
2. M. Uhl., B. Strohmaier, STAPRE-A. Computer Code for particle Induced Activation Cross-Sections and Related Quantities. Report IRK 76/01, Vienna.
3. Пашенко А.Б. Программа КОП. Ядерно-физические исследования в СССР, Атомиздат, 1975, вып. 20, с. 39.
4. Бычков В.М. и др. В сб. "Нейтронная физика" (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975), Москва, 1976, Ч. I, с. 160.
5. Vecchetti F.D., Greenless Ir and G.W. Nuclear-Nucleus Optical-Model Parameters,  $A \approx 40$ ,  $E \leq 50$  MeV. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
6. Huizenga T.R. and Igo G. Theoretical reaction cross-sections for alpha particles with an optical model. Nucl. Phys. 1968, v. 29(3), p. 462.
7. Dilg W. et. al. Level density parameters for the back-shifted fermi gas in the mass range  $40 \leq A \leq 250$ . Nucl. Phys, 1973, A127, p. 269.
8. Lederer G.M., Shirley V.S., Table of Isotopes. 7-th edition, New-York, 1978.
9. Gove N.B. and Wapstra A.H. Nuclear - reaction Q-values, Nuclear Data Tables, 1972, v. 11, No 2, p. 127.
10. Сальников О.А., Ловчикова Г.П., Котельникова Г.В. и др. Взаимодействие 14 МэВ нейтронов с ядрами железа, меди, ванадия. Препринт ФЭИ-216, Обнинск, 1970.

# АНАЛИЗ ЖЕСТКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ РЕАКЦИИ $^{90}\text{Zr}(p, n)$

Н.Н.Титаренко, Е.Л.Ядровский

( ФЭИ )

В рамках микроскопического МИБП проведен расчет сечения возбуждения состояний  $1^+g_{1/2}^-(n)$  ядра  $^{90}\text{Nb}$  в реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  с энергией протонов 22.2 МэВ. Результаты расчета сравниваются с экспериментом.

The  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  cross section of the 22.2 MeV protons was calculated by the microscopical DWBA method. The  $1^+g_{1/2}^-(n)$  excitations of  $^{90}\text{Nb}$  were considered and the results of calculation were compared with the experiment.

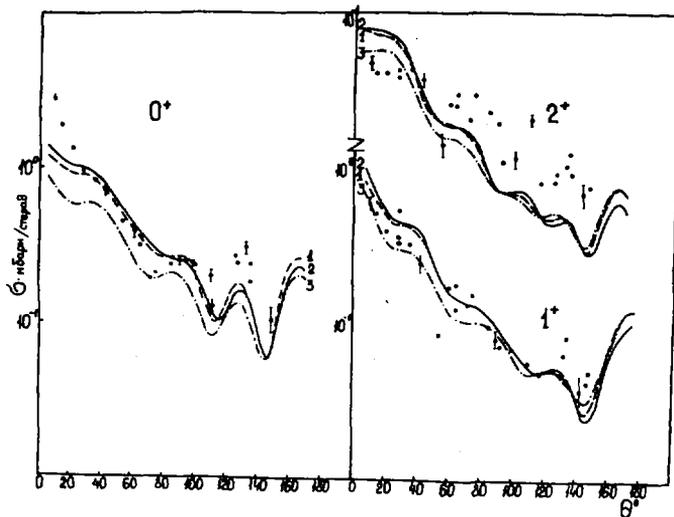
В работе, выполненной на циклотроне ФЭИ для энергий протонов 22,2 МэВ, измерены полные спектры реакции  $(p, n)$  под несколькими углами вылета нейтронов  $[1]$ . Анализ угловых распределений позволил определить долю прямых процессов в сечении данной реакции. Измерения проведены в широкой области ядер и показывают, что доля прямых процессов равномерно распределена по спектру, что может свидетельствовать о едином механизме прямого процесса во всем интервале энергий возбуждения остаточного ядра.

В этом докладе мы анализируем жесткую часть спектра нейтронов реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)$   $^{90}\text{Nb}(E^* \sim 0 + 2 \text{ МэВ})$  и возбуждение изобар-аналогового состояния  $0^+(E^* = 5,14 \text{ МэВ})$ . Низколежащие состояния  $^{90}\text{Nb}$  имеют наиболее простую природу типа "нейтронная дырка - протонная частица"  $[2, 3]$ ; для ИАС  $0^+(5,14 \text{ МэВ})$ , состояний  $1^+(2,126 \text{ МэВ})$  и  $2^+(0,854 \text{ МэВ})$  известны угловые распределения нейтронов реакции  $(p, n)$   $[4-10]$ . Поэтому анализ вклада прямого механизма этой реакции нами начат с изучения жесткой компоненты спектра нейтронов.

Расчет дифференциальных и интегральных сечений реакции  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  был проведен в рамках микроскопического метода искаженных волн в первом борновском приближении  $[11]$ ,  $[12]$  по программе  $[13]$ . Радиальная зависимость эффективного потенциала была выбрана в виде зависимости Юкавы с радиусом взаимодействия 1.0 фм.  $[7]$ , изоспиновой амплитудой  $V_{\pi} = 19 \text{ МэВ}$   $[7]$  и спин-изоспиновой,  $V_{\sigma\pi} = 12 \text{ МэВ}$   $[14]$ . В качестве волновых функций связанных состояний нуклонов в конфигурации

$|1g_{7/2}(u) 1g_{7/2}(p): J^+\rangle$  ядра  $^{90}\text{Nb}$  использовались функции нуклонов в потенциале Саксона-Вудса. Предполагалось, что основное состояние ядра  $^{90}\text{Zr}$  имеет конфигурацию  $|1g_{7/2}(u)^{10}: 0^+\rangle$ .

На рисунке показаны результаты расчета угловых распределений нейтронов и экспериментальные данные из работы [4].



Различные кривые отвечают различным наборам оптических параметров (табл. 2): кривая I - набор IV; 2 - набор III; 3 - набор I. Рассчитанные сечения возбуждения  $2^+$ , показанные на рисунке, умножены на фактор 2.

Как видно, расчеты для  $0^+$  и  $1^+$  хорошо согласуются с экспериментальным угловым распределением. Тогда как для  $2^+$  наблюдается отличие как по абсолютной величине, так и по характеру угловой зависимости. Нами исследована возможность увеличения сечения возбуждения за счет усложнения структуры волновой функции состояния  $2^+$ . Расчеты структуры состояния  $2^+$  были выполнены в приближении Тамма-Данкова для основного состояния  $^{90}\text{Zr} \psi_{0^+} = 0,8 |(2p_{1/2}(p))^2\rangle + 0,6 |(1g_{7/2}(p))^2\rangle$ , с  $\delta$ -силами. Основные компоненты волновой функции состояния

$2^+$  (больше  $0,1$ ) приведены в табл. I. Там же показаны сечения возбуждения соответствующих чистых конфигураций.

Таблица I

Конфигурация	$1g_{7/2}(n^{-1}) 1g_{7/2}(p)$	$1g_{9/2}(n^{-1}) 2d_{5/2}(p)$	$1f_{7/2}(n^{-1}) 2p_{3/2}(p)$	$2p_{3/2}(n^{-1}) 2p_{3/2}(p)$
Коэффициент разложения	0.902	-0.136	-0.350	-0.200
Сечение возбужд. мкбарн	998	424	69	155

Оценка показывает, что даже в случае полного когерентного сложения всех амплитуд сечение возбуждения  $2^+$  увеличивается менее, чем в 1.1 раза. При этом характер углового распределения также практически не изменяется, по сравнению с чистой конфигурацией  $1g_{7/2}(n^{-1})$ .

$1g_{7/2}(p): 2^+$ . Поэтому вопрос о возбуждении  $2^+$  требует дальнейшего теоретического и экспериментального изучения. В литературе [2,3] высказывается сомнение в том, что рассматриваемое состояние является  $2^+$ . В работе [15] обсуждается возможное увеличение амплитуды в области энергий протонов 22-24 МэВ за счет эффективного учета вклада квадрупольного изовекторного резонанса (до 30%).

Вариация оптических параметров, как видно из рисунка и табл.2, менее всего отражается на величине сечений возбуждения  $1^+$  и  $2^+$ . В табл.2 показано интегральное сечение возбуждения состояний  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$  в зависимости от набора оптических параметров (миллибарн).

Таблица 2

Набор ОП	$V_p$	$V_n$	$0^+$	$1^+$	$2^+$
I	[16]	[16]	2.97	1.49	0.83
II	[19]	[16]	3.29	1.61	0.89
III	[19]	[17]	4.48	1.97	1.03
IV	[18]	[17]	4.23	1.88	1.00
эксперимент		[4]	5.6	1.9	2.3

Одна из причин сильного отличия теории и эксперимента в случае  $2^+$  может быть связана с проявлением двухступенчатого механизма прямого процесса:  $0^+(p, p') 2^+(p', n), 2^+$ , где первая стадия процесса усилена коллективными эффектами возбуждения  $2^+$  в  $^{90}\text{Zr}$ .

Суммируя вклады состояний  $|\Delta g_{\mu}(\omega)^{-1} \Delta g_{\mu}(p): J^{\pm}\rangle$  для  $J^{\pm} = I^{\pm}, 2^{\pm} \dots 9^{\pm}$  в интервале энергий возбуждения  ${}^{90}\text{Nb}$   $0 + 2$  МэВ, находим, что общий вклад этой конфигурации в сечение прямого процесса составляет  $\sim 3$  мбн. Эксперимент [1] дает в этой области  $\sim 8$  мбн. Повидимому, отличие теории и эксперимента для  $2^{\pm}$  является характерным и для состояний с большим спином:  $3^{\pm}, 4^{\pm}, \dots$  и т.д. В итоге это приводит к занижению в расчете выхода жестких нейтронов. К сожалению, для состояний  $3^{\pm}, 4^{\pm}$  и других нет экспериментальных данных по реакции  $(p, n)$ , которые бы позволили понять особенности механизма их возбуждения на основе аналогичного теоретического анализа. О том, что такие особенности могут быть, указывает исследование этих состояний в реакции  ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He}, t)$  [9].

Авторы выражают благодарность Г.Я.Тертычному за помощь в проведении расчетов структуры низколежащих состояний ядра  ${}^{90}\text{Nb}$ .

#### Список литературы

1. Бирюков Н.С. и др., Препринт ФЭИ - 941, 1979, Обнинск.
2. Nayaakawa S.I., et.al., Nucl.Phys., 1969 v.A139, p.465.
3. Yoshida Y., et.al., Nucl.Phys., 1972, v.A187, p.161.
4. Bentley R.F., A fast neutron spectrometer (p,n) reaction studies, and microscopic analyses, Athesis for The degree of doctor of Philosophy, University of Colorado, 1972, p.157.
5. Jolly R.K., et.al., Phys.Rev., 1973, v.C7, p.1903.
6. Carlson J.D., et.al., Nucl.Phys., 1975, v.A249, p.29
7. Satchler G.R., Nucl.Phys., 1975, v.A95, p.1.
8. The (p,n) reaction and the nucleon-nucleon force, ed.by C.D.Good - man et.al. Plenum Press, New York, 1980, p.539.
9. Kunz P.D. in [8], p.451.
10. Rikus L. et.al., Nucl.Phys., 1977, v.A286, p.494.
11. Satchler G.R., Nucl.Phys., 1966, v.77, p.481.
12. Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л., Препринт ФЭИ-1425, Обнинск, 1983.
13. Титаренко Н.Н., Препринт ФЭИ-1331, Препринт ФЭИ-1356, Обнинск, 1982.
14. Austin S.M., in [8], p.203.
15. Poppe C.H., in [8], p. 461.
16. Bechetti F.D., Greenlees G.W., Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190.
17. Rapaport J. et.al., Nucl.Phys., 1979, v.A330, p.15.
18. Gray W.S. et.al., Phys.Rev., 1966, v.142, p.735.
19. Ball J.B. et.al., Phys.Rev., 1964, v.B135, p.706.

МЕХАНИЗМ НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ И  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЯДЕР  $^{59}\text{Co}$  И  $^{209}\text{Bi}$

С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, В.П.Луцев, О.А.Сальников, Н.Н.Титаренко  
( ФЭИ )

Проведен теоретический анализ сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями от 5 до 8 МэВ на ядрах  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . Расчеты выполнены в рамках равновесного и прямого механизмов по модели Хаузера-Фешбаха и в борновском приближении искаженных волн. Из анализа равновесной части сечения определены параметры плотности ядерных уровней и моменты инерции ядер  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$  в возбужденном состоянии.

MCHANISM OF INELASTIC SCATTERING OF FAST NEUTRONS AND CHARACTERISTICS OF EXCITED STATES OF  $^{59}\text{Co}$  AND  $^{209}\text{Bi}$ . The theoretical analysis of neutron inelastic scattering cross-sections in the energy range 5-8 MeV are made. Calculations have done in the framework of equilibrium and direct mechanisms using Hauser and Feshbach model and Born' approximation of distorted waves.

Целью настоящей работы является описание дваждыдифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями  $E_0=4,99$ ; 5,97; 7,00; 8,09 МэВ, измеренные авторами работ [1]. Экспериментальные данные получены под шестью углами рассеяния в диапазоне энергий вторичных нейтронов от 0,6 МэВ до  $E_0 - (1-2)$  МэВ.

Теоретический анализ проведен в предположении, что в рассматриваемой области энергий реакции ( $n, n'$ ) протекает преимущественно посредством двух механизмов: равновесного и прямого. Так как экспериментальное энергетическое разрешение ( $\sim 0,4$  МэВ) превышает расстояние между уровнями ядер  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , то в результате анализа были получены интегральная (усредненная) оценка вкладов равновесного и прямого механизмов и параметры функции плотности ядерных уровней.

Метод расчета

Часть сечения реакции ( $n, n'$ ), обусловленная равновесным механизмом, рассчитывалась в рамках статистической модели Хаузера-Фешбаха (ХФ) [2] по программе СМТ-80 [3]. Коэффициенты проницаемости нейтро-

нов вычислялись по сферической оптической модели (в программе SMT-80) с нейтранными оптическими потенциалами (НОП), взятыми из работы [4] для  $^{59}\text{Co}$  и [5] для  $^{209}\text{Bi}$ .

В расчетах по модели ХФ учитывались переходы на отдельные уровни ядер, характеристики которых (положение, спин и четность) брались из известных compilаций [6]. Для  $^{59}\text{Co}$  было учтено 18 уровней до энергии  $U_n = 2,8$  МэВ, для  $^{209}\text{Bi}$  - 24 уровня до  $U_n = 3,3$  МэВ. Выше по энергии возбуждения вводилась функция плотности ядерных уровней, предсказываемая моделью независимых ферми-частиц [7]:

$$\rho(U, J, \pi) = 0,0147 \frac{\exp[2\sqrt{a(U-\Delta)}]}{(U-\Delta)^{5/4}} \cdot \frac{(2J+1)}{6^3} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2a^2}\right]$$

$$G^2(U) = 0,0150 \cdot \eta \cdot \sqrt{\frac{U-\Delta}{a}} \cdot A^{5/3}$$

Здесь  $a$  - параметр энергетической зависимости плотности уровней,

$\Delta$  - параметр, учитывающий четно-нечетные эффекты,  $\eta$  - относительный момент инерции ядра, выраженный в единицах момента инерции эквивалентного твердого шара. Параметры  $a$ ,  $\Delta$  и  $\eta$  находились из условия оптимального описания энергетической и угловой зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов. Полученные параметры плотности уровней для  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$  приводятся в табл. I, а сечения - на рис. I и 2.

Таблица I

Параметры плотности ядерных уровней

Ядро	$a$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\Delta$ , МэВ	$\eta$
$^{59}\text{Co}$	7,9	0,6	1,02
$^{209}\text{Bi}$	12,7	1,6	0,29

Реакция ( $n, n'$ ) на исследуемых элементах является практически единственным неупругим каналом взаимодействия нейтронов [9]. При  $E_0 = 8,09$  МэВ становится заметным сечение реакции  $^{209}\text{Bi}(n, 2n)$  ( $Q = -7,45$  МэВ):  $\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,n}}$   $\approx 0,1$ . Однако энергия второго нейтрона из реакции  $^{209}\text{Bi}(n, 2n)$  при  $E_0 = 8,09$  МэВ не превышает 0,6 МэВ. Нейтроны с такими энергиями в нашем эксперименте не регистрировались.

Часть сечения реакции ( $n, n'$ ), обусловленная прямым механизмом, рассчитывалась в борновском приближении искаженных волн (БПИВ) [10].

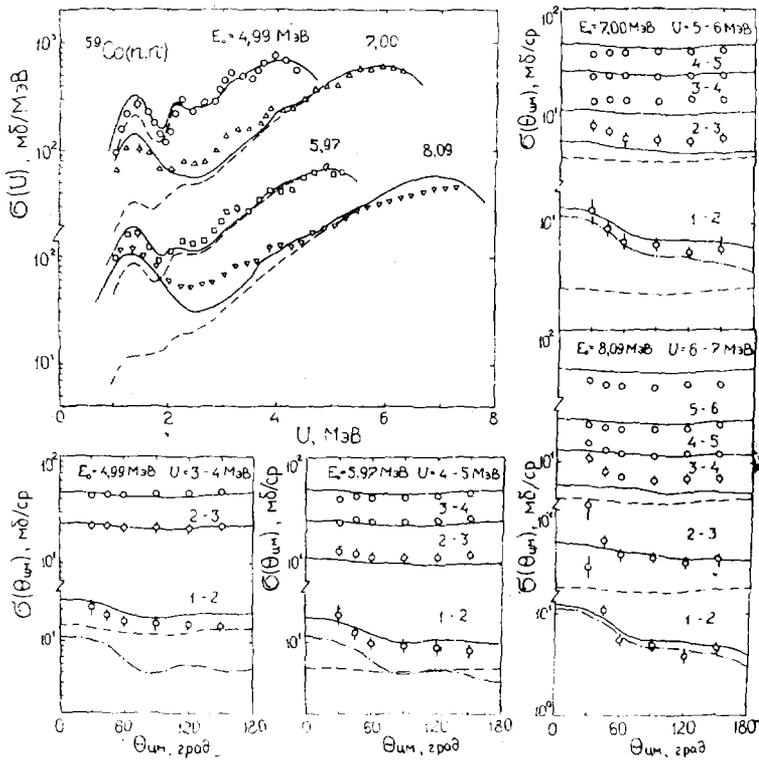


Рис.1. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{59}\text{Co}$ .  
 Точки - эксперимент; кривые - расчет по моделям:  
 - - - - XФ, - · - · - БИВ, — — — — XФ + БИВ

Структура исследуемых ядер рассматривалась в феноменологической обобщенной модели ядра (ОМ) [1], согласно которой состояния сферических ядер характеризуются спином и четностью  $\lambda^{\pi}$  возбуждаемого вибрационного кванта (фонона) и параметром динамической деформации ядерной поверхности  $\beta_{\lambda}$ . Форм-фактор прямых переходов в ОМ имеет вид

$$F_{\lambda}(\Gamma) = \beta_{\lambda} \cdot R \cdot \frac{\partial v(\Gamma)}{\partial \Gamma} \cdot (2\lambda + 1)^{-1/2},$$

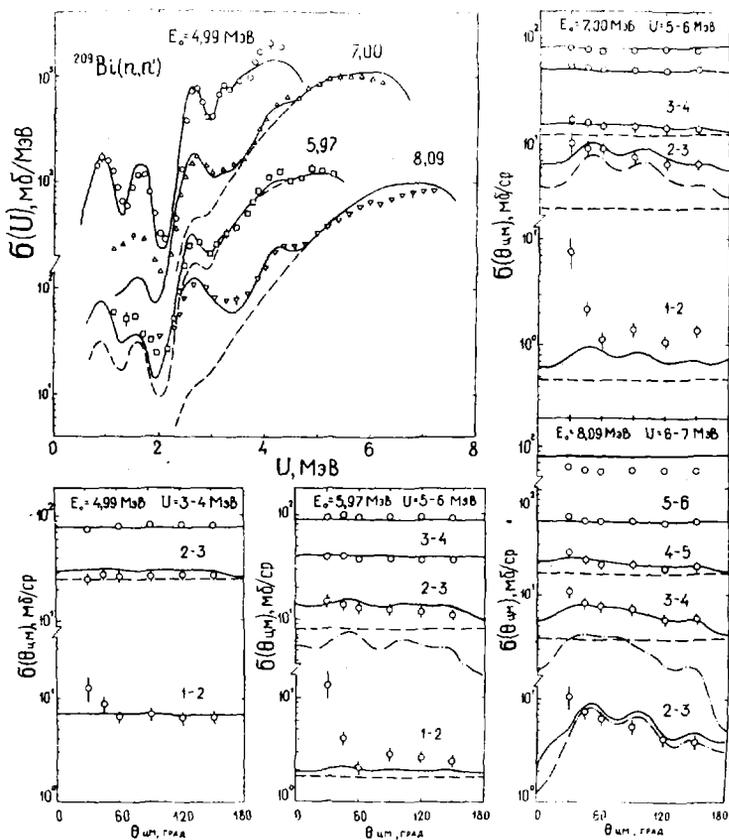


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для  $^{209}\text{Bi}$ .

где  $R$  — радиус ядра, а  $V(r)$  — оптический потенциал. В расчетах в приближении БЛИВ использовался тот же НОП, что и в расчетах по модели ХФ.

Параметры обобщенной модели хорошо известны для ядра  $^{209}\text{Bi}$  из анализа сечений реакции  $^{209}\text{Bi}(n, n')$  при  $E_p = 35$  МэВ [12] (энергетическое разрешение, достигнутое в этом эксперименте, составило 7 кэВ). В работе приводятся  $\lambda^{\text{П}}$  и  $\beta_{\lambda}$  наиболее сильно возбужда-

емых уровней в ядре  $^{209}\text{Bi}$  до энергии  $\sim 5$  МэВ. К сожалению, столь исчерпывающей информации для  $^{59}\text{Co}$  в литературе, по-видимому, нет. Поэтому в настоящих расчетах сечений реакции  $^{59}\text{Co}(n, n')$  использовались данные о структуре соседнего четно-четного ядра  $^{60}\text{Ni}$ , найденные из анализа реакции  $^{60}\text{Ni}(p, p')$  при  $E_p = 40$  МэВ [13].

Результаты расчета вклада прямого механизма в сечение реакции  $(n, n')$  на  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$  приводятся в табл. 2 и на рис. 1 и 2.

Таблица 2

Сечения прямого ( $\sigma^{\text{бпнб}}$ ), равновесного ( $\sigma^{\text{хр}}$ ) и полного ( $\sigma_{\text{пн}} = \sigma^{\text{бпнб}} + \sigma^{\text{хр}}$ ) неупругого рассеяния нейтронов; вклад прямого механизма  $\alpha = \sigma^{\text{бпнб}} / \sigma_{\text{пн}}$ . Сечения даны в миллибарнах

$E_0$ МэВ	Кобальт - 59				Висмут - 209			
	$\sigma^{\text{бпнб}}$	$\sigma^{\text{хр}}$	$\sigma_{\text{пн}}$	$\alpha$	$\sigma^{\text{бпнб}}$	$\sigma^{\text{хр}}$	$\sigma_{\text{пн}}$	$\alpha$
4,99	64	1488	1558	0,04	112	1466	2578	0,04
5,97	70	1489	1559	0,04	140	2502	2642	0,05
7,00	75	1479	1554	0,05	170	2548	2718	0,06
8,09	72	1459	1531	0,05	163	2388	2551	0,06

Сравнение расчетных и экспериментальных сечений обнаруживает их удовлетворительное согласие, на основании чего можно сделать ряд выводов.

Реакция неупругого рассеяния нейтронов на  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$  в области энергий 5 - 8 МэВ протекает преимущественно посредством двух механизмов: равновесного и прямого, причем вклад первого доминирует ( $\sim 95\%$ , см. табл. 2). Нейтроны, рассеянные через стадию составного ядра, дают вклад в низкоэнергетическую часть спектров, хотя при  $E_0 = 5$  МэВ (см. рис. 1 и 2) и высокоэнергетическая часть формируется за счет рассеяния посредством этого механизма. С ростом энергии налетающих нейтронов все больше становится заметным вклад в сечения возбуждения первых уровней ядер прямого механизма: высокоэнергетическая часть спектров рассеянных нейтронов становится слабозависимой от начальной энергии, а угловые распределения приобретают направленность вперед.

Из анализа низкоэнергетической части дваждыдифференциальных сечений по статистической модели Хаузера-Чешбаха определены параметры плотности ядерных уровней и относительные моменты инерции ядер  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$  (найденные параметры удовлетворительно согласуются с данны-

ми других авторов - сравнение проведено в работе [ 8 ] ). Малые значения  $\eta = 0,25$  и  $Q = 12,7 \text{ МэВ}^{-1}$  для  $^{209}\text{Bi}$  могут быть объяснены оболочечной структурой одночастичных уровней.

При сравнении расчетных и экспериментальных сечений обращает на себя внимание хорошее согласие (совпадение структур в интегральных спектрах) в тех областях энергий возбуждения, где в рамках модели Хаузера-Фешбаха рассматривались переходы на отдельные уровни исследуемых ядер. Т.о., введение плавной функции плотности уровней не всегда является достаточно точным приближением для возбужденного ядра.

Расчеты и экспериментальные данные обнаруживают, что в реакции  $(n, n')$  посредством прямого механизма с наибольшей вероятностью возбуждаются группы уровней в ядрах  $^{59}\text{Co}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , расположенные около энергий возбуждения уровней со спинами  $2^+$  в  $^{60}\text{Ni}$  ( 1,28 МэВ) и  $3^-$  в  $^{208}\text{Pb}$  (2,62 МэВ) соответственно. Исследования структуры ядра  $^{209}\text{Bi}$  [12] показали, что природа уровней при  $U = 2,6 \text{ МэВ}$  близка к коллективной (работает модель слабой связи протона в оболочке  $g_{9/2}$  с колебательными модами в  $^{208}\text{Pb}$  ). В ядре  $^{59}\text{Co}$  такая простая модель является более грубым приближением [14] . Т.о., сечение реакции  $(n, n')$  оказывается усиленным при возбуждении уровней коллективной природы.

Результаты настоящего анализа совместно с выводами работы [15] , в которой удовлетворительное описание сечения реакции  $^{209}\text{Bi}(n, n')$  получено в рамках испарительной модели и Борновского приближения искаженных волн при  $E_0 = 14,5 \text{ МэВ}$ , указывает, по всей видимости, на то, что природа взаимодействия нейтронов с ядрами в широком диапазоне энергий (5 - 15 МэВ) исчерпывается равновесным и прямым механизмами.

#### Список литературы

- I. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.23; там же, 1982, вып.5(49), с.17.
2. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
3. Титаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1260, Обнинск, 1982.
4. Бычков В.М., Манохин В.Н. и др. "Нейтронная физика", М., ЦНИИАИ, 1976, ч.1, с.160.
5. Tanaka S. Report JAERI-M5984, 1975, p.212.
6. Lederer C.M., Shirley. Tables of Isotopes. N.Y. Wiley Press, 1978.
7. Bethe H.A. Phys.Rev., 1936, v.50, p.332.
8. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. ЯФ, 1983, т.38, вып.1(7), с.3.
9. Garber P.E., Kinsey R.R. BNL-325, 1976, v.2.
10. Austern N. Direct nuclear reaction theories N.Y. Wiley Press, 1970.
11. Бор О., Моттельсон Б. "Структура атомного ядра", 1977, М., "Мир", т.2.
12. Wagner W.T. e.a. Phys.Rev., 1975, v.C11, p.486.
13. Lingappa N., Greenles G.W. Phys.Rev., 1971, v.C4, p.2131.
14. Gomez J.M.G. Phys.Rev., 1972, v.C6, p.149.
15. Игнатик А.В., Дунав В.П., Проняев В.Г. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.3.

ПРИМЕНИМОСТЬ ПОДХОДА НЕЗАВИСИМЫХ КАНАЛОВ  
ПРИ РАСЧЕТЕ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ ИЗ КОМПАУНД-ЯДРА

С.Н.Ежов, Н.Е.Касакова, В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

Исследуется возможность использования метода независимых каналов для расчета флуктуационных сечений.

The possibility using the independent channel method for cross section calculation is investigated.

При анализе экспериментальных данных учет вылета частиц из компаунд-ядра в присутствии прямых процессов вплоть до недавнего времени проводился с помощью приближения независимых каналов [1], когда в качестве коэффициентов прохождения используются диагональные элементы матрицы проницаемости  $P_{ab} = \delta_{ab} - \sum_{c \neq a} \langle S_{ac} \rangle \langle S_{bc}^* \rangle$ . В работах Энгельбрехта, Вайденмюллера и Молдауэра [2] был развит точный метод учета вклада компаунд-реакции при наличии прямой связи между каналами. В этом случае средние билинейные комбинации флуктуационных составляющих  $S$ -матрицы выражаются через обобщенные коэффициенты прохождения  $\tau_a$  и элементы унитарной матрицы, диагонализующей матрицу  $P$ . Хотя, с формальной точки зрения, проблема учета прямых процессов строго решена в [2], однако, при практическом применении этого подхода возникает задача о численной диагонализации матрицы проницаемости. Это затрудняет анализ экспериментальных данных при большом числе открытых каналов  $N$ .

В этом случае недиагональные элементы матрицы проницаемости являются суммой большого числа бинарных произведений от средних элементов  $S$ -матрицы. Можно ожидать, что с ростом  $N$  недиагональные элементы  $P_{ab}$  стремятся к нулю вследствие компенсации членов с различными фазами. В то же время на диагональные элементы этот фактор не влияет. Поэтому недиагональные элементы в среднем должны быть меньше диагональных. Условие  $N \gg 1$  также препятствует доминированию одного или нескольких слагаемых в  $P_{ab}$ . Так как  $0 \leq P_{aa} \leq 1$ , то

можно получить следующую оценку:  $|P_{ab}| \approx |P_{aa}|/\sqrt{N}$ .

На рис.1 представлены гистограммы распределения абсолютных значений элементов средней  $S$ -матрицы и матрицы проницаемости, вычисленных в рамках обобщенной оптической модели [3]. Учитывалось взаимодействие нейтрона с ядром  $^{152}\text{Sm}$ :  $E = 16$  МэВ,  $v_{\text{max}} = 8$ ,  $J^{\pi} = 5/2^{+}$ . Учитывалось пять первых состояний основной ротационной полосы. Число элементов, значительно отличающихся от нуля, мало. Средние значения недиагональных элементов этих матриц практически равны нулю, а сами распределения имеют вид распределения Гаусса. Дисперсия распределения элементов матрицы  $P$  меньше дисперсий соответствующих распределений для матрицы  $\langle S \rangle$ , что отражает влияние случайности фаз. Таким образом, при  $N \gg 1$  для нахождения собственных значений матрицы  $P$  и диагонализующей матрицы  $U$  мы можем использовать теорию возмущения. В первом и во втором порядках теории возмущения имеем:

$$U_{ab} = \frac{(1 - \delta_{ab})}{P_{aa} - P_{bb}} \left[ P_{ab} + \sum_{c \neq a, b} \frac{P_{cb} P_{ac}}{P_{aa} - P_{cc}} \right] + \delta_{ab} \left[ 1 - \frac{1}{2} \sum_{c \neq a} \frac{|P_{ca}|^2}{(P_{aa} - P_{cc})^2} \right],$$

$$\Gamma_a = P_{aa} + \sum_{c \neq a} \frac{|P_{ca}|^2}{P_{aa} - P_{cc}}.$$

В результате для среднего флуктуационного сечения (в единицах  $\pi \lambda^2$ ) получаем

$$\langle |S_{ab}^{fe}|^2 \rangle = \langle |\tilde{S}_{ab}^{fe}|^2 \rangle + O(\epsilon^2),$$

где  $\langle |\tilde{S}_{ab}^{fe}|^2 \rangle$  - флуктуационное сечение, вычисленное с помощью метода независимых каналов, т.е. с  $U_{ab} = \delta_{ab}$  и  $\Gamma_a = P_{aa}$ .

Таким образом, с точностью до членов первого порядка малости по  $\epsilon = \max |P_{ab}/(P_{aa} - P_{bb})|$  среднее флуктуационное сечение, как и в методе независимых каналов, является функцией диагональных элементов  $P_{aa}$ ,  $P_{bb}$  матрицы прохождения.

Итак, при большом числе открытых каналов  $N \gg 1$ , т.е. в реакциях с нуклонами при энергиях налетающих нуклонов  $\approx 5-10$  МэВ, когда  $\epsilon \ll 1$ , матрицу преобразования Энгельбрехта-Вайденомллера можно аппроксимировать единичной и при расчетах флуктуационной части характеристик ядерных реакций использовать метод независимых каналов с коэффициентами проницаемости, равными  $P_{aa}$ .

На рис.2 на примере реакции  $^{152}\text{Sm}(n, n')$  представлены результаты точного учета (кривые 1,3) прямых процессов при вычислении  $\sigma^{fe}$  в сравнении с расчетами по методу независимых каналов (кривые

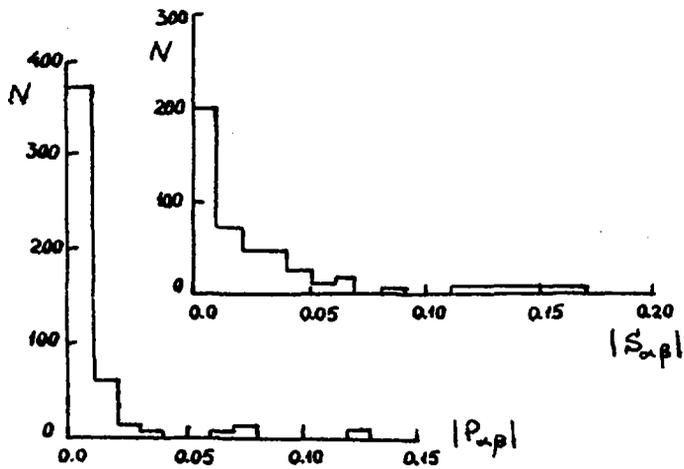


Рис. I

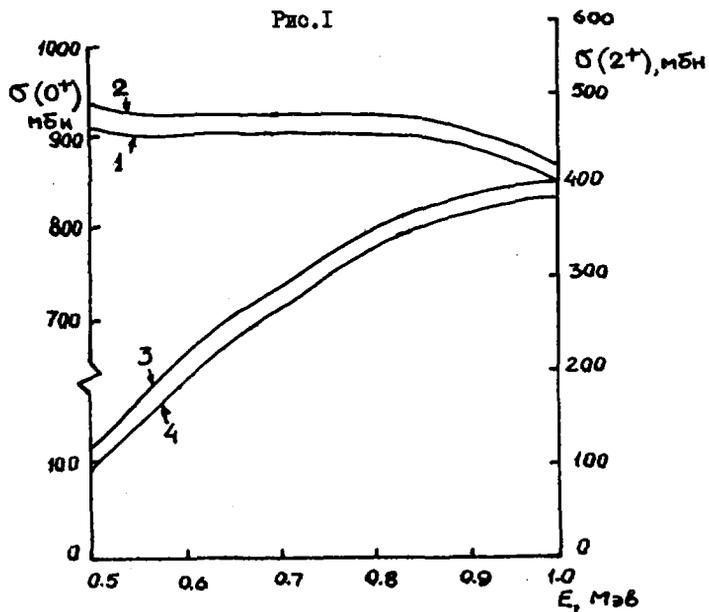


Рис. 2

2,4). Цифрами 1,2 обозначено упругое флуктуационное сечение, а 3,4- флуктуационная составляющая функции возбуждения состояния  $2^+$ . В данном случае среднее число каналов не велико  $N \lesssim 5$ . Если для упругого рассеяния расчеты по точному и приближенному вариантам отличаются лишь на 3%, то для сечения возбуждения состояния  $2^+$  это различие достигает  $\sim 20\%$ .

#### Список литературы

1. Satchler G.R. - *Phys.Lett.*, 1963, v.7, p.55.
2. Engelbrecht C.A., Weidenmuller H.A.-*Phys.Rev.*, 1973,v.08,p.859;  
Hofmann H.M. e.a. - *Ann.Phys.*, 1975, v.90, p.403;  
Moldauer P.A. - *Phys.Rev.*, 1975, v.012, p.744.
3. Иванова С.П., Цейпек Я. - ЯФ, 1979, т.30, с.1270;  
Тамура Т. - *Rev.Mod.Phys.*, 1965, v.37, p.679.

С.Н.Ежов, Н.Е.Кабакова, В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

Исследуется вклад прямого и компаунд-ядерного процессов при неупругом рассеянии нейтронов низких энергий.

The contributions of direct and compound nuclear processes in case of inelastic scattering of neutrons are investigated.

Изучение нейтронных сечений на ядрах при низких энергиях служит важным источником получения информации о структуре ядер и о механизмах протекания реакций. В области энергий нескольких МэВ эти сечения чувствительны к деформациям, особенно на больших углах рассеяния [1], и прямые возбуждения основной ротационной полосы (ОРП) могут быть больше, чем вклад компаунд-процессов. Поскольку на некоторых ядрах [2,3] сечения возбуждения состояний ОРП не удавалось объяснить простой суммой сечений прямого и компаунд-процессов, особое значение приобретает вопрос о возможно более точном учете совместного вклада этих процессов [4].

В данной работе представлены результаты реализации подхода, впервые предложенного в работе [5], когда в присутствии прямых процессов с помощью унитарного преобразования (т.н. преобразование Энгельбрехта-Вайденмюллера) вычисление флукуационного сечения сводится к задаче без прямых процессов.

Вклад прямых процессов учитывался с помощью модифицированной программы JU PITOR-V/6/, которая после расширения позволяла также вычислять обобщенную матрицу проницаемости Сэтчера  $P$  [7]

$$\begin{aligned} S &= \langle S \rangle + S^* \\ P &= 1 - \langle S \rangle \langle S^+ \rangle, \end{aligned} \quad (I)$$

где  $\langle S \rangle$  - усредненная  $S$ -матрица, которая отождествляется с  $S$ -матрицей обобщенной оптической модели. Энгельбрехт и Вайденмюллер [5] показали, что если имеется унитарное преобразование  $U$  такое,

что матрица

$$\tilde{P} = U P U^+ \quad (2)$$

диагональна, то матрица

$$\langle \tilde{S} \rangle = U \langle S \rangle U^T \quad (3)$$

также диагональна. В новом канальном базисе, к которому приводит преобразование  $U$ , прямые процессы отсутствуют (диагональность  $\langle \tilde{S} \rangle$ ), и для нахождения флуктуационного сечения в этом базисе можно использовать существующие методы [8,9].

Для нахождения преобразования  $U$  с помощью уравнения (2) можно использовать стандартные численные методы определения собственных векторов эрмитовой матрицы. Однако, если  $P$  имеет кратные собственные значения, то матрица  $U$  находится неоднозначно, а соответствующая матрица  $\langle \tilde{S} \rangle$  может быть недиагональной. Чтобы обойти эту трудность, для нахождения  $U$  мы использовали уравнение (3), а не (2).

Заметим, что решение уравнения (3) эквивалентно нахождению собственных чисел и векторов следующей задачи:

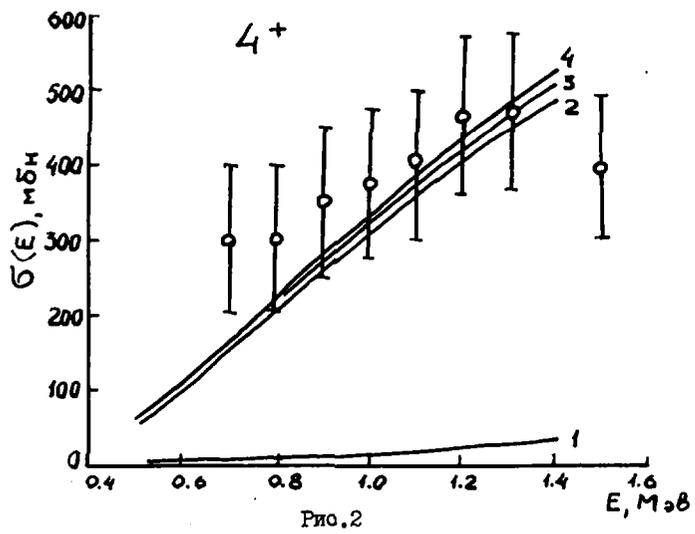
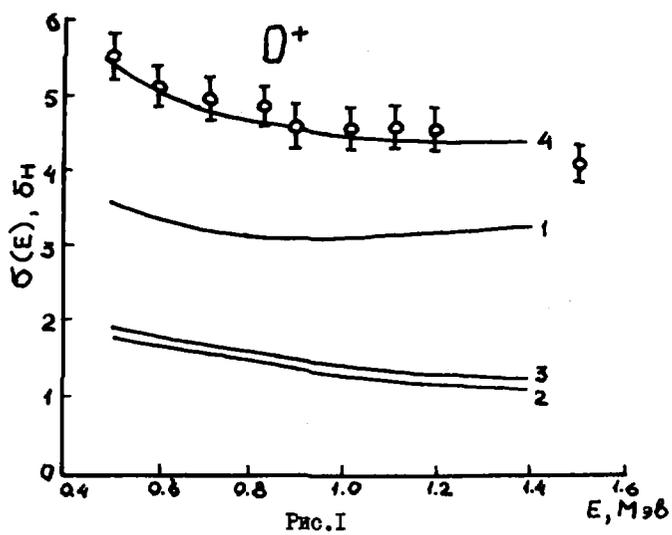
$$\langle S \rangle \vec{x}_\alpha = s_\alpha \vec{x}_\alpha^*, \quad (4)$$

где  $s_\alpha$  - собственные значения  $\langle S \rangle$ ,  $\vec{x}_\alpha$  - соответствующие собственные векторы, звездочка означает комплексное сопряжение. Хотя матрица  $\langle S \rangle$  не эрмитова, для решения уравнения (4) можно применить методы, которые обычно используются для нахождения собственных значений и векторов эрмитовой матрицы. Действительно, комплексное векторное равенство (4) эквивалентно векторному уравнению в действительном пространстве удвоенной размерности с симметричной матрицей

$$\begin{pmatrix} A & -B \\ -B & -A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{y}_\alpha \\ \vec{z}_\alpha \end{pmatrix} = s_\alpha \begin{pmatrix} \vec{y}_\alpha \\ \vec{z}_\alpha \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $A$  и  $B$  - вещественные симметричные матрицы, определяющие соответственно действительную и мнимую части  $\langle S \rangle$ , а  $\vec{y}_\alpha$  и  $\vec{z}_\alpha$  определяют действительную и мнимую части вектора  $\vec{x}_\alpha$ . Уравнение (5) решается стандартными методами. При этом все собственные числа уравнения (5) получаются с попарно противоположными знаками и для однозначного нахождения  $U$  можно отобрать собственные вектора, принадлежащие, например, всем положительным  $s_\alpha$ .

Вычисление флуктуационного сечения в новом канальном базисе



проводилось в соответствии с методами, развитыми в [8,9]:

$$\sigma_{cd}^{fe} \sim \langle |S_{cd}^{fe}|^2 \rangle = \sum_{ef} \left\{ U_{ec}^* U_{fd}^* [U_{ec} U_{fd} + U_{fc} U_{ed} (1 - \delta_{ef})] \times \right. \\ \left. \times \langle |\tilde{S}_{ef}^{fe}|^2 \rangle + (1 - \delta_{ef}) U_{ec}^* U_{ed}^* U_{fc} U_{fd} \langle \tilde{S}_{ee}^{fe} \tilde{S}_{ff}^{fe} \rangle \right\}, \quad (6)$$

$$\langle |\tilde{S}_{ab}^{fe}|^2 \rangle = \frac{V_a V_b}{\sum_c V_c} (1 + \delta_{ab} W_a), \quad (7)$$

$$\langle \tilde{S}_{aa}^{fe} \tilde{S}_{bb}^{fe} \rangle = \sqrt{(W_a - 2)(W_b - 2)} \langle |\tilde{S}_{ab}^{fe}|^2 \rangle, \quad a \neq b.$$

Параметры  $V_a$  и  $W_a$  связаны соотношением унитарности

$$1 - s_a^2 = V_a + \frac{V_a^2}{\sum_c V_c} (W_a - 1).$$

На рис. 1, 2 представлены функции возбуждения состояний 0 и  $4^+$  для реакции  $^{182}\text{W}(n, n')$ , вычисленные в соответствии с изложенным методом. Экспериментальные значения и параметры потенциала были взяты из [1]. Кривая 1 показывает вклад прямых процессов, 2, 3 - флуктуационные сечения (3 - модель независимых каналов), кривая 4 - сумма сечений 1 и 2. При расчете упругого рассеяния нейтронов необходимо учитывать вклады прямых и компаундных процессов. Для неупругого рассеяния вклад прямых процессов не велик и монотонно увеличивается с ростом энергии. В данных расчетах  $N \sim 10$  и для флуктуационных сечений различия между точными вычислениями и расчетами в рамках модели независимых частиц не велики ( $\lesssim 10\%$ ).

#### Список литературы

1. Guenther P.T., Smith A.B., Whalen J.P. - Phys.Rev., 1982, v.C26, p.2433.
2. Ситько С.П., Андреев Е.А., Басенко В.К. - ЯФ, 1977, т.25, с.III19.
3. Coore D., Tripathi S. e.a. - Phys.Rev., 1977, v.C16, p.2223.
4. Иванова С.П., Цейлек Я. - ЯФ, т.30, с.1230.
5. Engelbrecht C.A., Weidenmuller H.A. - Phys.Rev., 1973, v.C3, p.859.
6. Tamura T. - Rev.Mod.Phys., 1965, v.37, p.679.
7. Satchler G.R. - Phys.Lett., 1963, v.3, p.55.
8. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmuller H.A. - Ann.Phys., 1975, v.90, p.403.
9. Moldauer P.A. - Phys.Rev., 1975, v.C12, p.744.

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЗАСЕЛЕНИЯ ВХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В.А.Ляйко

(Киевский государственный университет)

Экситонная модель обобщается на случай входного состояния, являющегося суперпозицией частично-дырочных конфигураций.

The development of the exciton model for the case of doorway states which are the superposition of particle-hole configurations is given.

В экситонной модели обычно полагают, что на первом шаге процесса установления равновесия в составной системе заселяется только одно частично-дырочное состояние [1]. Однако, если, например, учесть парные корреляции сверхпроводящего типа, то элементарные возбуждения, вообще говоря, будут квазичастичными, являющимися суперпозицией частиц и дырок [2].

Будем считать, что в начальный момент времени ( $t = 0$ ) имеет место некоторое распределение вероятностей заселения экситонных состояний  $P_n$ , т.е.

$$P_n(0) = a_n, \quad \sum_n a_n = 1. \quad (I)$$

Используя подход, предложенный в [3,4], для определения времен  $t_n$  жизни частично-дырочных состояний, получим следующую систему алгебраических уравнений

$$\lambda_{n-2}^+ t_{n-2} + \lambda_{n+2}^- t_{n+2} - (\lambda_n^+ + \lambda_n^- + L_n) t_n = -a_n, \quad (2)$$
$$n = n_0, n_0+2, \dots, n_m,$$

где  $\lambda_n^+$ ,  $\lambda_n^-$  - скорости переходов с  $\Delta n = +2, -2$  из состояния с числом экситонов  $n$ ,  $L_n$  - суммарная вероятность распада в единицу времени  $n$ -й частично-дырочной конфигурации за счет испускаемых частиц.

Решения системы (2) можно записать в виде

$$t_n = \sum_e a_e t_n^e. \quad (3)$$

Здесь  $t_n^{\ell}$  - времена жизни  $n$ -го экситонного состояния, когда в начальный момент заселяется состояние с  $\ell$ -экситонами. Величины  $t_n^{\ell}$  можно вычислять методом, изложенным в [5]. Откуда

$$t_n^{\ell} = \begin{cases} b_1 \tau_n^{(1)} / a_e, & n_0 < n \leq \ell, \\ b_2 \tau_n^{(2)} / a_e, & \ell \leq n < n_m, \end{cases}$$

где  $\tau_n^{(1)}$  и  $\tau_n^{(2)}$  определяются с помощью рекуррентных соотношений из [6], а

$$b_1 = a_e \tau_e^{(2)} / \left[ \tau_e^{(2)} \sum_{k=n_0}^{\ell} L_k \tau_k^{(1)} + \tau_e^{(1)} \sum_{k=e+2}^{n_m} L_k \tau_k^{(2)} \right],$$

$$b_2 = b_1 \tau_e^{(1)} / \tau_e^{(2)}.$$

Эти формулы можно значительно упростить, если предположить, что в начальный момент времени заселяются состояния с  $n \ll \bar{n}$  ( $\bar{n}$  - наиболее вероятное число экситонов при равновесии). Тогда

$$t_n = a_{n_0} t_n^{n_0} + \sum_{\ell=n_0+2}^{n_k} a_{\ell} t_n^{\ell} \prod_{j=n_0}^{\ell-2} (1 - \delta_{nj}), \quad (4)$$

$n_k$  - критическое значение числа частично-дырочных пар (для  $n > n_k$   $a_n = 0$ ).

Высокоэнергетическая часть спектра обусловлена испусканием частиц из состояния с минимальным значением  $n$  ( $n_0$ ), для времени жизни которого можно использовать аппроксимацию  $t_{n_0}^{n_0} \approx 1/\lambda_{n_0}^+$ . При этом первый член в выражении для спектра испускания нуклона с энергией  $\varepsilon$  принимает вид

$$\frac{dS}{d\varepsilon} = N_{n_0}(\varepsilon) a_{n_0} / \langle |M|^2 \rangle, \quad (5)$$

где  $N_{n_0}(\varepsilon)$  - функция, описывающая энергетическую зависимость данной компоненты спектра.

Из анализа жесткой части спектра можно извлечь величину  $\nu \equiv a_{n_0} / \langle |M|^2 \rangle$ . В стандартном подходе  $a_{n_0} = 1$  и  $\nu$  отождествляется со средним квадратом матричного элемента остаточного взаимодействия  $\langle |M|^2 \rangle$  [3]. В результате получается, что  $\langle |M|^2 \rangle$  для одного и того же составного ядра зависит от типа налетающей частицы [6]. Так как  $\langle |M|^2 \rangle$  является характеристикой составной системы, то природа такой зависимости не понятна. Предположение  $a_{n_0} \neq 1$  является достаточным условием для независимости  $\langle |M|^2 \rangle$  от типа налетающей частицы.

В этом случае, используя (5) и результаты работы [6], можно

оценить вероятность образования 4 экситонных состояний в реакциях, вызванных  $\alpha$ -частицами:  $a_4 \approx \langle |M_{\alpha}|^2 \rangle / \langle |M_p|^2 \rangle \approx 0,13$ .

Для реакций с нуклонами также наблюдается разброс значений  $\langle |M|^2 \rangle$ , связанный со структурными особенностями ядер-мишеней. Если использовать систематику для вероятностей  $\lambda_3^+$  из [1] и отодвинуть  $m_{теор} = \langle |M|^2 \rangle$  с  $\langle |M|^2 \rangle$ , извлеченным из  $\lambda_{3,min}^+$ , что согласуется с требованием малости  $\langle |M|^2 \rangle$ , необходимым для возможности использования первого порядка теории возмущения при рассмотрении процесса достижения равновесия составной системой, то можно получить следующие значения для вероятностей образования 3 экситонных состояний

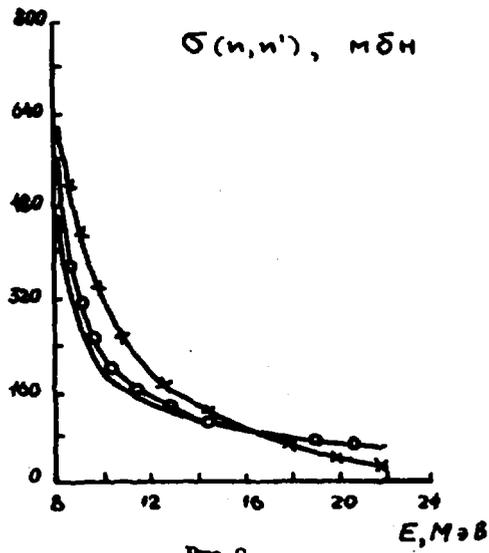
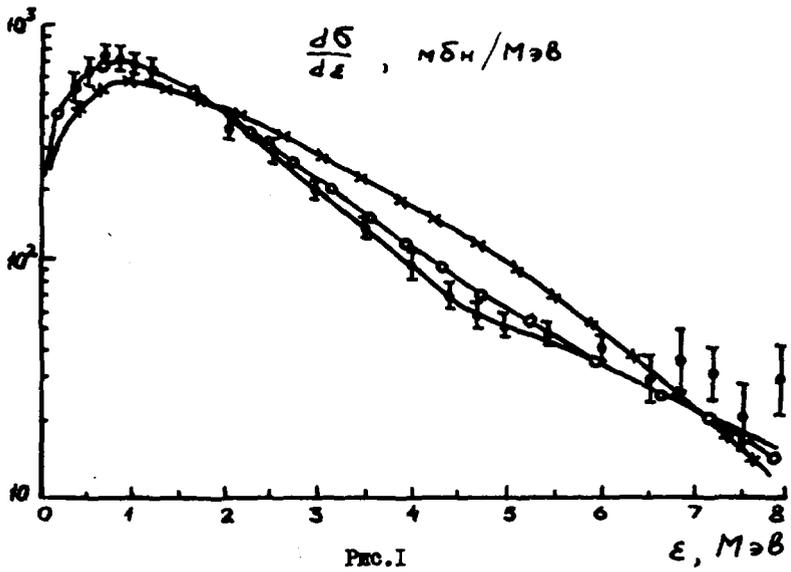
$$a_3 = I + 0,3. \quad (6)$$

В рамках предлагаемого подхода были рассчитаны спектр неупруго-рассеянных нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$  при  $E_n = 9,1$  МэВ (рис.1) и оценке реакции  $^{93}\text{Nb}(n, n')$  (рис.2). Вычисления проводились с  $m_1 = \langle |M|^2 \rangle / 7$  при  $a_3 = I(-)$ ;  $m_2 = m_1/2$  при  $a_3 = a_5 = 0,5(-0-)$  и  $m_3 = m_1/10$  при  $a_3 = 0,1, a_5 = 0,9(-x-)$ . Для всех этих параметров  $a_3/m_1 = I/m_1$ . Времена жизни вычислялись с помощью (4). Остальные необходимые для расчета величины были взяты такими же, как и в [4].

Из рис.1 видно, что при  $a_3 < I$  несколько увеличивается роль предравновесных состояний с  $n > 3$ . Это приводит к возрастанию  $\sigma(n, n')$  при  $E_n \approx 16$  МэВ и к более резкому, чем в случае  $\sigma$  с  $a_3 = I$ , уменьшению высокоэнергетической части сечения неупругого рассеяния. Однако для вероятностей заселения экситонных состояний, задаваемых (6), показания спектра нейтронов и функций возбуждения невелики.

Из сравнения экспериментальных [8] и теоретических величин на рис.1 вытекает, что при неупругом рассеянии нейтронов на нисоии входное состояние является трехквартичным.

В отличие от стандартного варианта экситонной модели данный подход без дальнейших модификаций можно использовать в реакциях с тяжелыми ионами. В этом случае, в зависимости от характера взаимодействия между нуклонами ядер, в начальный момент времени могут заселяться состояния с  $p = (A_{\pm} + d_{\pm})$  частицами и  $h = d_{\pm}$  дырками, где  $I \leq d_{\pm} \leq A_{\pm}$ ;  $A_{\pm}, A_t$  - числа нуклонов в налетающем ядре и ядре-мишени, соответственно;  $d_{\pm}$  - число нуклонов, взаимодействующих при  $t = 0$  с нуклонами иона. Если  $\omega$  - вероятность однократного столкновения нуклонов, то, считая образование частично-дырочных



пар независимыми процессами, можно записать  $a_n = \omega^p / [p! \sum_{k=1}^{A_i} (\omega^k / k!)]$ .  
 Используя это выражение для  $a_n$  и взяв  $\langle |M|^2 \rangle \equiv m_{теор}$ , т.е. то же значение, что и в реакциях с нуклонами, мы можем вычислять времена жизни экситонных состояний и составной системы, образованной в реакциях с тяжелыми ядрами.

#### Список литературы

1. Зайдель К. и др. - ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.2, с.499.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Москва, Наука, 1971, 559 с.
3. Ежов С.Н., Николаев М.В., Плойко В.А. - УФЖ, 1977, т.22, №5, с.738.
4. Ежов С.Н., Плойко В.А. - ЯФ, 1978, т.27, с.117.
5. Плойко В.А. - УФЖ, 1977, т.22, №5, с.731.
6. Kalbach - Sline C. - Nucl.Phys., 1973, v.A210, p.590.
7. Braga-Marcaszan G.M. e.a. - Phys.Rev., 1972, v.C6, p.1398.
8. Бирюков Н.С. и др. - ЯФ, 1974, т.19, вып.6, с.1201.

ЭМИССИЯ ЧАСТИЦ ИЗ КОМПАУНД-ЯДРА ПРИ БОЛЬШОМ ЧИСЛЕ  
ОТКРЫТЫХ КАНАЛОВ

В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

Получены выражения для описания вклада статистического механизма в ядерные реакции при большом числе открытых каналов  $N$ , когда ширины не флуктуируют.

The expressions for description of the statistical contribution in nuclear reactions in the case of many open channels are obtained.

В последние годы с помощью методов численного моделирования  $S$ -матрицы был получен ряд выражений для описания флуктуационного сечения  $\sigma_{ab}^{fe} [1]$ . В данной работе при  $N \gg 1$  и малых матричных элементах, связывающих состояния непрерывного и дискретного спектров, аналитически доказана независимость образования и распада составного ядра и получены явные выражения для билинейных комбинаций флуктуационных составляющих  $S$ -матрицы.

Будем считать, что взаимодействие между состояниями непрерывного спектра отсутствует, т.е. что прямые процессы отсутствуют. Тогда, согласно [2], унитарная  $S$ -матрица имеет вид:

$$\begin{aligned}
 S_{ab} &= S_{ab}^{(0)} - i \exp(i(\phi_a + \phi_b)) \sum_{k,e}^{\Lambda} \gamma_k^a (B^{-1})_{ke} \gamma_e^b, \\
 B_{ke} &= (E - \varepsilon_k) \delta_{ke} - \tilde{V}_{ke} + i \Gamma_{ke} / 2, \\
 \tilde{V}_{ke} &= \tilde{v}_{ke} + \frac{P}{2\pi} \int_{\varepsilon_c}^{\infty} dE' \Gamma_{ke}(E') / (E - E'), \\
 \Gamma_{ke} &= \sum_{c=1}^N \gamma_k^c \gamma_e^c, \\
 S_{ab}^{(0)} &= \delta_{ab} \exp(2i\phi_a); \quad \gamma_k^c = \tilde{v}_k^c / (2\pi)^{1/2},
 \end{aligned}
 \tag{I}$$

где  $v_{ke}$  - матричные элементы остаточного взаимодействия между состояниями дискретного спектра, а  $v_k^e$  - между состояниями непрерывного и дискретного спектра;  $k = \{m, \mu\}$ ,  $m$  - число возбужденных частиц и дырок в состоянии  $k$ , а  $\mu$  - пересчитывает число состояний с данным  $m$ .

Численные исследования [3] показали, что при большом числе уровней и каналов матричные элементы остаточного взаимодействия можно считать независимыми случайными числами, распределенными по нормальному закону с нулевыми средними значениями и с заданными вторыми моментами:

$$\begin{aligned} \langle v_{ke} v_{mn} \rangle &= (\delta_{km} \delta_{en} + \delta_{kn} \delta_{em}) \langle v_{ke}^2 \rangle, \\ \langle \gamma_m^a \gamma_n^b \rangle &= \delta_{ab} \delta_{mn} \langle \gamma_{am}^2 \rangle, \quad \langle \gamma_m^a v_{ke} \rangle = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Величины  $\langle v_{ke}^2 \rangle$  и  $\langle \gamma_{am}^2 \rangle$  не зависят от индексов нумерующих состояния в частично-дырочных конфигурациях.

В соответствии с центральной предельной теоремой и выражением (2) при  $N \gg 1$  мнимая часть матрицы  $B$  распределена по нормальному закону со средним значением

$$\langle \Gamma_{em} \rangle = \begin{cases} \Gamma_e = \sum_c \langle \gamma_{ce}^2 \rangle, & e = m, \\ 0, & e \neq m \end{cases} \quad (3)$$

и дисперсией

$$D(\Gamma_{em}) = \begin{cases} D(\Gamma_e) \equiv 2 \sum_c \langle \gamma_{ce}^2 \rangle^2, & e = m, \\ D(\Gamma_e)/2, & e \neq m. \end{cases}$$

Следовательно, когда средние квадраты матричных элементов взаимодействия между состояниями непрерывного спектра малы, а именно

$$\langle \gamma_{ce}^2 \rangle \lesssim \text{const} \cdot N^{-\frac{1}{2}-\varepsilon}, \quad \varepsilon > 0, \quad (4)$$

то флуктуацией  $\Gamma_{em}$  можно пренебречь и считать их равными своим средним значениям. Отметим, что несмотря на условие (4) ширины  $\Gamma_e$  могут быть и большими.

Учитывая тот факт, что при статистическом равновесии составная система находится в конфигурации с  $\bar{n}$ -частицами и дырками [4], выражение (1) для  $S$ -матрицы с возбуждением состояний компаунд-ядра запишется

$$S_{ab} = S_{ab}^{(0)} - i \sum_j \gamma_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_j} / (E - E_j + i\Gamma/2). \quad (5)$$

Если  $O$  - вещественная ортогональная матрица, диагонализующая действительную часть матрицы  $B$  ( $O_{\mu\nu} \neq f(\gamma^a)$ ), то

$$g_{\mu a} = \exp(i\phi_a) \sum_{\nu} O_{\mu\nu} \gamma_{\nu}^a,$$

$$E_{\mu} = \sum_{\nu} \theta_{\mu\nu}^2 \varepsilon_{\nu} + \sum_{\nu, \kappa} \theta_{\mu\nu} \theta_{\mu\kappa} \tilde{V}_{\nu\kappa}, \quad (6)$$

$$\Gamma = \sum_{\varepsilon} \langle \gamma_{\varepsilon}^2 \rangle.$$

Используя при усреднении по энергии весовую функцию в виде кривой Лоренца, получаем следующую формулу для расчета средних значений от ближайших комбинаций  $S$ -матрицы (5) для интервала усреднения  $I \gg \Gamma, D$

$$\langle S_{ab} S_{cd}^* \rangle = \langle S_{ab} \rangle \langle S_{cd}^* \rangle + \langle S_{ab}^{fe} S_{cd}^{fe*} \rangle,$$

$$\langle S_{ab}^{fe} S_{cd}^{fe*} \rangle = 2\pi \langle g_{\mu a} g_{\mu b} g_{\mu c}^* g_{\mu d}^* \rangle / (D \cdot \Gamma) +$$

$$2\pi i \langle \sum_{\mu \neq \nu} \frac{g_{\mu a} g_{\mu b} g_{\mu c}^* g_{\mu d}^*}{(E_{\lambda} - E_{\mu} + i\Gamma)} \rangle / D + 2\pi \langle g_{\lambda c}^* g_{\lambda d} \rangle [\langle S_{ab} \rangle - S_{ab}^{(0)}] / D, \quad (7)$$

где символом  $\langle \dots \rangle$  - обозначено усреднение по энергии, а  $D$  - среднее расстояние между комбинад-уровнями.

Заменяя усреднение по энергии усреднением по ансамблю [5] и учитывая (2), находим

$$\langle S_{ab}^{fe} S_{cd}^{fe*} \rangle = (\delta_{ac} \delta_{bd} + \delta_{ad} \delta_{bc}) V_a V_c / Sp V +$$

$$\delta_{ab} \delta_{cd} \exp[2i(\phi_a - \phi_c)] V_a V_c \cdot (W - 2) / Sp V, \quad (8)$$

где коэффициенты  $W$  и  $V_a$  выражаются через параметры распределения амплитуд  $\gamma_{\lambda}^a$  и  $\tilde{V}_{\lambda\mu}$

$$W = 3 + \Gamma \left[ i \langle \sum_{\mu \neq \nu} (E_{\nu} - E_{\mu} + i\Gamma)^{-1} \rangle - \pi (1 - i \langle (E_{\mu} - E) / I \rangle / D) \right],$$

$$V_a = 2\pi \langle \gamma_{a\mu}^2 \rangle / D, \quad \Gamma = Sp V \cdot D / 2\pi,$$

$$\langle S_{ab} \rangle = \delta_{ab} \exp(2i\phi_a) \delta_a, \quad \delta_a = 1 - V_a / 2 + i V_a \langle (E_{\mu} - E) / I \rangle / 2.$$

Соотношение (8) показывает, что при  $N \gg 1$  флуктуационные сечения представляются в факторизованном виде, т.е. справедлива гипотеза Бора о независимости распада и образования составного ядра.

Поскольку при  $N \gg 1$  и справедливости условий (4)  $S$ -матрица (5) подчиняется условию унитарности

$$\sum_c \langle S_{ac}^{fe} S_{bc}^{fe*} \rangle = \delta_{ab} - \sum_c \langle S_{ac} \rangle \langle S_{bc}^* \rangle \equiv \delta_{ab} P_a,$$

то получаем следующее соотношение, связывающее коэффициенты  $V_a$  и  $P_a$

$$V_a [1 + V_a (W-1) / S_p V] = P_a. \quad (10)$$

При  $a \neq b$  выражения (8) и (10) совпадают с предположениями и изученными численно в работе [6].

Выражение для  $\langle S_{aa}^{fe} S_{bb}^{fe*} \rangle$  по (8) отличается от использованного в методе ХРТВ [6].

В случае равномерного распределения энергий  $E_\mu$  относительно  $E$

$$\langle S_{aa}^{fe} S_{bb}^{fe*} \rangle = \frac{V_a V_b}{S_p V} (W-2) \exp[i(\arg \langle S_{aa} \rangle - \arg \langle S_{bb} \rangle)]. \quad (11)$$

В формулах (8)-(11) коэффициент упругого усиления  $W$  не зависит от индекса канала из-за того, что в нашем случае все  $\langle \gamma_{cm}^2 \rangle$  малы и примерно одинаковы.

В случае разных  $W$  формулу (8) по аналогии можно записать в виде

$$\langle S_{ab}^{fe} S_{cd}^{fe*} \rangle = [\delta_{ac} \delta_{bd} + \delta_{ad} \delta_{bc}] V_a V_b / S_p V + \quad (12)$$

$$\delta_{ab} \delta_{cd} \frac{V_a V_b}{S_p V} (W_a - 2)^{1/2} (W_c - 2)^{1/2} \exp[i(\arg \langle S_{aa} \rangle - \arg \langle S_{cc} \rangle)],$$

где

$$V_a [1 + V_a (W_a - 1) / S_p V] = P_a. \quad (13)$$

Хотя второе слагаемое отличается от использованного в ХРТВ, но оно также связано с флуктуационным сечением как и в работе Молдауэра [7].

На рисунке представлены результаты численного моделирования  $\langle S_{aa}^{fc} S_{bb}^{fc*} \rangle$ , на основе  $K$ -матричной параметризации для матрицы рассеяния [8].

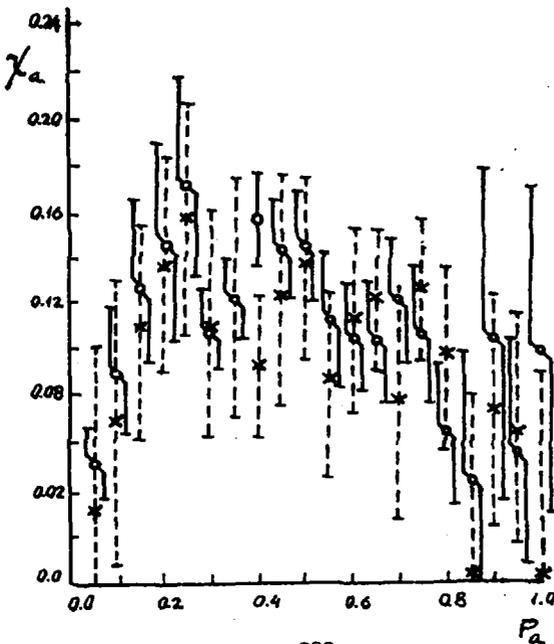
Точками обозначены величины  $\chi_a$  ( $|\langle S_{aa}^{fe} S_{bb}^{fe*} \rangle| = \chi_a \chi_b$ ) согласно [6], крестиками -  $\chi_a$ , вычисленные с помощью (12), т.е.

$$\chi_a \equiv \tilde{\chi}_a = V_a \sqrt{(W_a - 2) / S_p V}, \quad (14)$$

где для  $W_a$  и  $V_a$  были взяты значения, полученные в [6]. Видно, что результаты согласуются между собой. Следовательно, для расчета  $\langle S_{aa}^{fe} S_{bb}^{fe+} \rangle$  ( $a \neq b$ ) можно использовать  $\chi_a$  по (14), что упрощает численные расчеты угловых распределений продуктов ядерных реакций.

#### Список литературы

1. Mahaux C., Weidenmuller H.A. - Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1979, v.29, p.1.
2. Mahaux C., Weidenmuller H.A. - Shell-model approach to nuclear reactions. Amst., North-holl., 1969, 347 p.
3. Porter C.E. - Statistical theories of spectra: Fluctuations. New York. Academic Press, 1965, 576 p.
4. Зайдель К., Зелигер Д., Раф П., Тонеев В.Д. - ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.499.
5. Richert J., Weidenmuller H.A. - Phys.Rev., 1977, v.C16, p.1309.
6. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmuller H.A. - Ann.of Phys., 1975, v.90, p.403.
7. Moldauer P.A. - Phys.Rev., 1975, v.C12, p.744.
8. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W. - Ann. of Phys., 1975, v.90, p.391.



В.П.Алешин, С.Р.Оффенгенден

(ИЯИ АН УССР)

Получена квазиклассическая формула для двух-частичной функции угловой корреляции продуктов распада компаунд-ядра. Проведено сравнение с экспериментом. Получено хорошее согласие.

The quasiclassical expression is obtained for the two-particle angular correlation function of compound nucleus decay products. The calculations are compared with experimental data. Agreement is fairly good.

В последние годы в связи с изучением механизмов реакций с тяжелыми ионами появился новый интерес к квазиклассическому приближению в статистических процессах, развитому в работах [1,2]. При этом оказалось, что этот подход нельзя непосредственно применять к описанию распада ядер с большим угловым моментом  $I_0$ , поскольку в нем при вычислении средней энергии испущенной частицы, ее орбитального момента, а также температуры остаточного ядра  $I_0$  предполагалось малым.

Существенный вклад в приспособление квазиклассического статистического приближения к реакциям с тяжелыми ионами был сделан в работах [3,4,5], в которых были получены аналитические выражения для указанных выше величин, не ограниченные малыми  $I_0$ . Это удалось сделать благодаря использованию так называемого приближения испарения, которое включает (i)- температурное приближение для плотности уровней и (ii)-приближение резкого обрезания для коэффициентов прохождения.

В настоящей работе в рамках этого подхода получены некоторые новые соотношения и, в частности, найдено очень простое аналитическое выражение для функции угловой корреляции. Дальнейшее изложение мы проведем на примере испускания двух частиц. Однако подход применим и к эмиссионному делению, когда изучается угловая корреляция между испущенной частицей и осколком деления оставшегося ядра.

Рассмотрим испускание двух частиц из компаунд ядра, образованного в результате реакции слияния тяжелого иона с ядром мишени. Обозначим волновой вектор тяжелого иона в системе центра масс через  $\vec{k}_{HI}$ .

направление вылета частиц 1 и 2 через  $\vec{n}_1, \vec{n}_2$ . Систему координат выберем так, что ось Z направлена по  $\vec{k}_{HI}$ , ось x лежит в плоскости, образованной осью z и вектором  $\vec{n}_1$ , причем  $n_{1x} > 0$ . Обозначим вероятность испускания двух частиц из ядра с энергией возбуждения  $E_0$  и вектором углового момента  $\vec{I}_0$  через  $P(\vec{n}_1, \vec{n}_2; E_0, \vec{I}_0)$ , сечение реакции можно записать в виде [6]

$$\frac{d^2\sigma}{d\vec{n}_1 d\vec{n}_2} = \frac{\pi}{k_{HI}^2} \int_0^{I_{0max}} 2I_0 dI_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi P(\vec{n}_1, \vec{n}_2; E_0, \vec{I}_0(\phi)), \quad (1)$$

где  $\vec{I}_0(\phi)$  - вектор, длиной  $I_0$ , расположенный в плоскости xy под углом  $\phi$  к оси x.

Вероятность  $P(\vec{n}_1, \vec{n}_2; E_0, \vec{I}_0)$  можно представить как произведение одностатистических вероятностей. Вероятность испускания частицы 1 из ядра с заданными  $E_0, \vec{I}_0$  в направлении  $\vec{n}$  обозначим через  $P_1(\vec{n}; E_0, \vec{I}_0)$ . В приближении испарения ее можно найти аналитически [4]

$$P_1(\vec{n}; E_0, \vec{I}_0) = G_1 \exp(-\alpha(\vec{I}_0 \vec{n})^2), \quad (2)$$

где

$$G_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_1(E_0, I_0)}{\Gamma_{tot}(E_0, I_0)} \frac{\sqrt{\alpha} I_0}{\text{Erf}(\sqrt{\alpha} I_0)},$$

$\Gamma_1(E_0, I_0)$  - ширина испускания частицы 1,  $\Gamma_{tot}(E_0, I_0)$  - полная ширина распада,  $\alpha$  зависит от ядерной температуры дочернего ядра  $\tau$ , его момента инерции  $J$ , массового числа  $A$ , приведенной массы испускаемой частицы  $\mu$  и радиуса эффективного барьера  $R$ :

$$\alpha = 1/2J_{eff}\tau, \quad J_{eff} = J_p J/J_B, \quad J_p = J + J_B, \quad (3)$$

$$J_B = \mu R^2/\hbar^2, \quad \beta = J_B/J_p, \quad J = 0.6139A^{5/3}.$$

Вероятность испускания частицы 1 получим из (2) подстановкой индекса 1 к величинам, характеризующим вылетающую частицу и дочернее ядро. Формулу (2) можно использовать и для вычисления вероятности испускания второй частицы. Для этого величины, относящиеся к частице и второму дочернему ядру, нужно пометить индексом 2, а  $E_0, I_0$  и  $\vec{I}_0$  заменить на  $E_1, I_1$  и  $\vec{I}_1$  - средние значения энергии возбуждения, углового момента и вектора углового момента первого дочернего ядра. Величины  $E_1, I_1$  определим несколько ниже, а  $\vec{I}_1$  найдем из соотношения  $\vec{I}_1 = \vec{I}_0 - \vec{I}_1$ , где  $\vec{I}_1$  - средний орбитальный момент частицы 1. При его вычислении в качестве усредняющей функции берем скорость распада  $\Gamma(\epsilon, \vec{i}; E_0, \vec{I}_0)$  из работы [1], нормированную на единицу. Интегрирование проводится сперва по энергии частицы  $\epsilon$ , а затем по  $d^3i$ , а результат имеет вид

$$\vec{I}_1 = \mu_1(\vec{I}_0 - \vec{n}_1(\vec{I}_0 \vec{n}_1)) \quad (4)$$

Вероятность испускания двух частиц получаем как произведение двух указанных вероятностей. Ее можно представить в виде

$$P(\vec{n}_1, \vec{n}_2; E_0, \vec{I}_0) = G_{12}(E_0, \vec{I}_0) \exp(-B(\vec{I}_0 \vec{n}_1)^2 - C(\vec{I}_0 \vec{n}_2)^2 - D(\vec{I}_0 \vec{n}_1)(\vec{I}_0 \vec{n}_2)(\vec{n}_1 \vec{n}_2)), \quad (5)$$

где

$$G_{12} = G_1 G_2, \quad B = \alpha_1, \quad C = \alpha_2 - 2\alpha_2 \beta_1, \quad D = 2\alpha_2 \beta_1.$$

Первый и второй экспоненциальные множители в (5) характеризуют корреляцию направлений  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  с направлением  $\vec{I}_0$ . Корреляция между самими  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  содержится в последнем сомножителе. В системе очень больших размеров  $\beta_1 \rightarrow 0$ , и вклад этого сомножителя пренебрежимо мал по сравнению с первыми двумя.

Подставляя (5) в (1), выполняя элементарное интегрирование по  $d\varphi$  и опуская множитель  $2\pi/k_{\text{HI}}^2$ , получим квазиклассическую функцию двух-частичной угловой корреляции

$$W(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \int_0^{I_{\text{omax}}} I_0 dI_0 G_{12} \exp(-HI_0^2/2) J_0(\sqrt{H^2 + M} I_0/2), \quad (6)$$

где  $J_0(x)$  - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,

$$H = B \sin^2 \theta_1 + C \sin^2 \theta_2 + D \cos \theta_{12} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi, \quad (7)$$

$$M = (D^2 \cos^2 \theta_{12} - 4BC) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \sin^2 \varphi,$$

$\theta_1, \theta_2$  - полярные углы векторов  $\vec{n}_1, \vec{n}_2$ ,  $\theta_{12}$  - угол между этими векторами,  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  - разность азимутальных углов  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$ . При испускании двух одинаковых частиц соотношение (6) является окончательным. Если частицы 1 и 2 разные, то к (6) нужно добавить слагаемое, в котором порядок испускания противоположный.

Остановимся на процедуре вычисления величин  $\bar{E}_1, I_1$ , а также  $\tau_1$  и  $R_{11}$ , причем индекс 1 для простоты опускаем. Величину  $I$  определим как  $\sqrt{j^2}$ , где  $j^2$  - средний квадрат углового момента дочернего ядра. Следуя общему предписанию работы [7], при вычислении средних в качестве весовой функции возьмем скорость распада  $\Gamma(\epsilon, l, j; E_0, I_0)$ , нормированную на единицу. Интегрируя сперва по  $d\epsilon$ , а затем по  $dj$  и  $dI$ , получим

$$\bar{E} = E_0 - B - C - \beta^2 I_0^2 / 2J_0 - \tau(1 + (1-\beta)(1+p)/2), \quad (8)$$

$$j^2 = (1-\beta)^2 I_0^2 + 2J\tau(\beta/2 + 1 + (\beta/2 - 1)p), \quad (9)$$

где  $V$  - энергия отделения частицы,  $V_c$  - высота барьера для  $v$ -волны,

$$p = \sqrt{\alpha} I_0 \exp(-\alpha I_0^2) / \text{Erf}(\sqrt{\alpha} I_0)$$

Комбинируя формулы (8), (9), находим среднюю тепловую энергию дочернего ядра

$$\bar{Q} = E_0 - V - V_c - I_0^2/2J_p - \tau(5 - p)/2. \quad (10)$$

Это соотношение вместе с уравнением состояния позволяет получить уравнение для ядерной температуры. Если для определенности взять плотность уровней компаунд-ядра в форме Ланга [8], то уравнение состояния получит вид  $Q - \Delta \approx \alpha \tau^2 - 4\tau$ , где  $\Delta$  - поправка на спаривание, а для  $\tau$  находим

$$\alpha \tau^2 = E_0 - \Delta - V - V_c - I_0^2/2J_p + \tau(3 + p)/2. \quad (11)$$

Следует отметить, что при вычислении радиуса эффективного барьера величину  $I^2$  в центробежном потенциале мы заменяем средним значением

$$\bar{I}^2 = \beta^2 I_0^2 + \beta J \tau (1 + p)$$

приведенным в работе [4]. При этом значение  $R$  зависит от  $\tau$ . С другой стороны, в уравнение (11) для  $\tau$  неявно входит  $R$ : через  $J_p$  и  $V_c = V(R)$ , где  $V$  - сумма кулоновского и реальной части ядерного потенциала. Поэтому при каждом  $I_0$  мы имеем систему двух уравнений для вычисления  $\tau$  и  $R$ .

Нам осталось дать выражения для ширины испускания частицы. В приближении испарения она имеет вид

$$\Gamma_1(E_0, I_0) = \frac{g}{\pi} \beta J \tau^2 \frac{w(E_0 - V - V_c - I_0^2/2J_p) \text{Erf}(\sqrt{\alpha} I_0)}{w_0(Q_0) \sqrt{\alpha} I_0},$$

где  $g$  - число спиновых подсостояний частицы,  $w, w_0$  - приведенные плотности уровней дочернего и материнского ядер соответственно:  $w = (2J + 1)^{-1} \rho(E, J)$ , где  $\rho$  - обычная плотность уровней, и аналогично для  $w_0$ . Отметим, что  $w$  и  $w_0$  зависят от энергии и углового момента только через тепловую энергию. И, наконец, укажем, что ширины испускания  $\gamma$ -квантов можно вычислять с помощью формулы (3) из работы [9], заменив в ней энергию возбуждения на тепловую.

Для проверки точности квазиклассического приближения было прове-

дено сравнение с квантовыми расчетами и с экспериментом. Вычисления относятся к реакции  $^{16}\text{O}(^{58}\text{Ni}, \alpha\alpha)$  при энергии  $E_{\text{уд}} = 70$  МэВ, которая изучалась в работе [3]. Угловые корреляции двух  $\alpha$ -частиц измерялись в плоскости, перпендикулярной пучку, что в системе центра масс соответствует полярным углам частиц  $\theta_1 = \theta_2 = 110^\circ$ . Квантовые расчеты проведены с использованием программы GROC12 [10]. Из рисунка, на котором даны расчеты для  $I_{0\text{max}} = 32, 26$ , видно, что квазиклассические функции угловой корреляции (—) близки к квантовым (---) и что при  $I_{0\text{max}} = 32$  обе близки к экспериментальной кривой (̄).

Параметры потенциалов частиц при квазиклассическом расчете были взяты из работы [11], а для параметров плотности уровней в соответствии с [3] принимались значения  $a = A/7.5$ ,  $\Delta = 1.2$  и  $2.4$  МэВ для A-нечетных и четно-четных ядер соответственно.

Также были сделаны вычисления в предположении, что все температуры не зависят от  $I_0$  и равны своим значениям, взятым при  $I_0 = I_{0\text{max}}/\sqrt{2}$ . Оказалось, что такой расчет хорошо воспроизводит результаты с  $\zeta$ , зависящими от  $I_0$ .

Как указано вначале, изложенный подход применим не только к испусканию частиц, но и к случаю эмиссионного деления для изучения угловых корреляций частица – осколок. Необходимо только заменить параметр  $\alpha$  на  $1/2 K_0^2$ , где  $K_0^2$  – дисперсия  $K$  в седловой точке барьера деления. Экспериментальные данные по угловым корреляциям частица – осколок можно найти в [12].

**Список литературы**

1. Ericson T., Strutinsky V. - Nucl. Phys., 1958, v.8, p.284; Nucl. Phys., 1958/1959, v.9, p.689 (addendum).
2. Halpern I., Strutinsky V. - Proc. 2-nd Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, N.Y.: United Nations, 1958, v.15, p.408.
3. Tai Kuang-Hsi, Døssing T., et al. - Nucl.Phys.A, 1979, v.316, p.189.
4. Catchen G.L., Kaplan M., et al. - Phys.Rev.C, 1980, v.21, N3, p.940.
5. Rivet M.F., et al. - Phys. Rev.C, 1982, v.25, N 5, p.2430.
6. Струтинский В.М. - ЖЭТФ, 1961, т.40, вып. 6, с.1794.
7. Thomas T.D. - Nucl. Phys., 1964, v.53, p.577.
8. Lang D.W. - Nucl. Phys., 1966, v.77, p.545.
9. Малёчки Х., Попов А.Б., Тшецяк К. - ЯФ, 1983, т.37, вып. 2, с.284.
10. Gilat J., Grover J.R. - Phys. Rev. C, 1971, v.3, N 2, p.734.
11. Murthy K.N.N., et al. - Z. Phys. A, 1982, v.305, p.73.
12. Utsunomiga H. et al. - Phys. Lett. B, 1981, v.105, p.135.

РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ  
С УЧЕТОМ ИХ "МЯГКОСТИ" И НЕАКСИАЛЬНОСТИ

И.Е.Кашуба, М.В.Пасечник, Е.Ш.Суховицкий  
(ИЯИ АН УССР)

Теоретически рассмотрена задача рассеяния быстрых нейтронов и протонов четно-четными деформируемыми неаксиальными ядрами. Получено общее выражение для матричных элементов связи радиальных уравнений Шредингера в рамках метода связанных каналов. Сделаны некоторые заключения о применимости предложенной модели.

A problem of fast neutrons and protons scattering by deformed nonaxial even-even nuclei is considered. A general expression for matrix elements of coupling within the framework of a coupled-channel method is obtained. Some conclusions on the applicability of the method proposed are made.

Широко используемые в настоящее время методы вычисления сечений рассеяния нуклонов атомными ядрами [1,2] предполагают, что ядро обладает вибрационным или ротационным спектром возбуждения и не изменяет своей формы в процессе возбуждения. Выполненные обширные расчеты [3] показали, что энергетический спектр большого числа четно-четных ядер достаточно хорошо описывается в рамках модели "мягкого" по  $\beta$ -колебаниям неаксиального ротатора. Поэтому использование этой модели в задаче рассеяния нуклонов - непосредственная связь динамики рассеяния с феноменологическими структурными свойствами ядра.

Запишем гамильтониан системы ядро плюс нелетающий нуклон в виде

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{H}_t + V(\alpha, \theta, \varphi), \quad (I)$$

где  $\hat{T}$  - оператор кинетической энергии нуклонов;  $\hat{H}_t$  - оператор внутреннего движения ядра [4], зависящий от проекции углового момента  $I$  на собственные оси ядра, массового параметра  $B$  модели, параметра неаксиальности  $\gamma$ , эффективно учитывающего поперечные колебания ядра. Ориентация собственной системы координат относительно лабораторной описывается углами Эйлера  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Собственные

функции оператора  $\hat{H}_t$  определяются в пространстве с элементом объема  $d\tau = \beta^3 \sin \theta_2 d\beta d\theta_1 d\theta_2 d\theta_3$  и удовлетворяют уравнению Шредингера

$$(\hat{H}_t - E_{I\tau}) \Phi_{I\tau}(\beta, \theta_1, \theta_2, \theta_3) = 0. \quad (2)$$

В качестве потенциала  $V(r, \theta, \varphi)$  выбирается локальный оптический потенциал со спин-орбитальной связью, а потенциальную энергию  $\beta$ -колебаний ядра задаем в форме

$$V(\beta) = \frac{1}{2} C (\beta - \beta_0)^2 \quad (3)$$

с параметрами  $C$  и  $\beta_0$ , которые соответственно характеризуют постоянную упругости ядерного вещества и деформацию ядра в его основном состоянии.

В приближении квадрупольных деформаций радиус ядра в его собственной системе может быть записан как

$$R_i(\theta', \varphi') = R_0 \left\{ 1 + \beta \cos \gamma \cdot Y_{2,0}(\theta', \varphi') + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \cdot [Y_{2,2}(\theta', \varphi') + Y_{2,-2}(\theta', \varphi')] \right\}, \quad (4)$$

что позволяет записать потенциал  $V(r, \theta, \varphi)$  в виде суммы диагонального  $V_{diag}(r)$  и недиагонального  $V_{cb}(r, \theta, \varphi)$  членов.

При этом

$$V_{cb}(r, \theta, \varphi) = \sum_{t=1,2} \beta^t \mathcal{V}^{(t)}(r) \sum_{\lambda, \mu} Q_{\lambda, \mu}^{(t)*}(\theta_i) Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi). \quad (5)$$

Входящие в (5) операторы связи каналов рассеяния  $Q_{\lambda, \mu}^{(t)}(\theta_i)$  определяются в модели неаксиального ротатора через коллективные переменные и углы Эйлера  $\theta_i$  следующим образом:

$$Q_{\lambda, \mu}^{(1)}(\theta_i) = \{ \Delta_{\lambda, 0}^2(\theta_i) \cos \gamma + \Delta_{\lambda, 2}^2(\theta_i) \sin \gamma \} \delta_{\lambda, 2}; \quad (6)$$

$$Q_{\lambda, \mu}^{(2)}(\theta_i) = \frac{5}{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}} (2200/\lambda_0) \{ \Delta_{\mu, 0}^\lambda(\theta_i) (2200/\lambda_0) \cos^2 \gamma + \\ + \Delta_{\mu, 0}^\lambda(\theta_i) (22-22/\lambda_0) \sin^2 \gamma + \Delta_{\mu, 2}^\lambda(\theta_i) (2202/\lambda_2) \times \\ \times \sin 2\gamma + \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta_{\mu, 4}^\lambda(\theta_i) (2222/\lambda_4) \sin^2 \gamma \}. \quad (7)$$

Здесь введено обозначение через функции вращения  $D_{\mu, \alpha}^{\lambda}(\theta_i)$

$$\Delta_{\mu, \alpha}^{\lambda}(\theta_i) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\delta_{\alpha, 0})}} \left[ D_{\mu, \alpha}^{\lambda}(\theta_i) + D_{\mu, -\alpha}^{\lambda}(\theta_i) \right].$$

Коллективная волновая функция возбужденного состояния "мягкого" неаксиального четно-четного ядра в случае учета связи  $\beta$ -колебаний поверхности ядра с его вращением может быть записана в виде произведения функции для "жесткого" ротатора на функцию, учитывающую  $\beta$ -колебания. Решение уравнения (2) определяет и волновую функцию, и энергии возбуждения ядра согласно методике, изложенной в работе [4]. При этом параметр "мягкости" ядра  $\mu = \beta^{-2} (\hbar^2 / BC)$ <sup>1/4</sup> входит в алгоритм вычисления энергий возбуждения ядра и его функции через значение корня  $\gamma_{I\tau n}$  функции Вебера  $D_{\gamma}(\alpha)$

$$D_{\gamma_{I\tau n}}(-\sqrt{2}\mu^{-1}P_{I\tau}(4-3/P_{I\tau})^{1/4}) = 0 \quad (8)$$

(определение обозначений дано в работе [3]).

Радially волновая функция взаимодействия нуклона с ядром удовлетворяет системе связанных уравнений [1], матричные элементы связи которых отражают физическое содержание используемой модели рассеяния. В случае использования представления о ядре как о "мягком" неаксиальном ротаторе они будут иметь вид

$$\begin{aligned} \langle i | V_{cl}(r, \theta, \varphi) | f \rangle = & (-1)^{J-I'-\frac{1}{2}} (4\pi)^{-\frac{1}{2}} \left[ (2\ell+1)(2j+1)(2\ell'+1) \times \right. \\ & \times (2j'+1)(2I+1) \left. \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{t=1,2} V^{(t)}(r) J_{\beta}^{(t)} \sum_{\lambda=0,2,4} (\ell\ell'\theta\theta\lambda\sigma) \times \\ & \times W(j\ell j'\ell'; \frac{1}{2}\lambda) W(jj'I I'; \lambda I) (I\tau n \| \Theta_{\lambda}^{(t)} \| I'\tau'n'). \end{aligned} \quad (9)$$

Входящие в (9) приведенные матричные элементы  $(i \| \Theta_{\lambda}^{(t)} \| f)$  зависят от параметра эффективной неаксиальности  $\beta$  и квантовых чисел "жесткого" ротатора, характеризующих состояния  $\langle i |$  и  $\langle f |$ , между которыми рассматривается связь. Величина  $J_{\beta}^{(t)}$  учитывает "мягкость" ядра относительно  $\beta$ -колебаний и определяется как

$$J_{\beta}^{(t)} = \beta_0^{t+1} N_i N_f \int_0^{\infty} y^t D_{\gamma_i} \left( \frac{-\sqrt{2}}{\mu} \left(4 - \frac{3}{P_i}\right)^{\frac{1}{2}} (y - P_i) \right) D_{\gamma_f} \left( \frac{-\sqrt{2}}{\mu} \left(4 - \frac{3}{P_f}\right)^{\frac{1}{2}} (y - P_f) \right) dy^{(10)}$$

$N_i, N_f$  - нормировочные множители;  $V^{(t)}(r)$  определяется из разложения потенциала  $V(r, \theta, \varphi)$  по степеням параметра деформации.

Полученное нами выражение (9) отличается от аналогичных наличием множителя  $J_{\beta}^{(t)}$ , учитывающего "мягкость" ядра, а также зависимость приведенных матричных элементов оператора (6) и (7) от

квантовых чисел, связанных с неаксальностью ядра. "Мягкость" ядра ( $\mu > 0$ ) ведет к увеличению матричных элементов (9) связи каналов. Следовательно, предложенная нами модель рассеяния ведет к усилению связи между каналами, причем это усиление зависит от квантовых чисел состояний, между которыми рассматривается связь. Тем самым в модели отражаются такие свойства ядра как вероятности электромагнитных переходов, квантовые характеристики состояний ядра, информация о форме ядра и модах возбуждения. Существенной чертой предложенной модели является то, что по сравнению с другими моделями она дает более сильное различие в коэффициентах связи между каналами рассеяния.

В качестве примера рассмотрим рассеяние нейтронов с энергией 3,9 МэВ на ядре  $^{48}\text{Ti}$ . Используя один и тот же набор параметров оптического потенциала работы [5], в которой ядро рассматривалось в рамках коллективной вибрационной модели, нами были вычислены сечения рассеяния в случае чистого неаксального ( $\gamma = 21^\circ 30'$ ;  $\mu = 0$ ) и "мягкого" неаксального ( $\mu = 0,9027$ ) ротатора. Результаты вычислений и их сопоставление с данными работы [5] приведены в табл. I.

Таблица I

Интегральные сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,9 МэВ на ядре  $^{48}\text{Ti}$ , вычисленные по различным моделям

Сечения, мб	Эксперимент [5]	Модельные расчеты		
		[5]	$\mu = 0$	$\mu \neq 0$
$\sigma_{s. el}$			1,82	1,67
$\sigma_t$	$3,72 \pm 0,05$	3,77	3,78	3,71
$\sigma_{in}(2i)$	0,589	0,561	0,529	0,570

Вычисленные угловые распределения собственно упругого рассеяния отличаются между собой для случаев  $\mu = 0$  и  $\mu \neq 0$ . Так, при  $\theta = 180^\circ$   $\sigma_{s. el}(\mu = 0) = 0,022$  б. и  $\sigma_{s. el}(\mu \neq 0) = 0,004$  б.

Для  $^{48}\text{Ti}$  с параметрами  $\gamma = 21^\circ 30'$  и  $\mu = 0,9027$  вычисленные значения поправочного множителя  $\gamma_p^{(t)}/\beta_0^t$ , учитывающего усиление связи каналов рассеяния, соответствующих состояниям ядра  $\langle i |$  и  $\langle f |$ , приведены в табл. 2. В модели "жесткого" ротатора  $\gamma_p^{(t)}/\beta_0^t = 1$ .

Значения множителя  $J_{\beta}^{(t)}/\beta_0^t$  для  $48\text{Ti}$

Таблица 2

i \ J	t = 1			t = 2		
	0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>
0 <sup>+</sup>	1,342	1,421	1,428	2,076	2,330	2,551
2 <sup>+</sup>	1,421	1,551	1,635	2,330	2,681	3,040
4 <sup>+</sup>	1,428	1,635	1,851	2,551	3,040	3,687

Предложенная модель может быть применена для описания рассеяния быстрых нейтронов четно-четными ядрами, энергетический спектр которых описывается моделью Давыдова-Чабана [4]. При этом в едином теоретическом подходе решается задача рассеяния нейтронов и вопрос спектроскопии ядра.

Список литературы

1. Тамура Т. Rev.Mod.Phys., 1965, v.37, N 4, p.679.
2. Игнатик А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер.:Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
3. Кашуба И.Е., Котилевская Э.Ю. Изв. АН СССР. Сер.физ., 1975, т.39, # 3, с.617.
4. Давыдов А.С. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат. М., 1967, с.262.
5. Smith A. e.a. Nucl. Phys., 1978, v.A307, N 2, p.224.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН И ВОЗМОЖНЫХ РАЗЛИЧИЯХ  
ПОТЕНЦИАЛОВ ПОГЛОЩЕНИЯ В РАЗНЫХ КАНАЛАХ НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

И.Е.Кашуба, В.С.Ольховский, В.А.Чинаров  
(ИЯИ АН УССР)

В рамках метода связанных каналов рассматривается возможное отклонение закона распределения парциальных ширин уровней составного ядра от закона  $\chi^2_\nu$  с  $\nu=1+2$  и различий потенциалов поглощения в разных открытых каналах.

The possible deviation from the law  $\chi^2_\nu$  - distribution of the partial widths of the compound nucleus with  $\nu=1+2$  and distinctions of the absorption potentials in different open channels are considered in the frame of the coupled-channel method.

В работах Мольдауэра [1,2] было показано, что в случае, если вещественные и мнимые части амплитуд парциальных ширин уровней составного ядра некоррелированы друг с другом и распределены по нормальному закону, то парциальные ширины распределяются по закону  $\chi^2_\nu$  с числом степеней свободы  $\nu=1+2$ . В случае небольшого числа открытых каналов в общем случае возможны корреляции между амплитудами парциальных ширин (вследствие связи каналов, а также, в частности, условия унитарности). Каким образом это может сказаться на законе распределения парциальных ширин?

Представим амплитуду парциальной ширины  $\gamma_{\mu}^{J,2'}$  в виде матричного элемента от остаточного взаимодействия  $\chi_{\mu}^{J,2'}$  на волновых функциях  $\Phi_{\mu}^J$  компаунд-состояния и волновых функциях  $\Phi_i^{J+}$  континуума  $(|n, J\rangle -$  свертка волновой функции  $n$ -го возбужденного состояния ядра мишени и спин-угловой функции налетающей частицы;  $R_{n,i}^{J+}$  - радиальная функция канала, описывающая относительное движение рассеиваемой частицы и ядра мишени в  $n$ -м состоянии для  $i$ -го входного канала с асимптотикой; помимо плоской волны при  $n=i$ , расходящиеся волны;  $J$  - квантовое число полного момента). Тогда  $i$ -я парциальная ширина в соответствии с

[3] имеет вид (для краткости индекс  $J$  опускаем)

$$\Gamma_{\mu}^i = |\chi_{\mu}^i|^2 = \sum_{n, n'} \langle \Phi_{\mu} | V | n, R_{n,i}^+ \rangle \langle \Phi_{\mu} | V | n', R_{n',i}^+ \rangle^*$$

Представляя волновые функции  $R_{n,i}^+$  внутри ядра радиуса  $R$  ( $v \ll R$ ) приближенно в виде

$$R_{n,i}^+ \approx \gamma_n(k_n, v) B_{n,i}^+(k_n),$$

где  $\gamma_n(k_n, v)$  - регулярное решение радиального уравнения Шредингера для  $n$ -го канала в приближении нулевой связи канала;  $B_{n,i}^+$  - коэффициенты нормировки, которые определяются из условий сшивки волновых функций на границе ядра ( $k_n$  - волновое число в  $n$ -м канале), и предполагая, что знаки матричных элементов  $I_{\mu, n} \equiv \langle \Phi_{\mu} | V | n, \gamma_n(k_n, v) \rangle$  меняются случайным образом при изменении не только индекса  $\mu$ , но и  $n$ , нетрудно видеть, что

$$\Gamma_{\mu}^i \approx \sum_{n=1}^N [\langle \Phi_{\mu} | V | n, \gamma_n(k_n, v) \rangle]^2 |B_{n,i}^+(k_n)|^2 \quad (I)$$

Из (I) ясно, что если величины  $I_{\mu, n}$  распределены по нормальному закону с нулевыми средними и некоррелированы друг с другом (корреляция имеется между коэффициентами  $B_{n,i}^+$ ), то парциальные ширины  $\Gamma_{\mu}^i$  при неслучайном характере зависимости  $B_{n,i}^+$  от  $n$  будут, вообще говоря, распределены по закону  $\chi^2_{\nu}$  с числом степеней свободы  $1 \leq \nu < N$ , где  $N$  - число открытых каналов, а при случайной зависимости будут распределены по более сложному закону, явный вид которого зависит от закона распределения  $B_{n,i}^+$ . Ясно, что это распределение может быть даже близким к закону распределения полных ширины  $\Gamma_{\mu} = \sum \Gamma_{\mu}^i$ . Этот результат обобщает выводы [1, 2], справедливые без учета прямой связи каналов.

Выполненные в работе [4] феноменологические расчеты сечений рассеяния быстрых нейтронов ядрами  $^{56}\text{Fe}$  через стадию составного ядра подтверждают возможность флуктуации нейтронных ширины с эффективным числом степеней свободы  $\nu > 2$ . Более того, выбор оптимальных параметров оптического потенциала оказывается существенно зависящим от значения  $\nu_{\text{эф}}$ , используемого в расчетах.  $\nu_{\text{эф}}$  увеличивается с ростом энергии налетающего нейтрона от 1 до 3, когда открыто достаточно большое число каналов неупругого рассеяния ( $E > 3$  МэВ). Наи-

более чувствительной величиной к значению  $\nu_{\text{эф}}$  в рамках оптико-статистической модели является сечение неупругого рассеяния с возбуждением первого  $2^+$  - состояния.

Наблюдаемое отклонение от закона Портера-Томаса  $\chi^2$  для парциальных нейтронных ширин в рассеянии нейтронов на ядре  $^{232}\text{Th}$  не могут быть объяснены отсутствием уровней с малой шириной, неучетом значений  $\ell > 0$  или возможной систематической ошибкой в эксперименте. Если же учесть, что в этом случае открыто много каналов деления и, следовательно,  $N \gg 1$ , то наблюдаемое отклонение может быть объяснено в рамках высказанных нами предположений.

В соответствии с работой [3] вклад составного ядра в обобщенный оптический потенциал, который описывает амплитуду рассеяния, усредненные по разбросу энергии  $\Delta E$ , определяется как

$$\widehat{W}(r) = \left\{ \frac{-i\pi}{\Delta E} \sum_{\lambda} \left[ 1 - \frac{i\Gamma}{\Delta E} \sum_{\mu} W_{\lambda\mu} \frac{\langle \Phi_{c\mu} \widehat{V}(c|0) \widehat{V}_c^+ \rangle}{\langle \Phi_{c\lambda} \widehat{V}^+(c|0) \widehat{V}_0^+ \rangle} \right]^{-1} \right. \\ \left. \times \widehat{V}(c|0) \Phi_{c\lambda} \right\rangle \langle \Phi_{c\lambda} \widehat{V}^+(c|0) \rangle, \quad (2)$$

где  $W_{\lambda\mu} = \langle \Phi_{c\lambda} \widehat{V}^+(c|0) \frac{1}{E - \widehat{H}_0^{(0)}} \widehat{V}(0|c) \Phi_{c\mu} \rangle$ ,

$\widehat{V}(c|0)$  - потенциальная матрица связи открытых (0) каналов с закрытыми (c);  $\widehat{V}_0^+$  - матрица решений уравнения - едингера в подпространстве открытых каналов без учета компаунд-резонансов;  $\widehat{H}_0^{(0)}$  - гамильтониан системы в подпространстве открытых каналов (с учетом связи с закрытыми каналами, но с вычеркнутыми членами, отвечающими компаунд-резонансам);  $\Phi_{c\mu}$  - волновые функции компаунд-резонансов, формируемые в пространстве закрытых каналов. Здесь предполагается, что отделены все спин-угловые переменные и, следовательно, все величины в (2) отвечают одному и тому же значению  $Y^{\pi}$ . Следует отметить, что выражение (2) справедливо только при слабо перекрывающихся резонансах ( $\langle \Gamma \rangle / \mathcal{D} \ll 1$ , где  $\langle \Gamma \rangle$  и  $\mathcal{D}$  - усредненные в интервале  $\Delta E$  соответственно ширина и расстояние между резонансами).

Из простого анализа выражения (2) видно, что в области  $\langle \Gamma \rangle : \mathcal{D} \ll 1$  глубина мнимой части потенциала в каждом открытом канале будет тем больше, чем больше вовлечено компаунд-состояний, т.е. чем больше  $\rho_i = \mathcal{D}^{-1}$ .

Если число однонуклонных степеней свободы существенно больше числа коллективных степеней свободы, то в предположении, что небольшое возбуждение последних мало сказывается на относительном распределении однонуклонных уровней (адиабатическое приближение), можно, ограничиваясь учетом закрытых каналов с возбуждением только однонуклонных степеней свободы, показать что  $i$ -му открытому каналу с возбуждением коллективных мод ядра мишени отвечает своя плотность  $\rho_i$  резонансов, распадающихся в данный канал. В приближении  $N$ -эквивалентных каналов [5] все величины  $\rho_i$  одинаковы и равны  $\rho/N$ . Однако в нашем приближении величины  $\rho_i$  для одного и того же компаунд-ядра должны зависеть от энергии возбуждения  $E_i = E - \varepsilon_i + B$ , где  $E$  - полная энергия;  $\varepsilon_i$  - энергия возбуждения ядра мишени в  $i$ -м канале;  $B$  - энергия связи нуклона с ядром.

Поскольку при не очень большом удалении от поверхности Ферми величина  $\rho_i$  с ростом  $E_i$  растет приблизительно по закону  $\rho_i \sim \exp \sqrt{\kappa \varepsilon_i}$ , глубина мнимой части  $W_{ii}$  оптического потенциала при фиксированной энергии  $E$  должна быть меньше в тех каналах, где больше  $\varepsilon_i$ . Это следует иметь в виду при использовании обобщенной оптической модели, хотя неполный учет открытых каналов может заметно исказить глубину и форму потенциала поглощения в тех каналах, которые наиболее сильно связаны с неучтенными явно открытыми каналами.

#### Список литературы

1. Moldauer P.A. Phys.Rev., 1975, v.C11, p.426.
2. Moldauer P.A. Phys.Rev., 1975, v.C12, p.744.
3. Feabbach H. Ann.Phys., 1958, v.5, p.357.
4. Голубова А.А., Кашуба И.Е. УФН, 1976, т.21, № 3, с.414.
5. Либшиц В.А. Ядерная физика, 1978, т.27, с.948.

СРЕДНИЕ ВРЕМЕНА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ ПРИ РАССЕЯНИИ И ИХ ДИСПЕРСИИ

А.П.Дегтярев, Г.А.Прокопец

(Киевский государственный университет)

Рассмотрена возможность определения среднего времени задержки и дисперсии распределения времен при упругом рассеянии по экспериментальным данным о функциях возбуждения. Обсуждаются результаты для рассеяния быстрых нейтронов ядрами углерода.

The possibility to calculate the mean delay time for the elastic scattering and the variance of the durations distribution by means of the experimental data on excitation functions is investigated. The results for fast neutrons scattering by carbon nuclei are discussed.

В последние годы проявляется возрастающий интерес к проблеме временных характеристик ядерных реакций как в теоретическом [1-3], так и в экспериментальном плане [4]. Трудности существующих методов измерения, связанные с измерением коротких интервалов времени ядерного масштаба, общеизвестны и далеко еще не преодолены полностью. В работах [5] было показано, что в ряде случаев имеются возможности определения времен протекания ядерных реакций, исходя из данных об эффективных сечениях, полученных в опытах с высоким энергетическим разрешением.

В данной работе обращается внимание на одну из такого рода возможностей, которая практически может быть реализована при изучении временных характеристик процесса упругого рассеяния в области разрешенных резонансов. Для нейтронов это ограничивает применимость процедуры относительными энергиями  $E \leq 4$  МэВ и атомными ядрами с массовыми числами  $A \leq 30$ .

В предположении, что энергетическое разрешение эксперимента  $\Delta E$  заметно меньше интервала энергий  $\Gamma$ , на котором происходит существенное изменение амплитуды  $f_{ji}$  реакции  $i \rightarrow j$ , для среднего времени задержки  $\tau_{ji}$  в области взаимодействия и дисперсии распределения вероятности этих времен  $D_{ji}^{(t)}$  имеем [1,2]:

$$\tau_{ji}(\theta_j, \epsilon_j) = \hbar \frac{\partial \arg f_{ji}(\theta_j, \epsilon_j)}{\partial \epsilon_j}, \quad (1)$$

$$D_{ji}^{(1)}(\theta_j, \varepsilon_j) = k^2 \left( \frac{\partial \ln |f_{ji}(\theta_j, \varepsilon_j)|}{\partial \varepsilon_j} \right)^2. \quad (2)$$

Для упругого рассеяния ( $i = j$ ) в направлении вперед ( $\theta = 0^\circ$ ) при наличии и других открытых каналов реакции справедлива оптическая теорема

$$I_m f(0^\circ, \varepsilon) = \frac{k(\varepsilon)}{4\pi} \sigma_t \equiv I(\varepsilon), \quad (3)$$

где:  $\sigma_t(\varepsilon)$  - полное сечение взаимодействия с ядром падающей частицы с волновым числом  $k(\varepsilon)$ , отвечающим энергии относительного движения  $\varepsilon$ .

Соотношения (1)-(3) сразу позволяют получить простые формулы:

$$|T(0^\circ, \varepsilon)| = k \frac{|R^2 \frac{\partial I}{\partial \varepsilon} - \frac{1}{2} I \cdot \frac{\partial R^2}{\partial \varepsilon}|}{\sigma(0^\circ) \cdot \sqrt{R^2}}; \quad (4)$$

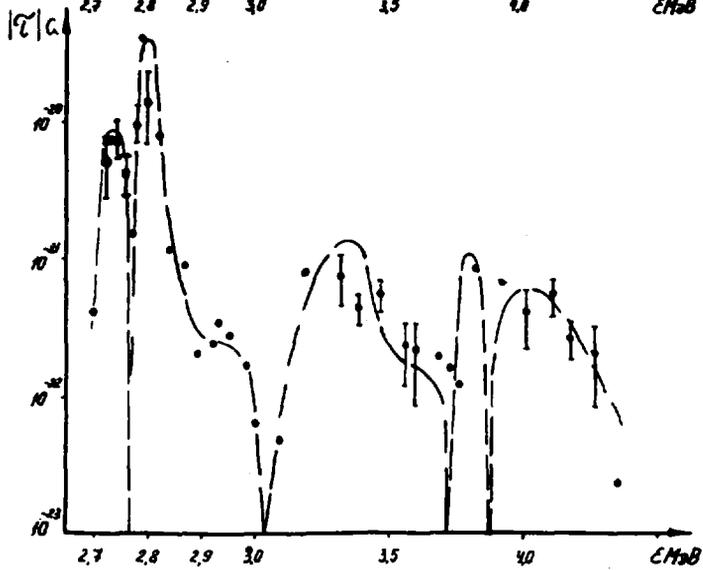
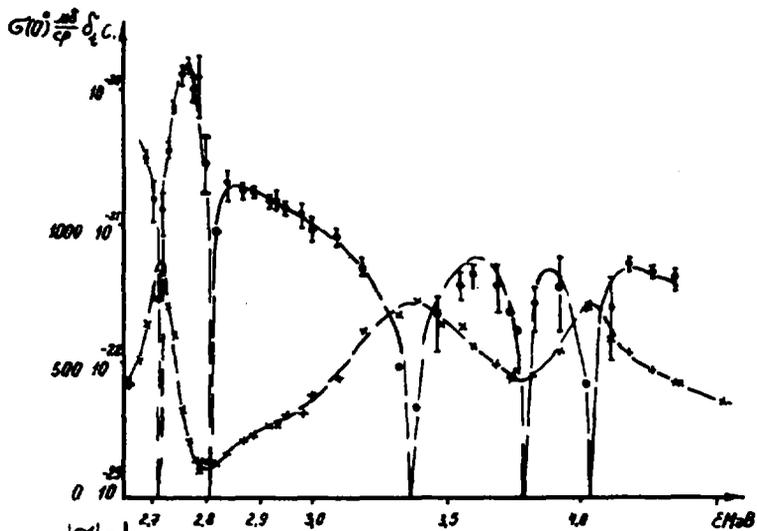
$$D^{(1)}(0^\circ, \varepsilon) = \frac{k^2}{4} \left[ \frac{\partial \ln \sigma(0^\circ)}{\partial \varepsilon} \right]^2, \quad (5)$$

где  $\sigma(0^\circ)$  - дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед при энергии  $\varepsilon$ ;  $R^2(\varepsilon) \equiv [\sigma(0^\circ) - I^2]$ . Таким образом, абсолютная величина средней продолжительности взаимодействия при упругом рассеянии вперед и присущая распределению времен этого процесса дисперсия выражаются через измеряемые функции возбуждения для дифференциальных сечений упругого рассеяния и полных сечений. Следует отметить, что значения  $\sigma(0^\circ)$  могут быть оценены или путем экстраполяции к  $\theta = 0^\circ$  данных, полученных в малоугловых измерениях, или из результатов измерений в широком диапазоне углов, как  $\sigma(0^\circ) = \sum_k B_k(\varepsilon)$ . Здесь  $B_k(\varepsilon)$  - коэффициенты разложения экспериментальных угловых распределений в ряд по полиномам Лежандра:  $\sigma(\theta, \varepsilon) = \sum_k B_k(\varepsilon) P_k(\cos \theta)$ . Формулы (4), (5) были использованы для опре-

деления  $|\tau|$  и  $\delta_t = \sqrt{D^{(4)}}$  при упругом рассеянии нейтронов на ядрах углерода в интервале относительных энергий  $E \approx 2,7-4,3$  МэВ. Необходимая экспериментальная информация взята из компиляции [6].

Результаты показаны на рисунке (•) вместе с исходными данными для  $\sigma$  ( $0^\circ$ ) (×). Приведенные погрешности включают как неопределенность в данных по сечениям, так и неопределенность, связанную с операцией численного дифференцирования. Кривые на рисунке проведены по точкам от руки и призваны передать в общих чертах характер энергетической зависимости соответствующих величин. Как видно из рисунка, модуль среднего времени задержки при рассеянии  $|\tau|$  и его среднеквадратичная флуктуация  $\delta_t$  оказываются более сильно осциллирующими функциями энергии, чем соответствующие сечения. Обсуждаемая процедура не позволяет найти знак  $\tau$ , тем не менее изменение знака числителя формулы (4) является детектором перехода  $|\tau|$  через нулевое значение. Аналогичное положение имеет также место для  $\delta_t$  и нули  $\delta_t$  очевидным образом должны отвечать экстремумам  $\sigma$  ( $0^\circ$ ). Положение нулей  $|\tau|$  заранее не очевидно и соответствует, вероятно, изменению знака  $\tau$ . Максимумы  $|\tau|$  отвечают как максимумам, так и минимумам дифференциального сечения (нулям  $d\sigma$ ). Хотя  $|\tau|$  и  $\delta_t$  достигают сравнимых значений, тем не менее равенство  $|\tau(\epsilon)| = \delta_t(\epsilon)$ , присущее экспоненциальному закону распределения времен задержек, вообще говоря не имеет места и может выполняться только при надлежащем усреднении по широкому энергетическому интервалу  $\Delta E \gg \Gamma$ . Максимальные величины  $|\tau|$  в энергетических точках вблизи пиков дифференциального сечения оказываются меньше, чем  $\tau_r = 2 \frac{\hbar}{\Gamma}$ , где  $\Gamma$  - резонансная ширина соответствующего комплаунд-состояния. Это обстоятельство отражает тот факт, что в рассматриваемой области энергий при рассеянии нейтронов на  $^{12}\text{C}$  вклады резонансного и прямого механизма соизмеримы.

Точность приводимых данных о  $|\tau|$  и  $\delta_t$  может быть улучшена по мере накопления более детальной информации по угловым распределениям. Таким образом, эта процедура может стать источником калибровочных данных для других методов измерения  $\tau$  или  $\delta_t$ , имеющих обычно непрямой характер и где извлекаемые значения сильно зависят от многих плохо контролируемых параметров. Представляет также интерес сравнение с модельными расчетами на основе, например, формализма R-матрицы в качестве дополнительного испытания, фиксирующего параметры матрицы рассеяния, наряду с расчетами сечений и поляризации.



### Список литературы

1. Ольховский В.С. - Препринт КИЯИ-81-3, Киев, 1981, 39 с.
2. Ольховский В.С., Прокопец Г.А. - Определение длительностей ядерных реакций и энергетическая зависимость сечений. См. наст. сб. с.233-237.
3. Kadensky S.G., Futman V.I. - In: Neutron Induced Reactions, Proc. of the Europhys. Top.Conf., June 21-25, 1982, Smolenice, Phys. and Applications, v.10, Bratislava, 1982, p.67.  
Любошиц В.Л. - ЯФ, 1983, т.37, вып.2, с.292.
4. Воротников П.Е. и др. - ЯФ, 1982, т.36, вып.5(II), с.1073.
5. Ольховский В.С., Прокопец Г.А. - Известия АН СССР, серия физ., 1980, т.44, № 7, с.1510.
6. Fu C.Y., Perey F.G. - At. Data and Nucl.Data Tables, 1978, v.22, № 3, p.249.

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА  
ВРЕМЕН ЖИЗНИ И ЭВОЛЮЦИИ РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДЕР

В.С. Ольховский

(ИНИ АН УССР)

Дан обобщенный анализ методов определения времен жизни и исследований эволюции распада компаунд-ядер. В случае максимальной корреляции перекрывающихся резонансов получено явное аналитическое выражение для дисперсии времен жизни компаунд-ядер. Теорема Крылова-Фока обобщена на случай некогерентных ансамблей состояний.

The generalized analysis of the investigations of the compound-nucleus lifetimes and decay evolution is given. The new analytical expression for the compound-nucleus lifetime dispersion at the range of the maximal correlation of the overlapping resonances is obtained. The Krylov-Fock theorem is generalized for incoherent state ensembles.

Исследования длительностей и эволюции ядерных реакций представляют собой развивающуюся область ядерной физики. В настоящее время уже вошли в практику четыре и предложены еще два метода экспериментального измерения длительностей ядерных реакций в интервале  $\sim 10^{-21} + 10^{-15}$  сек [1-6]. Кроме того, известны и два косвенных метода определения длительностей ядерных реакций, использующих анализ эрксонских флуктуаций [7] и связь длительностей с энергетическим поведением сечений в области малых энергий [8]. Развитие систематических теоретических исследований временных свойств ядерных процессов долго тормозилось наличием пробелов в математическом аппарате квантовой теории. По мере изучения свойств времени как наблюдаемой в квантовой механике, а также длительностей столкновений и распадов постепенно выяснялось, что длительность столкновения (распада) представляет многосторонний интерес, в частности, как (а) одна из важнейших характеристик механизма ядерных процессов, (б) наблюдаемая, непосредственно связанная с другими наблюдаемыми и характеристиками квантовых систем ( $S$ -матрицей, сечением, вероятностью распада, плотностью состояний континуума и даже числом связанных состояний системы), (в) источник информации о свойствах систем, которую не всегда практически возможно извлечь из других наблюдаемых [9, 10]. В работах [9-12], исходя из определения, впервые предложенного в работе [13], был выведен ряд рабочих формул для средних длительно-

стей  $\langle \tau_{ji} \rangle$  столкновений  $i \rightarrow j$  и соответствующих средних времен жизни  $\langle \tau_{ji}^c \rangle$  компаунд-ядер.

В реальных экспериментах измеряется не непосредственно величина  $\langle \tau_{ji} \rangle$  или  $\langle \tau_{ji}^c \rangle$ , а величины, связанные с  $\langle \tau_{ji}^c \rangle$  на основе того или иного физического эффекта. В ряде случаев такая связь может быть установлена на основе простых применений теоремы Эренфеста. Так, основываясь на результатах работ [1] и [7], нетрудно установить, что в методе теней при  $\Delta E \gg \Gamma, \mathcal{D}$  смещение распадающегося компаунд-ядра  $\chi_c$  связано с  $\langle \tau^c \rangle$  соотношением  $\langle (\chi_c)^n \rangle \approx \langle (V_c)^n \rangle \langle (\tau^c)^n \rangle$ , где  $\langle V_c \rangle$  - средняя скорость движения компаунд-ядра. В методе, использующем эффекты перерасеяния в трехчастичных реакциях, также используется это соотношение [9]. В методе, основанном на измерениях магнитного возмущения углового распределения резонансно рассеянных  $\gamma$ -лучей [14], используется соотношение  $\langle \Delta \psi \rangle = \omega \langle \tau^c \rangle$ , где  $\langle \Delta \psi \rangle$  - средний угол поворота спина ориентированных ядер, испытывающих  $\gamma$ -распад,  $\omega$  - частота прецессии ядер в магнитном поле.

Исследования эволюции ядерных процессов и, в частности функций распада ядерных состояний, становятся одним из наиболее интересных направлений развития ядерной физики. Обычно используемая экспоненциальная форма закона распада является приближением даже в случае одиночного резонанса, когда элемент  $S$ -матрицы хорошо описывается выражением

$$S_{ji}(E) = \tilde{S}_{ji}(E) \cdot \frac{E - E_r - i\Gamma/2}{E - E_r + i\Gamma/2}, \quad (1)$$

где  $\tilde{S}_{ji}(E)$  - гладкая функция энергии  $E$ ,  $\Gamma = \text{const} \sqrt{E}$ ,  $\Delta E \gg \Gamma$ . Действительно, для произвольного начального волнового пакета в процессе столкновения образуется суперпозиция резонансного (метастабильного, квазистационарного, радиоактивного) состояния, экспоненциально затухающего со временем, и волнового пакета, весовая функция которого в основном определяется весовой функцией начального пакета и который дает неэкспоненциальный член распадающегося состояния [15]. Такое явление физически неизбежно. Более того, из теоремы Крылова-Фока [16] следует, что даже при использовании пакета, представляющего собой полный набор решений стационарного уравнения Шредингера (с множителем  $\exp(-iEt/\hbar)$ ), неэкспоненциальность распада обусловлена ограниченностью непрерывного спектра энергий снизу нулем. Экспо-

ненциальность формы закона распада изолированного резонансного состояния хорошо выполняется в промежутке времени, ограниченном снизу величиной  $t_1 \sim t_0 \cdot \Gamma/E_r$  и сверху - величиной  $t_2 \sim t_0 \ln(E_r/\Gamma)$ , где  $t_0 \sim \hbar/\Gamma$ , а точность описания экспоненциальной формой тем лучше, чем меньше отношение  $\Gamma/E_r$ . При временах  $t$ , меньших  $t_1$  и больших  $t_2$ , могут наблюдаться заметные отклонения от экспоненциальности. Зависимость  $P(E)$ , отличная от  $\sqrt{E}$ , может вызвать дополнительные искажения экспоненциальной формы. Наконец, наличие полюсов  $S'$ -матрицы, отвечающих другим резонансам, а также других особенностей  $S$ -матрицы в плоскости комплексных значений  $E$  (например, полюсов, отвечающих виртуальным и связанным состояниям системы, разрывов и т.д.) также обуславливает отклонения от экспоненциальной формы закона распада. Последние две причины, в отличие от первой, характеризуют неэкспоненциальность, являющуюся следствием только внутренних динамических свойств распадающегося ядра, независимых от начальных условий столкновения.

Если в области изолированного резонанса  $(I) \Delta E \ll \Gamma$ , то, как показано в работах [8,9],  $\langle \tau_{ji}^s \rangle \approx (\hbar/\Gamma) [(E-E_r)^2 + \Gamma^2/4]^{-1/2}$ , а функция распада будет, вообще говоря, неэкспоненциальной, форма которой определяется в основном весовой функцией  $g(E)$  начального волнового пакета. При этом следует иметь в виду, что в силу соотношения неопределенностей эффективная временная длина конечного волнового пакета  $\Delta \tau_j \sim \hbar/\Delta E \gg \langle \tau_{ji}^s \rangle$ , т.е. с точностью до малой величины порядка  $\Delta E/\Gamma$  совпадает с эффективной временной длиной начального волнового пакета.

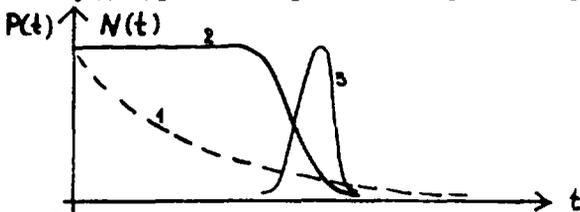
В случае перекрывающихся резонансов  $(D^{(jn)} \ll \Gamma^{(jn)} \ll \Delta E)$  парциальные длительности  $\langle \tau_{ji}^{s(jn)} \rangle$ , отвечающие различным значениям квантовых чисел спина и четности, могут принимать значения в интервале от  $\hbar/\Gamma^{(jn)}$  до  $2\pi\hbar/D^{(jn)}$ , достигая в среднем одинакового для всех  $n$  открытых каналов значения  $2\pi\hbar/nD^{(jn)}$  только в приближении равноправных входных каналов при  $\langle \Gamma^{(jn)} \rangle \gg nD^{(jn)}$  [11,12]. При этом могут реализоваться случаи как экспоненциальной, так и неэкспоненциальной функции распада компаунд-ядер. В частности, в приближении одинаковых  $P_j^{(jn)} = \langle \hat{P}^{(jn)} \rangle$  ( $j=1,2,\dots$ ) в  $S'$ -матрице вида [17]

$$\hat{S}^{(jn)} = \hat{U}^{(jn)} \prod_j \left( 1 - \frac{i\Gamma_j^{(jn)} \hat{P}_j^{(jn)}}{E - E_j^{(jn)} + i\Gamma_j^{(jn)}/2} \right) \hat{U}^{(jn)\dagger} \quad (2)$$

когда корреляция между резонансами максимальна, величина  $\langle \tau_{ji}^{c(m)} \rangle$  равна  $2\pi\hbar/D^{(m)}$ , а дисперсия длительности  $D\tau_{ji}^{c(m)} = \langle (\tau_{ji}^{c(m)})^2 \rangle - \langle \tau_{ji}^{c(m)} \rangle^2$  в приближении случайных фаз  $S^{c(m)} = \sum_{j_i}^{c(m)} \tau_{j_i}^{c(m)}$  оказывается равной

$$D\tau_{ji}^{c(m)} = \langle (d|S_{ji}^{c(m)}|/dE)^2 \rangle / |S_{ji}^{c(m)}|^2 \approx 2(\pi\hbar/D^{(m)})^2 \exp(-2\pi\Gamma^{(m)}/D^{(m)}). \quad (3)$$

Качественно распределение длительностей  $\hat{P}(t)$  и зависимость числа распадающихся компаунд-ядер  $N(t)$  от времени  $t$  изображены на рисунке.



1 - экспоненциальное распределение событий;  
2,3 - кривые  $\hat{P}(t)$  и  $N(t)$ , отвечающие результату формулы (3)

Неэкспоненциальность закона распада типа представленной на рисунке можно уяснить следующим образом. Волновую функцию компаунд-ядра во внутренней области можно, по крайней мере качественно, представить в виде суперпозиции зависящих от времени многомерных осцилляторных функций, отвечающих уровням, которые отстоят друг от друга на расстоянии  $D$ . Если в некоторый момент времени центр тяжести такого пакета по координате влетающей частицы  $i$ -го входного канала находится на поверхности ядра  $\tau_i = R$ , то с течением времени он будет смещаться по закону  $\tau_i - R \cos(D/\hbar)t$ , т.е. достигнет снова поверхности ядра через интервал времени  $2\pi\hbar/D$ . Именно в этот момент и становится возможным распад всей системы по  $i$ -му каналу.

Все изложенное в разделах 2-5 можно обобщить на обычный в экспериментальной практике случай некогерентного ансамбля пар "одна налетающая частица + одно ядро-мишень". В соответствии с работами [9, II] выражения для сечений, длительностей и дисперсий длительностей ядерных реакций должны содержать усреднение не только по разбросу энергий в отдельном пакете, но и по разбросу средних энергий пакетов ансамбля. В этом случае результаты оказываются такими же, как и в случае пакета одной пары с эффективной весовой функцией,

описывающей полный разброс энергий всего ансамбля. Соответственно обобщается и теорема Фока-Крылова: закон распада ансамбля состояний  $\rho_0 = \int dE \omega(E) |\Psi_E(x,0)|^2$ , где  $\Psi_E(x,0) = \int c(E-E') \Psi_{E'}(x) dE'$ ;  $\int w(E) dE = I$  зависит только от функций распределения энергии в этом ансамбле состояний и выражается формулой:

$$\mathcal{L}(t) = |p(t)|^2, \text{ где } p(t) = \int w(E) \left[ \int \Psi_E^*(x,0) \Psi_E(x,t) dx \right] dE,$$

$$\Psi_E(x,t) = \int c(E-E') \Psi_{E'}(x) \exp(-iE't/\hbar) dE'.$$

Нетрудно видеть, что закон распада ансамбля состояний совпадает с законом распада волнового пакета, модуль квадрата эффективной весовой функции которого равен  $\int w(t) |c(E-E')|^2 dE$ .

#### Список литературы

1. Карамян С.А. и др. - ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.456.
2. Chemin J.P. e.a. - Nucl.Phys., 1979, v.A331, N 2, p.407.
3. Fox R. - Phys.Rev., 1962, v.125, N 1, p.311; Lang J. e.a. - Nucl. Phys., 1966, v.88, N 3, p.576.
4. Maroni C. e.a. - Nucl.Phys., 1976, v.A273, N 2, p.429; Trail C.C. e.a. - Phys.Rev., 1980, v.C21, N 5, p.2131; 1982, v.C26, N 2, p.723.
5. Теммер Г.В. В об.: Прямые процессы в ядерных реакциях. М., Атомиздат, 1965, с.124.
6. Soff G. - Phys.Rev.Lett., 1979, v.43, N 27, p.1981.
7. Yoshida S. - Ann.Rev.Nucl.Sci., 1974, v.24, N 1, p.1.
8. Ольховский В.С., Прокопец Г.А. - Ядерная физика, 1979, т.30, вып.1, с.45.
9. Ольховский В.С. Препринт КИЯИ-81-3. Киев, 1981, 39 с.
10. Olkhovsky V.S. Preprint KINR-81-30, Kiev, 1981, 8 p.
11. Olkhovsky V.S. - Phys.Lett., 1982, v.B116, N 5, p.305.
12. Любощиц В.Л. - Ядерная физика, 1978, т.27, вып.5, с.948.
13. Ohmura T. - Progr.Theor.Phys., 1964, Suppl. N 29, p.108.
14. Давыдов А.В. и др. Препринт ИТЭФ-157, М., 1980, 47 с.
15. Базь А.И. и др. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., Наука, 1971, 544 с.
16. Крылов Н.С., Фок В.А. - ЖЭТФ, 1947, т.17, вып.2, с.93.
17. Simonius M. - Nucl.Phys., 1974, v.A218, N 1, p.53.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ**

В.С.Ольховский, Г.А.Прокопец

(ИЯИ АН УССР, Киевский государственный университет)

Получено выражение, связывающее дисперсию распределения длительностей ядерных реакций с энергетической зависимостью их сечений. Определены дисперсии длительностей для нейтронпроизводящих реакций  $T(d,n)^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

The variance of the durations distribution in nuclear reaction has been connected with energy dependence of the corresponding differential cross section. These variances have been determined for the reactions  $T(d,n)^4\text{He}$  and  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

Наряду со средним значением длительности ядерной реакции, нахождение вероятностного закона этой физической величины требует знания также и временной дисперсии. Для двухчастичной ядерной реакции эта дисперсия распределения длительностей может быть введена следующим образом

$$D_t = \langle t^n \rangle - \langle t \rangle^2, \quad (1)$$

где  $\langle t^n \rangle$  -  $n$ -я степень момента прохождения волнового пакета через сферу, окружающую область взаимодействия, усредненная по длительности и размерам пакета в канале вылета частиц.

Определение (1) учитывает флуктуации длительности, обусловленные только взаимодействием частиц в процессе столкновения. Используя технику расчетов, основанную на понятии оператора времени  $\hat{T} = -i\hbar \partial/\partial E$  [1], получаем для временной дисперсии следующее выражение:

$$D_t(j,i) = \langle D_t^{(0)}(j,i) \rangle + D_{\sigma}(j,i); \quad (2)$$

$$\langle D_t^{(0)}(j,i) \rangle = \langle |f_{ji}|^2 \left( \hbar \frac{\partial \ln |f_{ji}|}{\partial \varepsilon_j} \right)^2 \rangle / \langle |f_{ji}|^2 \rangle;$$

$$\mathcal{D}_t(j,i) = \langle |f_{ji}|^2 \left( \frac{\hbar}{\hbar} \frac{\partial \arg f_{ji}}{\partial E_j} \right)^2 \rangle / \langle |f_{ji}|^2 \rangle - \left[ \langle |f_{ji}|^2 \left( \frac{\hbar}{\hbar} \frac{\partial \arg f_{ji}}{\partial E_j} \right) \rangle / \langle |f_{ji}|^2 \rangle \right]^2.$$

Здесь  $f_{ji}(E, \theta_j)$  - амплитуда реакции  $i \rightarrow j$ ,  $E$  - полная энергия системы, а  $\theta_j$  и  $E_j$  - угловые переменные и кинетическая энергия относительного движения в канале вылета частиц  $j$ . При выводе (2) изменение формы волновых пакетов в ходе реакции не учитывалось, так же как и время свободного пролета в пределах сферы взаимодействия. Из (2) следует, что дисперсия времен зависит от степени монохроматизации пучков частиц. Составляющая  $\langle \mathcal{D}_t^{(0)} \rangle$  не исчезает и в экспериментах с высоким разрешением, в то время как составляющая  $\mathcal{D}_t$  при этом стремится к нулю.

Учитывая известное выражение для дифференциального сечения реакции

$$\sigma_{ji}(E, \theta_j) = \frac{k_j}{k_i} \cdot |f_{ji}(E, \theta_j)|^2 \quad (3)$$

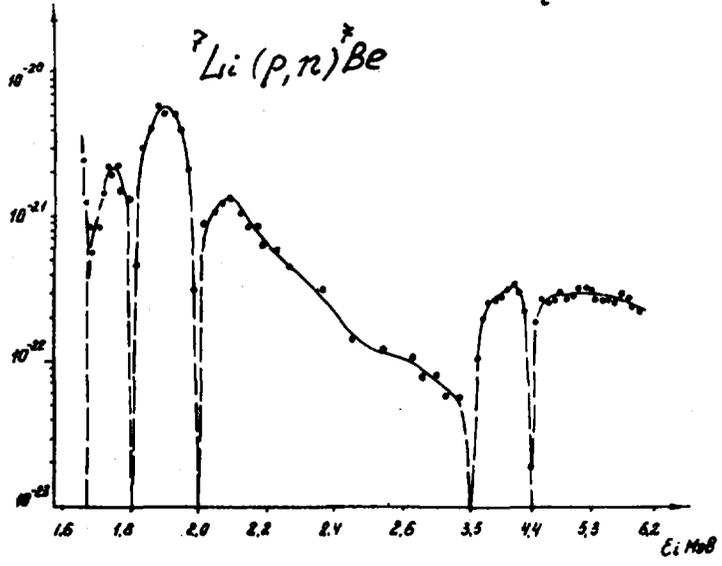
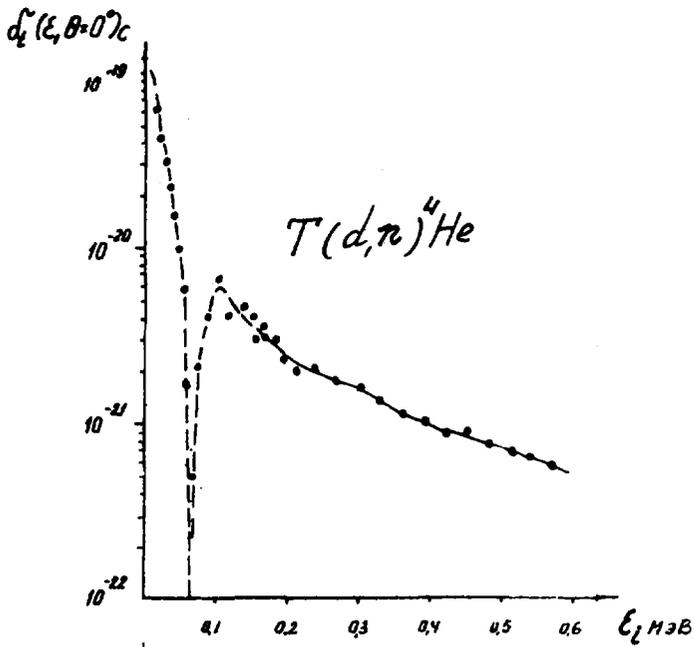
[ $k_i(j)$  - волновое число относительного движения в канале  $i(j)$ ] не трудно преобразовать формулу (2) для случая хорошего энергетического разрешения и  $\Delta E \ll \epsilon_{j,i}$  к виду:

$$\mathcal{D}_t(E, \theta) \approx \mathcal{D}_t^{(0)}(E, \theta) = \frac{\hbar^2}{4} \left[ \frac{\partial \ln \sigma(E, \theta)}{\partial E} \right]^2 \quad (4)$$

Выражения (2) - (4) получены без учета спина. Однако поскольку поляризация в направлении вперед тождественно равна нулю, следует ожидать, что они будут пригодны при  $\theta = 0$  и для реакции с участием частиц, обладающих спином.

Экспериментальная информация об энергетической и угловой зависимости сечений нейтронпроизводящих реакций  ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  [2] была использована для нахождения временной дисперсии. Рисунок демонстрирует энергетическую зависимость среднеквадратичной флуктуации  $\sigma_t = (\mathcal{D}_t)^{1/2}$  времени протекания этих реакций для вылета нейтронов под углом  $0^\circ$  в системе центра инерции.

Представление о распределении вероятности времен может быть получено из сравнения среднеквадратичных флуктуаций со средними временами задержек в ядерной реакции.



В реакции  $T(d, n)^4\text{He}$  для относительных энергий  $\epsilon_i \leq 0,3$  МэВ не наблюдаются эффекты прямого взаимодействия, и реакция идет через возбуждение резонанса  $E^*(J^\pi) = 16,7$  МэВ ( $3/2^+$ ) ядра  $^5\text{He}$  с  $\Gamma = 81$  кэВ [3]. Соответствующее среднее время жизни уровня

$$\langle \tau \rangle = \frac{\hbar}{\Gamma} = 8,15 \cdot 10^{-22} \text{ с.} \quad (5)$$

Следует заметить, что для изолированного резонанса Брейта-Вигнера в опытах с плохим разрешением ( $\Delta E \gg \Gamma$ ) должны выполняться равенства:

$$\langle \mathcal{D}_t^{(0)} \rangle = \mathcal{D}_\tau = 0,5 \langle \tau \rangle^2 \quad \text{и} \quad \mathcal{D}_t = \langle \tau \rangle^2, \quad (6)$$

что отвечает экспоненциальному закону распределения вероятности. Усреднение полученной из (4) величины  $\mathcal{D}_t^{(0)}$  по интервалу  $\epsilon_i = (0,021 + 0,33)$  МэВ (на уровне 1/10 максимума сечения в резонансе) ведет к

$$\langle \mathcal{D}_t^{(0)} \rangle^{1/2} = 6,4 \cdot 10^{-21} \text{ с.} \quad (7)$$

Сравнение (5) и (7) дает

$$\langle \mathcal{D}_t^{(0)} \rangle = 0,6 \langle \tau \rangle^2. \quad (8)$$

Некоторое различие между (6) и (8) обусловлено, возможно, энергетической зависимостью ширины и сдвигов уровня, включающей эффект кулоновского взаимодействия.

Для резонансов, возбуждаемых в реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ , подобного рода оценка непосредственно сделана быть не может, т.к. здесь вклад прямого механизма соизмерим с вкладом составного ядра. Тем не менее, необходимо еще раз подчеркнуть, что экспоненциальность распределения времен возникает как следствие усреднения по энергии в соответствующих экспериментах. Для экспериментов с высоким разрешением этот результат, вообще говоря, не обязателен. Так, например, из рисунка видно, что вблизи резонансных максимумов сечений обсуждаемых реакций, когда среднее время жизни достигает наибольшего значения, близкого к  $\langle \tau \rangle \approx 2 \frac{\hbar}{\Gamma}$ , временная дисперсия  $\mathcal{D}_t$  стремится к нулю.

### Список литературы

1. Ольховский В.С. - Препринт КИЯИ-81-3, Киев, 1981, 39 с.
2. Liskien H., Paulsen A. - Nucl. Data Tables, 1973, v.11, N 7, p.569. Liskien H., Paulsen A. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975, v.15, N 1, p.57.
3. Lauritsen T., Ajzenberg F. - Selove. - Nucl.Phys., 1966, v.78, N 1, p.1.

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ПОРОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.С.Ольховский, В.В.Колотный

(ИЯИ АН УССР)

Развивается теория особой разновидности компаунд-ядер - пороговых состояний, образующихся при рассеянии  $s$ -нейтронов в области порога неупругого рассеяния с возбуждением изомерного уровня ядра-мишени. Анализируется возможность измерений времени жизни таких ядер.

The theory of the peculiar kind of compound nuclei - the threshold states formed by the  $s$ -neutron scattering at the threshold range of the inelastic scattering with the excitation of a target-nucleus isomeric state is developed. The possibility of the lifetime measurements for such nuclei is analyzed.

В идеализированном случае строго определённых уровней возбуждённых состояний ядра-мишени вблизи порога неупругого рассеяния нейтронов (скажем, в области  $k_0 \approx 0$ ) элемент  $S^e$ -матрицы упругого рассеяния можно представить в виде [1,2]

$$S_e^e(k_0, k_1) = \tilde{S}_e^e(k_0) \cdot \frac{1 + \alpha(k_0) \cdot k_1^{2\ell+1}}{1 - \alpha(k_0) \cdot k_1^{2\ell+1}}, \quad (1)$$

где волновые числа  $k_0$  и  $k_1$  связаны соотношением  $E = \varepsilon_0 + \hbar^2 k_0^2 / 2\mu = \varepsilon_1 + \hbar^2 k_1^2 / 2\mu$ ,  $E$  - энергия системы,  $\mu$  - приведенная масса нейтрона и ядра-мишени,  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_1$  - уровни основного и первого возбуждённого состояний ядра-мишени,  $\tilde{S}_e^e(k_0)$  обладает теми же аналитическими свойствами, что и  $S^e$ -матрица одноканального рассеяния,  $\alpha(k_0)$  - регулярная на вещественной оси функция  $k_0$ , которую в простейших случаях можно выбрать вещественной для вещественных потенциалов. Длительность рассеяния (время задержки) для такой  $S^e$ -матрицы равна [3]

$$\tau_e = \hbar d(\arg f_e^e(E)) / dE \xrightarrow{k_0 \rightarrow 0} \begin{cases} \tilde{\tau}_e + \hbar(-1)^\ell \alpha d|\alpha| k_1^{2\ell+1} / dE, & k_0^2 < 2\mu(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) / \hbar^2 \\ \tilde{\tau}_e, & k_0^2 > 2\mu(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) / \hbar^2 \end{cases} \quad (2)$$

где  $f_e^e(E) = i[1 - \tilde{S}_e^e(E)] / k_0$ ,  $\tilde{\tau}_e = \frac{\hbar}{2} d(\arg \tilde{S}_e^e) / dE$ . В случае плавной зависимости  $\arg \tilde{S}_e^e(E)$  от  $E$ , т.е. малой величины  $\tilde{\tau}_e$  для  $\ell=0$

величина  $\tau_0$  при подходе к порогу снизу ведёт себя как  $\tau_0 \approx \approx -d\mu/\hbar |k_1|$ , т.е. при  $d \neq 0$  время жизни такого порогового состояния неограниченно возрастает при приближении к пороговой точке ( $k_1 = 0$ ) снизу (величина  $d$  не может быть положительной в силу условий причинности и унитарности) [1,3].

В [4] указано на необходимость учёта метастабильности (конечности времени жизни) возбуждённых состояний реальных ядер. Если уровни таких состояний представить в виде комплексных величин  $\tilde{\varepsilon}_n = \varepsilon_n - i\gamma_n/2$ , где  $\gamma_n$  - ширина (обычно радиационная) уровня, то вместо точки порога следует ввести понятие пороговой области ширины  $\sim \gamma_n$  и в (I) заменить  $\varepsilon_1$  на  $\tilde{\varepsilon}_1$  и, в частности,  $k_1$  на  $[\frac{2}{\mu}(\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_1 + i\gamma_1/2)/\hbar^2]^{1/2}$ . Тогда в пороговой области функция  $\tau_0(E)$  остаётся конечной и непрерывной. Она определяется выражением

$$\tau_0(E) \approx \hbar \theta_0 \frac{1 - (E - E_n)/d_n}{[d_n - (E - E_n)]^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $\theta_0 = (1 - \text{Re} \tilde{S}_0)^{-1} \text{Re} \tilde{S}_0 \alpha \sqrt{\mu/\hbar^2}$ ,  $E_n = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ ,  $d_n = [(E - E_n)^2 + \gamma_1^2/4]^{1/2}$  в предположении, что  $|1 - \text{Re} \tilde{S}_0| \gg |\alpha| \cdot [(E - E_n)\mu/\hbar^2]^{1/2}$

и  $|k_1| \rightarrow 0$ . Ясно, что  $\tau_0 > 0$  только при  $\text{Re} \tilde{S}_0 < 0$ . Величина (3) характеризует среднее время задержки в общей совокупности процесса потенциального рассеяния, описываемого парциальной амплитудой  $f_0^{(p)} = i[1 - |S_0| \tilde{S}_0]/2\kappa_0$ , и процесса образования собственно порогового состояния, описываемого амплитудой  $f_0^{(t)} = i[|S_0| \tilde{S}_0 - \tilde{S}_0]/2\kappa_0 = i|S_0|[\exp(i \arg \tilde{S}_0) - \exp(i \arg S_0)]/2\kappa_0$ . Очевидно, в пределе  $d \rightarrow 0$  величина  $f_0^{(t)} \rightarrow 0$ , т.е. пороговые явления исчезают. Поскольку величина  $\tau_0(E)$  зависит от соотношения вкладов и времён задержек обоих процессов в общем процессе рассеяния, целесообразно отдельно рассмотреть сечение  $\sigma_0^{(t)}(E)$  образования и время задержки  $\tau_0^{(t)}(E)$  в процессе распада порогового состояния ( $\tilde{S}_0 \rightarrow 1$ ).

Величина  $\sigma_0^{(t)}(E)$  определяется выражением

$$\begin{aligned} \sigma_0^{(t)}(E) &= \frac{\pi}{\kappa_0^2} \left| \tilde{S}_0 |S_0| - |S_0|^2 \right|^2 = \frac{4\pi}{\kappa_0^2} |S_0|^2 \sin^2 \delta_c(E) = \\ &= \frac{16\pi}{\kappa_0^2} \frac{\alpha^2 (\text{Im} k_1)^2}{[1 + \alpha^2 |k_1|^2 - 2\alpha \text{Re} k_1]^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\delta_c(E) = (1/2)[\arg \tilde{S}_0 - \arg S_0] = \arctg \frac{\alpha \text{Im} k_1}{1 + \alpha \text{Re} k_1} + \arctg \frac{\alpha \text{Im} k_1}{1 - \alpha \text{Re} k_1}$ ,

$Re \kappa_1 = (\sqrt{\mu}/\hbar)[d_n + E - E_n]^{1/2}$ ,  $Im \kappa_1 = (\sqrt{\mu}/\hbar)[d_n + E_n - E]^{1/2}$ ,  
при  $E = E_n$

$$\delta_0^{(+)}(E_n) = \frac{8\pi}{\kappa_0^2} \frac{\alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2}{[1 + \alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2 - \alpha(3\mu \gamma_1 / \hbar^2)^{1/2}]^2} \quad (4a)$$

Если  $\alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2 \sim 1$ , то  $\delta_0^{(+)}(E_n) \sim \pi / \kappa_0^2$ .

Величина  $\tau_0^{(+)}(E)$  при пренебрежении зависимостью  $\alpha \mu \gamma_1 \sqrt{\delta_0^{(+)}}$  от энергии равна  $\tau_0^{(+)}(E) \approx \hbar d\delta_0^{(+)} / dE =$

$$= \frac{-d\sqrt{\mu}}{2[d_n + E_n - E]^{1/2}} \cdot \frac{[1 + (E_n - E)/d_n][1 + \alpha^2 \mu \gamma_1^2] + 2\alpha^2 \mu \gamma_1^2 / \hbar^2 d_n}{(1 + \alpha^2 \mu \gamma_1^2)^2 - 4\alpha^2 \mu (E - E_n + d_n) / \hbar^2} \quad (5)$$

При  $E \rightarrow E_n$  выражение (5) переходит в

$$\tau_0^{(+)}(E_n) \approx -d\sqrt{\mu/2\gamma_1} [1 + (\alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2)]^{-1} (1 + 5\alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2). \quad (5a)$$

Очевидно, при  $\alpha^2(\mu \gamma_1 / \hbar^2) \ll 1$  величина  $\tau_0^{(+)}(E_n) \approx -d\sqrt{\mu/2\gamma_1}$ , а при  $\alpha^2(\mu \gamma_1 / \hbar^2) \gg 1$  величина  $\tau_0^{(+)}(E_n) \approx -2,5 \sqrt{2} \hbar^2 / \alpha \mu^{1/2} \gamma_1^{3/2}$ . При  $\alpha^2(\mu \gamma_1 / \hbar^2) \sim 1$  величина  $\tau_0^{(+)}(E_n) \sim 1,5 \sqrt{2} \hbar / \gamma_1$ . Точнее, при  $\alpha^2 = 1,223 \hbar^2 / \mu \gamma_1$  величина  $\tau_0^{(+)}(E_n)$  принимает максимальное значение, равное  $2,27 \hbar / \gamma_1$ . Возрастание величины  $\alpha^2 \mu \gamma_1 / \hbar^2$  до значений порядка 1 и более может быть обусловлено появлением резонанса  $\alpha(\kappa_0)$ . Таким образом, при  $\gamma_1 \rightarrow 0$  время жизни образующегося нейтронноактивного составного ядра может оказаться довольно большим, превышая время жизни возбуждаемого изомерного состояния ядра-мишени. Физически это явление можно интерпретировать как следствие двукратного перехода нейтрона из входного в почти закрытый канал неупругого рассеяния и образованием медленно рассасывающегося нейтронного "облака" и обратно во входной канал в условиях отсутствия кулоновского и центробежного барьеров.

Представляет интерес обобщение теории рассмотренного здесь эффекта в случаях комплексных значений  $\alpha$ , присутствия в пороговой области резонансов  $\sqrt{\delta_0^{(+)}}$  ( $\kappa_0$ ) и  $\alpha(\kappa_0)$ . В более полной теории целесообразно также исследовать вблизи порога величины сечения и длительности неупругого рассеяния нейтронов с почти нулевой конечной энергией и возбуждением изомерного состояния ядра-мишени.

Оценим число  $\Delta N$  нейтронноактивных ядер, образующихся при облучении толстой мишени потоком  $I_0$  ( $1/\text{см}^2$ ) нейтронов с разбросом

энергий  $\delta E$  вокруг пороговой энергии  $E_n$  за время  $\Delta t$ , превышающее величину  $\tau_0^{(t)}$  (когда практически каждый из налетающих нейтронов успеет провзаимодействовать хотя бы с одним из ядер мишени). Очевидно,

$$\Delta N \approx I_0 \Delta t (\gamma_n / \delta E) W, \quad (6)$$

где  $W(E) = |S_0|^2 4 \pi n^2 \delta_p(E)$  - вероятность образования порогового состояния (нейтронноактивного ядра). При  $\Delta t \sim \tau_0^{(t)}(E_n)$  и  $W(E_n) \sim 1$

$$\Delta N \approx I_0 \tau_0 / \delta E. \quad (6a)$$

Если  $I_0 \sim 10^{10}$  (1/см<sup>2</sup>) и  $\delta E \sim 1$  эВ, то

$$\Delta N \approx 10^{-5}. \quad (6b)$$

Реальность обнаружения нейтронноактивных ядер, образовавшихся при рассеянии нейтронов в пороговой области энергий возбуждения изомерных состояний ядер мишени, определяется возможностью регистрации распада этих ядер на фоне сопутствующих излучений. При  $\tau_0^{(t)}(E_n) \lesssim 10^3$  с скорость регистрации  $\Delta N / \tau_0^{(t)}(E_n) \gtrsim 10^{-2}$  (1/см).

В настоящее время готовится постановка эксперимента, который позволил бы наблюдать этот весьма слабый эффект, в частности, при облучении мишени из ядер  $^{75}\text{As}$ , у которых имеется изомерное состояние с энергией 0,305 МэВ и временем жизни 17,1 мс [5].

#### Список литературы

1. Базь А.И. и др. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., Наука, 1971, 544 с.
2. Зайченко А.К., Ольховский В.С. - Украинский физический журнал, 1979, т.24, вып.5, с.605.
3. Ольховский В.С. Препринт КИЯИ-81-3, Киев, 1981, 39 с.
4. Ольховский В.С. Тезисы Конференции по ядерно-физическим исследованиям, посвященной 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра, Харьков, изд-во ХФТИ, 1982, с.72.
5. Ключарев А.П. и др. - Атомная энергия, 1978, т.44, вып.1, с.36.

## ЭМИССИЯ НЕСКОЛЬКИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ ЯДЕР

Д.С. Лютостанский, И.В. Панов, В.К. Сироткин

(МИБИ, ИТЭФ)

Показано, что открытый недавно процесс эмиссии двух нейтронов, сопровождающий бета-распад легких ядер, может идти в более тяжелых ядрах с  $A=50-150$ . Анализируется возможность эмиссии более двух запаздывающих нейтронов. Оцениваются вероятности эмиссии нейтронов в микроскопическом подходе.

FEW NEUTRON EMISSION AFTER BETA-DECAY.  
It is shown that two neutron emission recently found in light nuclei can be observed in nuclei with  $A=50+150$ . The emission possibility of more than two neutrons is investigated. The neutron emission probability is evaluated in microscopic approach.

Ранее в работах [1,2] было показано, что процесс эмиссии двух нейтронов, сопровождающий бета-распад сильно нейтронно-избыточных ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{30,31,32}\text{Na}$  [ $(\beta^-, 2n)$ -процесс], может идти и в более тяжелых ядрах, доступных в ближайшее время для экспериментальных исследований. В настоящей работе рассматривается возможность эмиссии трех и более нейтронов при бета-распаде ядер с  $A > 50$ .

Возможность  $(\beta^-, 3n)$ -процесса, аналогичного случаю хорошо известного процесса эмиссии одного и двух запаздывающих нейтронов, определяется тем, что с увеличением числа избыточных нейтронов для изотопов одного элемента разница масс между соседними ядрами-изобарами  $Q_\beta$  растет и при  $Q_\beta > B_{3n}$ , где  $B_{3n}$  - энергия отрыва трех нейтронов, возможен  $(\beta^-, 3n)$ -процесс (рис.1). Этот процесс уже наблюдался для ядра  $^{11}\text{Li}$  [5]. Анализ энергетических соотношений, полученных по известным массовым формулам [6] показывает, что при  $Q_\beta > B_{kn}$ , где  $B_{kn}$  - энергия отрыва  $k$  нейтронов, возможен процесс эмиссии  $k$  нейтронов. Например, для изотопов  $\text{Rb}$  (рис.2)  $(\beta^-, 3n)$ -процесс возможен при  $A \geq 102$ , а  $(\beta^-, 4n)$ -процесс - при  $A \geq 106$ .

Анализ энергетических соотношений показал, что среди идентифицированных ядер с известным периодом полураспада существуют ядра  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{32,33,34}\text{Na}$ ,  $^{52}\text{K}$ , а также  $^{102}\text{Rb}$  - возможные  $(\beta^-, 3n)$ -излучатели.

Вероятность  $(\beta^-, kn)$ -процесса  $F_{kn}$  существенно зависит как от энергетических соотношений, так и от структуры силовой функции бета-распада  $S_\beta(E)$ , причем влияние оказывает и высоколежащая резонансная часть силовой функции, особенно гамов-теллеровский (ГТТ) ре-

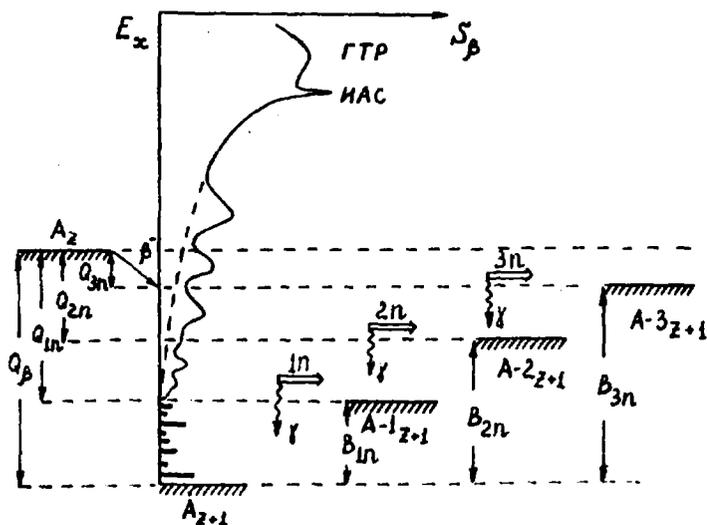


Рис.1. Схема эмиссии одного, двух и трех нейтронов, сопровождающей  $\beta$ -распад ядер. В дочернем ядре схематически показана силовая функция  $\beta$ -распада  $S_\beta(E_x)$ , имеющая резонансную структуру

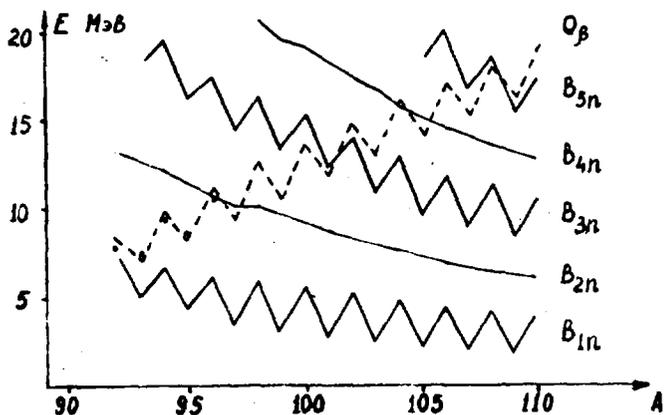


Рис.2. Зависимость энергетических величин  $Q_\beta$  (пунктир) и  $B_{кн}$  - энергии отрыва  $k$  нейтронов от массового числа для изотопов  $Rb$ . Точки - экспериментальные данные по  $Q_\beta$

зонам [7], дающий вклад в непрерывную часть функции  $S_\beta(E)$ .

Влияние непрерывного спектра учитывается в  $S_\beta(E)$  при  $E > B_{in}$  уореденкем по энергетическому интервалу, содержащему большое число уровней компаунд-ядра [8], и для силовой функции бета-переходов в изобарическое состояние  $j$  получаем при  $E > B_{in}$ .

$$S_\beta^j(E) = |M_j^{(0)}|^2 \frac{\Gamma_j}{(E_\beta - \omega_{0j})^2 + \Gamma_j^2} \text{Const}, \quad (1)$$

где матричный элемент  $M_j^{(0)}$  определяется через вычеты эффективного поля  $V_\beta$  в квазиклассической ВЕТА-модели [7] без учета уровней компаунд-ядра. Ширина  $\Gamma_j$  связана с мнимой частью собственно-энергетического оператора  $\Sigma$  соотношением

$$\Gamma_j = -2 \text{Im} \Sigma(E+i0) \approx \alpha |E|E, \quad \alpha \sim 1/E_F. \quad (2)$$

Получаемая силовая функция непрерывна для  $E > B_{in}$  и дискретна ( $S_\beta^j \sim |M_j^{(0)}|^2$ ) при  $E < B_{in}$  (примеры расчетов  $S_\beta$  см. в работе [2]).

Расчеты величины  $P_{3n}$  проводились в рамках микроскопического подхода, основанного на теории изобарических состояний [7], которые, являясь заряженными коллективными возбуждениями исходного ядра  $A(N, Z)$  определяют структуру силовой функции бета-распада.

Вероятность  $P_{3n}$  рассчитывается аналогично (см. [1, 2]) в предположении каскадного механизма эмиссии нейтронов через состояния ядер  $A-1(Z+1)$ ,  $A-2(Z+1)$  и  $A-3(Z+1)$  (см. рис. 1). Спектр испущенных нейтронов на каждой стадии каскада можно рассчитать, пользуясь теорией Хаузера-Тембаха [9]. В предположении, что испускаются только  $s$ -нейтроны, максимум спектра нейтронов будет соответствовать энергии  $T/2$ , где  $T$  - температура ядра. Если выполняется условие  $T \ll Q_{n1}$  ( $Q_{n1} = Q_\beta - B_{nn}$ ), то выражение для вероятности  $P_{kn}$  сильно упрощается:

$$P_{kn} \approx \int_{B_{kn}}^{Q_{(n+1)n} + \delta_{n+1}} W_\beta(E) dE, \quad (3)$$

где  $W_\beta(E)$  - вероятность заселения при бета-распаде состояний с энергией  $E$  в дочернем ядре, а величина  $\delta \approx (K-1)T/2$  учитывает влияние спектра испущенных нейтронов на вероятность  $P_{kn}$ . В настоящих расчетах величин  $P_{2n}$  и  $P_{3n}$  использовалась верхняя оценка, получен-

ная при  $\delta = 0$ . Заметим, что вероятность  $P_{kn}$  зависит, в основном, от поведения функции  $W_{\beta}(E)$ , определяемой силовой функцией бета-распада.

Результаты расчетов периодов полураспада  $T_{I/2}$ , мс, и вероятностей эмиссии запаздывающих нейтронов  $P_{kn}$ , %

Ядро	Эксперимент				Расчет			
	$T_{I/2}$	$P_{1n}$	$P_{2n}$	$P_{3n}/P_{2n}$	$T_{I/2}$	$P_{1n}$	$P_{2n}$	$P_{3n}$
$^{31}\text{Na}$	17,7	30	0,70	$10^{-3}$	30	24,9	0,45	0,003
$^{32}\text{Na}$	14,0	10	5,0		18,0	23,8	3,4	0,08
$^{33}\text{Na}$	8,2				18,3	57,6	19,4	0,19
$^{34}\text{Na}$	4,6				13,4	16,3	69,7	13,1
$^{52}\text{K}$	175				160	43,7	2,3	
$^{100}\text{Nb}$	51,0				54	26,3	1,2	
$^{102}\text{Nb}$					40	42,4	3,43	$10^{-4}$

В таблице представлены результаты расчетов периодов полураспада и вероятностей эмиссии запаздывающих нейтронов для нескольких идентифицированных нейтронно-избыточных ядер, возможных  $(\beta^-, 3n)$ -излучателей. Сравнение с экспериментальными данными работы [10] по величинам  $T_{I/2}$ ,  $P_{1n}$  и  $P_{2n}$  позволяет надеяться на удовлетворительную точность оценок  $P_{3n}$ .

Экспериментальные исследования  $(\beta^-, 2n)$ - и  $(\beta^-, 3n)$ -процессов позволяют выяснить детали механизма эмиссии нейтронов и определить вклад каскадного процесса эмиссии с образованием динейтронной пары.

#### Список литературы

1. Литостанский Ю.С., Панов И.В., Сироткин В.К. - Ядерная физика, 1983, т.37, вып.2, с.274.
2. Литостанский Ю.С., Панов И.В. - Известия АН СССР, сер. физ. 1983, т.47, вып.5, с.880; Z.Phys., 1983, v.313, N 3.
3. Azuma R.E. e.a. - Phys.Rev.Lett., 1973, v.43, N 22, p.1652.
4. Detraz C. e.a. - Phys.Lett., 1980, v.94B, N 4, p.307.
5. Azuma R.E. e.a. - Phys.Lett., 1980, v.96B, p.31.
6. Jänecke J., Kunon B.P. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, N 5,6, p.467.

7. Гапонов Д.В., Литостанский Д.С. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1324;  
Письма в ЖЭТФ, 1972, т.1, с.173.
8. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. - Ядерная физика, 1977, т.26,  
с.1188.
9. Hauser W., Feshbach H. - Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
10. Jonsen B. e.a. - Proc. 4 Intern. Conf. on Nucl. far from  
Stability (Denmark, Holsinger, 1981), CERN 81-09, p.265.

ОБ ЭФФЕКТАХ КОМПАУНДНЫХ И ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ В УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЯХ И ДЛИТЕЛЬНОСТЯХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В.С.Ольховский  
(ИЯИ АН УССР)

Получены новые аналитические выражения для усреднённых элементов  $S$ -матрицы и сечений ядерных реакций. Обсуждается возможность изучения компаундных и прямых процессов на основе данных по усреднённым сечениям и длительностям без использования оптической модели.

The new analytical expressions for the averaged  $S$ -matrix and cross sections of nuclear reactions are obtained. The possibility of examining the compound and direct processes on the base of the data on the averaged cross sections and durations without the attraction of the optical model is discussed.

1. За последние 20 лет было предпринято много усилий по обоснованию и обобщению формулы Хаузера-Фешбаха для сечений компаундных процессов (см., напр., обзоры [1, 2]). В [3] был поставлен вопрос о поиске такой унитарной параметризации  $S$ -матрицы, с помощью которой можно было бы получить аналитический вывод выражения для усреднённых сечений. В [4] сделана первая попытка приблизиться к решению этой задачи исходя из выражения для  $S$ -матрицы в виде [5]:

$$\hat{S}^{(J\pi)} = \hat{U}^{(J\pi)} \prod_{\nu=1}^{\Lambda} \left( 1 - i \frac{\Gamma_{\nu}^{(J\pi)} \hat{P}_{\nu}^{(J\pi)}}{E - E_{\nu}^{(J\pi)} + i \Gamma_{\nu}^{(J\pi)}/2} \right) \hat{U}^{(J\pi)T} \quad (1)$$

где проекторы  $\hat{P}_{\nu}^{(J\pi)}$  и унитарная матрица  $\hat{U}^{(J\pi)}$  практически не зависят от энергии  $E$ ,  $J$  и  $\pi$  - квантовые числа спина и чётности. В настоящем сообщении изложены первые аналитические результаты подхода к решению той же задачи на основе (1). Вначале отметим, что сопоставляя представление (1) с подходом Фешбаха [6] в области  $\langle \Gamma^{(J\pi)} \rangle \ll D^{(J\pi)}$  ( $\langle \Gamma^{(J\pi)} \rangle$  и  $D^{(J\pi)}$  - средние ширина и расстояние между  $J\pi$ -резонансами), можно показать:  $(P_{\nu}^{(J\pi)})_{ik} = \gamma_{\nu,i}^{(J\pi)} \gamma_{\nu,k}^{(J\pi)} / \Gamma_{\nu}^{(J\pi)}$ , где  $\gamma_{\nu,i}^{(J\pi)}$  - амплитуда парциальной ширины  $\Gamma_{\nu,i}^{(J\pi)} = (\gamma_{\nu,i}^{(J\pi)})^2$  отвечающей  $i$ -му каналу.

2. Усреднение элементов  $S$ -матрицы и сечений компаунд-процессов  $\text{Re} c_{ij}^{(J\pi)}(E)$  по интервалу энергий  $\Delta$ , удовлетворяющему условию  $\Delta \gg \Gamma_{\nu}^{(J\pi)}, D^{(J\pi)}$ , приводит в приближении симметричных и коммутирующих друг с другом проекторов  $P_{\nu}^{(J\pi)}$  к следующим результа-

там:  $\langle \hat{S}^{(jn)} \rangle = \hat{U}^{(jn)} \exp(-\pi \langle \hat{\rho}^{(jn)} \Gamma^{(jn)} / D^{(jn)} \rangle) \hat{U}^{(jn)}$  (2)

где  $\langle \hat{\rho}^{(jn)} \Gamma^{(jn)} \rangle$  - усреднённая (в соответствии с процедурой, описанной в /7/) по всем резонансам в интервале  $\Delta$  матрица  $\rho_{\kappa\kappa'}^{(jn)} \Gamma_{\kappa\kappa'}^{(jn)}$ , и при  $y \equiv \pi \langle \rho^{(jn)} \Gamma^{(jn)} \rangle / D^{(jn)} \ll 1$

$$\langle \sigma_{ji}^{c(jn)}(E) \rangle = \langle |\alpha_{ji}^{(jn)}|^2 \rangle - K \langle \delta_{ji}^{(jn)} \rangle^2 =$$

$$\xrightarrow{y \rightarrow 0} \frac{2\pi}{D^{(jn)}} \sum_{\kappa\kappa_1\kappa_2} U_{j\kappa_1}^{(jn)} U_{j\kappa_2}^{(jn)*} \langle \Gamma_{\kappa\kappa_1}^{(jn)} \rho_{\kappa\kappa_1}^{(jn)} \rho_{\kappa_2\kappa_2}^{(jn)} \rangle U_{\kappa_1\kappa_2}^{(jn)} U_{\kappa_2\kappa_1}^{(jn)*}$$
(3)

При  $\hat{U}_{ji}^{(jn)} = \delta_{ji} \exp(2i\eta_j^{(jn)})$ ,  $\eta_j^{(jn)} = \text{Re } \eta_j^{(jn)}$ , (4)

когда нерезонансными неупругими столкновениями можно пренебречь, из (3) следует, что

$$\langle \sigma_{ji}^{c(jn)} \rangle = \frac{2\pi}{D^{(jn)}} \langle \Gamma_j^{(jn)} \Gamma_i^{(jn)} / \Gamma^{(jn)} \rangle, \quad (5)$$

что совпадает с формулой Хаузера-Фешбаха (Бете) с поправкой, учитывающей флуктуации парциальных ширин.

В приближении

$$\hat{\rho}_{\nu}^{(jn)} = \langle \hat{\rho}^{(jn)} \rangle, \quad (6)$$

обсуждавшегося в [8],

$$\langle \sigma_{ji}^{c(jn)} \rangle = |\alpha_{ji}^{(jn)}|^2 (1 - e^{-2\pi \langle \Gamma^{(jn)} \rangle / D^{(jn)}}), \quad \alpha_{ji}^{(jn)} = \hat{U}^{(jn)} \langle \hat{\rho}^{(jn)} \rangle \hat{U}^{(jn)\dagger} \quad (7)$$

С учётом приближения (4) выражение (7) приобретает форму (5), а при  $\langle \Gamma^{(jn)} \rangle / D^{(jn)} \rightarrow \infty$  становится равным

$$\langle \sigma_{ji}^{c(jn)} \rangle = |\alpha_{ji}^{(jn)}|^2 = \langle \Gamma_j^{(jn)} \rangle \langle \Gamma_i^{(jn)} \rangle / \langle \Gamma^{(jn)} \rangle^2, \quad (8)$$

т.е. заметно отличается от формулы Хаузера-Фешбаха.

3. С учётом соотношений

$$\langle \tau_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle = \sum_{jn} \langle \tau_{ji}^{c(jn)}(E) \rangle \langle \sigma_{ji}^{c(jn)}(E, \Omega_{ji}) \rangle / \langle \sigma_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle \quad (9)$$

$$\langle \tau_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle = [\tau_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) \sigma_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) + \langle \tau_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle \langle \sigma_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle] / \langle \sigma_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle, \quad (10)$$

где  $\langle \sigma_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) \rangle = \sigma_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) + \langle \sigma_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle$ ,  $\sigma_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) = K f_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) |^2$

$$f_{ji}^d(E, \Omega_{ji}) = \sum_{j\mu n} \rho_{j\mu}^{(jn)}(E) g_{j\mu}^{(jn)}(\Omega_{ji}), \quad f_{ji}^{(jn)}(E) = i[\delta_{ji} - \delta_{ji}^{(jn)}(E)],$$

$$\langle b_{ji}^{c(m)}(E, \Omega_{ji}) \rangle = \sum_{J_1} \langle b_{ji}^{c(m)}(E, \Omega_{ji}) \rangle \equiv \sum_{J_1} \langle b_{ji}^{c(m)}(E) \rangle \sum_{\mu, \dots} |g_{ji}^{(J_1 m)}(\Omega_{ji})|^2,$$

$g_{ji}^{(J_1 m)}(\Omega_{ji})$  — функция квантовых чисел всех учитываемых моментов, спинов, их проекций и угловых координат  $\Omega_{ji} = \{\theta_{ji}, \varphi_{ji}\}$  направлений вылета конечных частиц относительно пучка налетающих частиц, для средних длительностей комбиналд-процессов  $\langle \tau_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle$ , парциальной длительностей комбиналд-процессов  $\langle \tau_{ji}^{c(m)}(E) \rangle$ , длительностей прямых процессов  $\tau_{ji}^d(E, \Omega_{ji})$  и длительностей реакций  $\langle \tau_{ji}(E, \Omega_{ji}) \rangle$  — полученные здесь результаты могут послужить основой для извлечения информации о  $\langle \Gamma^{(m)} \rangle / D^{(m)}$ ,  $\langle \rho^{(m)} \rangle$  и  $\hat{U}^{(m)}$ . Согласно [8], используя данные по  $\langle \tau_{ji}^c(E, \Omega_{ji}) \rangle$  и теорему Моллдауэра-Симонюса, можно определить величины  $\langle \Gamma^{(m)} \rangle$  и  $D^{(m)}$ . Более того, при наличии данных и по  $\langle \tau_{ji}(E, \Omega_{ji}) \rangle$  можно было бы, используя (10), определить  $\langle b_{ji}^{c(m)} \rangle$  и  $|\langle S_{ji}^{(m)} \rangle|$ , что весьма упростило бы процедуру численного определения  $\hat{U}^{(m)}$ ,  $\langle \rho^{(m)} \rangle / \Gamma^{(m)}$  и  $D^{(m)}$ .

Особенно просто обстоит дело в приближении одноканального рассеяния нейтронов в центральном потенциале (без учёта спина), когда  $\Pi = (-1)^J$ ,  $g_{ji}^{(J_1 m)} = \sqrt{2J+1} Y_{J_0}(\theta_{ji})$ ,

$$\langle S_{ii}^{(m)} \rangle = \tilde{S}_{ii}^{(J)} \exp(-\pi \langle \Gamma^{(J)} \rangle / D^{(J)}), \quad \tilde{S}^{(J)} = \hat{U}^{(J)} \hat{U}^{(J)T},$$

$$\langle b_{ii}^{c(m)} \rangle = 1 - \exp(-2\pi \langle \Gamma^{(J)} \rangle / D^{(J)})$$

и полное сечение

$$\langle b_{ii}^{(m)} \rangle = 2 [1 - \operatorname{Re} \tilde{S}_{ii}^{(J)} \exp(-\pi \langle \Gamma^{(J)} \rangle / D^{(J)})].$$

В случае изотропного рассеяния, когда доминирует вклад  $S$ -рассеяния, для практического определения зависимостей  $\operatorname{Re} \tilde{S}_{ii}^{(0)} = \chi_1(E)$  и  $\langle \Gamma^{(0)} \rangle / D^{(0)} = \chi_2(E)$  от энергии достаточно ограничиться данными по  $\langle b_{ii}(E) \rangle$ , аппроксимируя  $\chi_1(E)$  и  $\chi_2(E)$  простейшими функциями (сплошными, полиномами). В случае анизотропного рассеяния можно воспользоваться данными по дифференциальным сечениям  $\langle b_{ii}(E, \delta_{ii}) \rangle$ . Ограничиваясь в последнем случае набором значений  $\langle b_{ii}(E, \delta_{ii}) \rangle$  для  $3(J_{\max}+1)$  значений угла  $\delta_{ii}$ , получим систему  $3(J_{\max}+1)$  уравнений четвёртого порядка с  $3(J_{\max}+1)$  неизвестными ( $\operatorname{Re} \tilde{S}_{ii}^{(J)}$ ,  $\operatorname{Im} \tilde{S}_{ii}^{(J)}$  и  $\langle \Gamma^{(J)} \rangle / D^{(J)}$ ,  $J=0, 1, \dots, J_{\max}$ ) для каждого значения энергии  $E$ . При этом результаты для  $\operatorname{Im} \tilde{S}_{ii}^{(J)}$  будут содержать неопределённость, обусловленную тем, что величина  $\langle b_{ii}(E, \delta_{ii}) \rangle$  не меняется при одновре-

менном изменении знаков  $Im \tilde{S}_{ii}^{(j)}$  для всех учитываемых значений  $J$ . Частично эта неоднозначность могла бы быть устранена при наличии данных по  $\langle \gamma_{ii}(E, \delta_{ii}) \rangle$  путём использования соотношения (10).

Список литературы

1. Mahaux C., Weidenmiller H.A.- Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1979, v.29, n 1, p.1.
2. Brody T.A. et al.- Rev.Mod.Phys., 1981, v.53, n 3, p.440.
3. Moldauer P.A.- Phys.Rev., 1975, v.C11, n 2, p.426.
4. McVoy K.W., Mello P.A.- Nucl.Phys., 1979, v.A315, n 3, p.391.
5. Simonius M.- Nucl.Phys., 1974, v.A218, n 1, p.53.
6. Feshbach H.- Ann.Phys.(N.Y.), 1958, v.5, n 3, p.357.
7. Simonius M.- Phys.Lett., 1974, v.B52, n 3, p.279.
8. Olkhovsky V.S.- Phys.Lett., 1982, v.B116, n 5, p.305.

О СООТНОШЕНИИ КЛАССИЧЕСКОГО И КВАНТОВОГО ПОДХОДОВ ДЛЯ ОПИСАНИЯ  
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДУКТОВ КОМПАУНД-РЕАКЦИЙ

В.Ф.Заварзин, С.Ю.Кун

(ИЯИ АН УССР)

Анализируется классический подход к описанию угловых распределений продуктов компаунд-реакций. Сравнение с точными квантовыми выражениями показывает, что классический подход оказывается справедливым для широкого круга экспериментальных ситуаций.

The analysis of classical description of compound reaction angular distribution is given. The comparison with exact quantum mechanical expressions proves that the classical approach is valid for wide variety of experimental processes.

При исследовании испарительных процессов часто используется классическое рассмотрение [1-3], которое дает наглядную физическую картину происхождения таких эффектов как угловая анизотропия и угловая корреляция продуктов распада компаунд-ядра и позволяет получить конечные аналитические выражения для этих величин. При этом вычисления оказываются существенно более простыми, чем при использовании квантового аппарата сложения угловых моментов. Используя классическое приближение удается определить зависимость угловой анизотропии, угловой корреляции частиц и т.д. от небольшого числа характерных параметров, которые являются простыми комбинациями входящих в задачу величин - углового момента ядра, орбитальных моментов испущенных частиц и т.д. В связи с этим представляет интерес анализ классического приближения, его сравнение с квантовым описанием угловых распределений продуктов компаунд-реакций, и, как результат, определение области применимости классического приближения. Эта задача была частично решена в работе [3], где был установлен критерий применимости классического приближения для углового распределения испаряющихся из ядра частиц при фиксированных значениях орбитального момента  $\ell$  и энергии  $E$  испущенной частицы. Как было показано в [3], этот критерий имеет вид

$$2J\ell \leq 1. \quad (1)$$

В настоящей работе проведено сравнение классического и квантового описания углового распределения испущенных компаунд-ядром частиц как при фиксированных значениях  $\ell$  и  $\epsilon$ , так и для величин, усредненных по  $\ell$  и  $\epsilon$ .

При отсутствии интерференции различных парциальных волн квантовое угловое распределение частиц имеет вид [2, 4]

$$W_{J,\ell}^{kv}(\vartheta) \sim \sum_{j=|J-\ell|}^{J+\ell} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |Y_{\ell m}(\vartheta)|^2 |C_{\ell m j \epsilon}^{JM}|^2 \rho_f(E-Q-\epsilon, j), \quad (2)$$

где  $Y_{\ell m}(\vartheta)$  - сферическая функция ( $\vartheta$  - угол между направлением вылета частицы и осью квантования),  $C_{\ell m j \epsilon}^{JM}$  - коэффициенты Клебша-Жордана;  $J, \ell$  и  $j$  - соответственно угловой момент начального ядра, орбитальный момент испущенной частицы и момент остаточного ядра;  $M, m$  и  $\epsilon$  - их проекции на ось квантования,  $\rho_f(E-Q-\epsilon, j)$  - плотность уровней остаточного ядра. Классический аналог выражения (2) есть [2]

$$W_{J,\ell}^{kl}(\vec{n}) \sim \int d\vec{j} \int d\Omega_{\vec{j}} \int d\Omega_{\vec{j}} \rho_f(E-Q-\epsilon, \vec{j}) \times \delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell}) \cdot \delta(J \cos \vartheta_j - M) \cdot \delta^3(\vec{J} - \vec{\ell} - \vec{j}). \quad (3)$$

Здесь трехмерная  $\delta^3$ -функция учитывает закон сохранения углового момента, функция  $\delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell})$  учитывает то обстоятельство, что орбитальный момент  $\vec{\ell}$  испущенной частицы перпендикулярен направлению  $\vec{n}$  ее движения, а функция  $\delta(J \cos \vartheta_j - M)$  фиксирует проекцию  $M$  углового момента  $\vec{J}$  начального ядра на ось квантования. Как видно из сравнения (2) и (3), классическое приближение основано на двух основных предположениях: 1) угловые моменты компаунд-ядра и испущенных частиц рассматриваются как классические векторы и вместо квантового аппарата сложения моментов используется простое классическое правило сложения векторов; 2) предполагается классическая связь орбитального момента испущенной частицы с направлением ее движения. Для плотности уровней  $\rho_f$  воспользуемся стандартным выражением модели ферми-газа [5]

$$\rho_f(E-Q-\epsilon, j) = \rho_0 \exp(-\epsilon/t) (2j+1) \exp[-\alpha j(j+1)], \quad (4)$$

где

$$\alpha = \hbar^2/2Jt. \quad (5)$$

$\mathcal{J}$  и  $t$  - момент инерции и температура остаточного ядра. Используя (4), выражения (2) и (3) для  $W_{J,\ell}^{KB}(\psi)$  и  $W_{J,\ell}^{KA}(\psi)$  можно преобразовать к удобному для анализа виду

$$W_{J,\ell}^{KB}(\psi) \sim \sum_{m=-\ell}^{\ell} |Y_{\ell m}(\psi)|^2 \langle \ell, -m | JM \rangle e^{-2\alpha \mathcal{J} \ell} |JM\rangle \langle \ell, -m| \quad (6)$$

$$W_{J,\ell}^{KA}(\psi) \sim \int_{-\ell|\sin\psi|}^{\ell|\sin\psi|} dm (\ell^2 \sin^2\psi - m^2)^{-1/2} e^{2\alpha M m} \cdot I_0(2\alpha \sqrt{(J^2 - M^2)(\ell^2 - m^2)}) \quad (7)$$

Здесь  $|\ell m\rangle$  и  $|JM\rangle$  - собственные функции операторов  $\hat{\ell}_z, \hat{\ell}_z^2$  и  $\hat{J}_z, \hat{J}_z^2$ ,  $I_0$  - модифицированная функция Бесселя. Как видно из (6) и (7), при переходе от квантового описания к классическому квадрат модуля сферической функции  $|Y_{\ell m}(\psi)|^2$  заменяется его квазиклассическим приближением, а, входящий в (6), матричный элемент заменяется его классическим аналогом. Последний получается путем интегрирования экспоненты  $\exp(2\alpha \vec{J} \cdot \vec{\ell})$  по всем возможным ориентациям векторов  $\vec{J}$  и  $\vec{\ell}$  при фиксированных значениях их проекций  $M$  и  $m$  на ось квантования. Непосредственным сравнением первых членов разложения выражений (6) и (7) по параметру  $\alpha \mathcal{J} \ell$  можно убедиться, что классическое приближение справедливо при выполнении условия (I). Как было показано в [3], критерий (I) представляет собой условие хорошего "размешивания" различных квантовых состояний. При этом точность классического приближения тем выше, чем больше величина орбитального момента  $\ell$  испущенной частицы и, чем больше величина  $1/2\alpha \mathcal{J}$ , которая, как видно из (7), является дисперсией распределения по проекциям  $m$  различных квантовых состояний.

Представляет интерес сравнение  $W_{J,\ell}^{KB}$  и  $W_{J,\ell}^{KA}$  при значениях  $\alpha \mathcal{J} \ell > 1$ . На рис. 1 представлена угловая анизотропия

$W_{J,\ell}(0)/W_{J,\ell}(\pi/2)$  в зависимости от параметра  $\alpha \mathcal{J} \ell$ . Расчет выполнен  $M = 0$ , т.е. когда угловой момент начального ядра изотропно распределен в плоскости, перпендикулярной начальному пучку падающих частиц. В классическом приближении угловая анизотропия имеет вид

$$W_{J,\ell}^{KA}(0)/W_{J,\ell}^{KA}(\pi/2) = \frac{I_0(2\alpha \mathcal{J} \ell)}{I_0^2(\alpha \mathcal{J} \ell)} \quad (8)$$

Квантовая угловая анизотропия вычислялась с помощью выражений (2), (4).

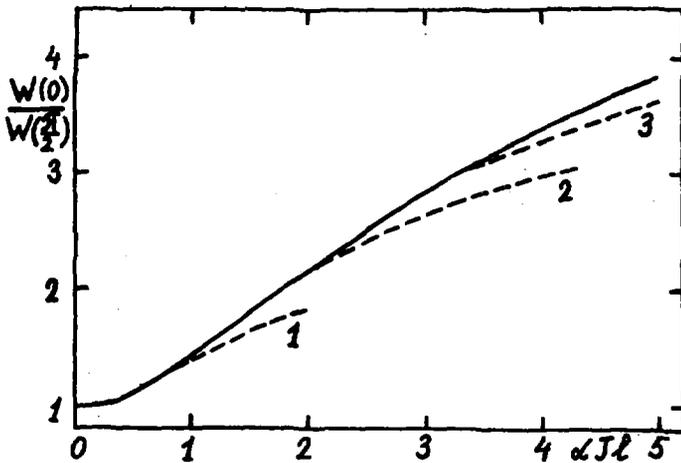


Рис. 1. Угловая анизотропия  $W_{J,l}(0)/W_{J,l}(\pi/2)$  как функция параметра  $\alpha J l$ . Сплошная линия - классический расчет [см. (8)]. Штриховые линии 1, 2, 3 - квантовый расчет [см. (2)] соответственно при  $l = 1, 3, 5$ .

Как видно из рис. 1, классическое приближение применимо даже при значениях параметра  $\alpha J l$  в несколько единиц, если  $l \gg 1$ . То есть условие (I) справедливости классического приближения является достаточным, однако не является необходимым. Из сравнения расчетов  $W^{KB}$  и  $W^{KA}$  следует, что классическое приближение с хорошей точностью справедливо также при условиях

$$2\alpha J \leq 1, \quad l \gg 1. \quad (9)$$

Условие (I) является более сильным, чем условия (9). Так, при выполнении (I) имеет место хорошее согласие  $W^{KB}$  и  $W^{KA}$  даже при  $l=1$ .

Рассмотрим теперь классическое и квантовое распределение, усредненные по величине орбитального момента и энергетическому спектру испущенных частиц. Используя (2) - (4), получаем после усреднения по  $l$  и  $\epsilon$

$$W_J^{KB}(\nu) \sim \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j,m} e^{-\frac{\alpha}{2} l(l+1)} (2j+1) e^{-\alpha j(j+1)} |Y_{lm}(\vartheta N^2) C_{lmj-m}^{J0}|^2 \quad (10)$$

$$W_J^{KA}(\nu) \sim \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha J^2 \frac{\chi}{1+\chi}\right) I_0\left(\frac{1}{2} \alpha J^2 \frac{\chi}{1+\chi}\right), \quad (11)$$

где

$$\chi = \mu R^2 / J, \quad (12)$$

$\mu$  и  $R$  — приведенная масса испущенной частицы и радиус взаимодействия испущенной частицы и остаточного ядра.

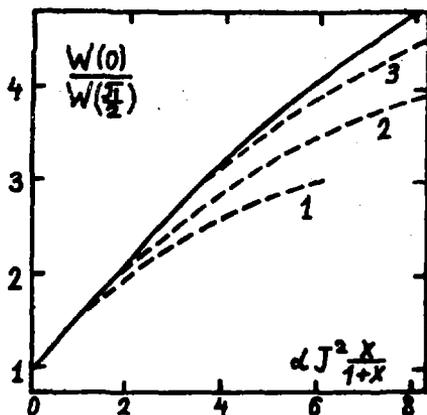


Рис. 2. Угловая анизотропия в зависимости от параметра  $\alpha J^2 \frac{X}{1+X}$ . Сплошная линия — классический расчет, штриховые линии 1, 2, 3 — квантовый расчет соответственно при  $\chi = 0, 1, 0, 2, 0, 5$ .

деления совпадают с условиями (9) при замене  $\ell \rightarrow \ell^2$ . Используя реальные значения  $\alpha$ , нетрудно убедиться, что хорошее согласие классического и квантового описания имеет место при значениях углового момента  $J$  начального ядра вплоть до нескольких десятков единиц, т.е. охватывает весьма широкий круг экспериментальных ситуаций.

#### Список литературы

1. Струтинский В.М. — В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1968, с.522.
2. Ericson T., Strutinsky V. — Nucl. Phys., 1958, v.8, p.284.
3. Струтинский В.М. — ЯФ, 1965, т.1, вып.4, с.588.
4. Douglas A.C., Macdonald W. — Nucl. Phys., 1959, v.13, p.382.
5. Ericson T. — Adv. of Phys., 1960, v.8, p.425.

Угловая анизотропия  $W_J(0)/W_J(\frac{\pi}{2})$  для усредненных по  $\ell$  и  $\epsilon$  распределений  $W_J^{KB}$  (10) и  $W_J^{KA}$  (11) представлена на рис. 2. Видно, что квантовый и классический расчеты хорошо согласуются в достаточно широкой области изменения характерного параметра  $\alpha J^2 \frac{X}{1+X}$ . Согласие тем лучше, чем больше средний квадрат орбитального момента  $\ell^2$  испущенной частицы ( $\ell^2 = X/\alpha$ ), который характеризует эффективную ширину интервала усреднения по  $\ell$ .

Таким образом, условия справедливости классического приближения для усредненного по  $\ell$  и  $\epsilon$  углового распределения

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЯДРА НА ИСПАРИТЕЛЬНЫЙ  
СПЕКТР ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

В.Ф.Заварзин, С.Ю.Кун

(ИИИ АН УССР)

Анализируется влияние вращения ядра на испарительный спектр легких частиц. Показано, что форма испарительного спектра существенно зависит от величины углового момента распадающегося ядра. Полученные результаты используются при анализе данных из реакции  ${}^{nat}\text{Se}({}^{40}\text{Ar}, \alpha)$ .

The influence of the nuclear rotation on the light particles evaporation spectrum is analyzed. It is shown that the spectrum form depends strongly upon the angular momentum of a nucleus under decay. The results are used for the analysis data from reaction  ${}^{nat}\text{Se}({}^{40}\text{Ar}, \alpha)$ .

Известно, что энергетический спектр частиц, испаряющихся из ядра с нулевым моментом, дается выражением [1]

$$\sigma(\epsilon) \sim \begin{cases} 0, & \epsilon < B \\ (\epsilon - B) \exp[-(\epsilon - B)/t], & \epsilon > B. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon$  - энергия испаряющихся частиц,  $B$  - кулоновский барьер, а  $t$  - температура остаточного ядра. Из (1) для средней энергии  $\bar{\epsilon}$  следует  $\bar{\epsilon} = B + 2t$ . (2)

В случае, когда начальное ядро имеет момент, вид спектра видоизменяется. В частности, средняя энергия увеличивается [2,3] на величину порядка

$$\Delta\epsilon \sim (\mu R^2 / \mathcal{I}) E_{вр}, \quad (3)$$

где  $\mu$  - масса испаряющейся частицы,  $R$  - радиус остаточного ядра,  $\mathcal{I}$  - момент инерции остаточного ядра, а  $E_{вр}$  - вращательная энергия начального ядра. Представляет интерес рассмотреть другие характеристики энергетического спектра частиц, испаряющихся из ядра с большим угловым моментом.

Для исследования энергетического спектра частиц, испаряющихся из ядра с угловым моментом  $I$  и энергией возбуждения  $E$ , используем принцип детального баланса [2]. В результате вероятность испарения частицы с энергией  $\epsilon$  в направлении  $\vec{n}$  и уносящей орбитальный

момент  $\vec{\ell}$  равна

$$W(\varepsilon, \vec{n}, \vec{\ell}; E, \vec{I}) \sim \frac{1}{\Gamma(E, I)} \frac{\rho_f(E - \varepsilon - Q, \vec{I} - \vec{\ell})}{\rho_i(E, \vec{I})} \delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell}) T_\ell(\varepsilon). \quad (4)$$

Здесь  $\Gamma(E, I)$  - полная ширина распада начального ядра,  $\rho_i$  и  $\rho_f$  - плотности уровней начального и конечного компаунд-ядер,  $T_\ell(\varepsilon)$  - коэффициенты проницаемости для обратного процесса, а  $\delta$ -функция  $\delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell})$  выражает тот факт, что орбитальный момент  $\vec{\ell}$  перпендикулярен к направлению движения  $\vec{n}$ . Поскольку, чаще всего, основной вклад в полную ширину дают нейтронный и протонный каналы, то зависимость полной ширины от момента слабая [4] и мы будем ее пренебрегать.

Для плотности уровней используем ферми-газовую зависимость от момента и энергии [5]

$$\rho(E, \vec{I}) = \rho_0 \exp(-\alpha I^2), \quad (5)$$

где

$$\rho_0 = \exp[S(E)]. \quad (6)$$

Здесь  $\alpha$  - параметр спиновой зависимости плотности уровней

$$\alpha = \hbar^2/2Jt, \quad (7)$$

а  $S(E)$  - энтропия. Для коэффициентов проницаемости  $T_\ell(\varepsilon)$  используем приближение резкой ступеньки

$$T_\ell(\varepsilon) = \theta(\varepsilon - B - \frac{\ell^2}{\rho^2} t), \quad (8)$$

где  $\theta(x)$  - тета-функция, а средний квадрат орбитального момента определяется как [2]

$$\bar{\ell}^2 = 2\mu R^2 t / \hbar^2. \quad (9)$$

В результате (4) принимает вид

$$W(\varepsilon, \vec{\ell}, \vec{n}; E, \vec{I}) \sim \exp[-(\varepsilon - B)/t] \exp(-\alpha \ell^2 + 2\alpha \vec{\ell} \cdot \vec{I}) \times \delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell}) \theta(\varepsilon - B - \frac{\ell^2}{\rho^2} t). \quad (10)$$

Интегрирование (10) по  $\vec{\ell}$  дает

$$W(\varepsilon, \vec{n}, \vec{I}) = \int d\vec{\ell} W(\varepsilon, \vec{n}, \vec{\ell}; E, \vec{I}) \sim \sim \exp[-(\varepsilon - B)/t] \cdot \int_0^{(\varepsilon - B)\rho^2/t} d(\ell^2) \exp(-\alpha \ell^2) I_0(2\alpha \ell I \sin \psi), \quad (11)$$

где  $\psi$  - угол между  $\vec{n}$  и  $\vec{I}$ , а  $I_0(x)$  - модифицированная функция Бесселя. При  $\ell \ll 1$  имеем

$$W(\varepsilon, \vec{n}, \vec{I}) \sim (\varepsilon - B) \exp[-(\varepsilon - B)/t]. \quad (I2)$$

С увеличением энергии  $\varepsilon$  подынтегральная функция в (II) начинает убывать, и интеграл перестает зависеть от верхнего предела. Тогда жесткая часть спектра имеет вид

$$W(\varepsilon, \vec{n}, \vec{I}) \sim \exp[-(\varepsilon - B)/t]. \quad (I3)$$

Таким образом, изучение жесткого хвоста испарительного спектра дает возможность определять усредненную температуру остаточного ядра.

Рассмотрим среднее значение  $\bar{\varepsilon}$  и среднеквадратичную флуктуацию  $\overline{\varepsilon^2} - \bar{\varepsilon}^2$  энергии. Используя (II), можно получить

$$\bar{\varepsilon}(\psi) = B + t + t(1 + \alpha^2 \ell^2)^{-1} + t \alpha^2 \ell^2 I^2 \sin^2 \psi (1 + \alpha^2 \ell^2)^{-2} \quad (I4)$$

$$\overline{\varepsilon^2}(\psi) - \bar{\varepsilon}(\psi)^2 = t^2 + t^2(1 + \alpha^2 \ell^2)^{-2} + 2t^2 \alpha^2 \ell^2 I^2 \sin^2 \psi (1 + \alpha^2 \ell^2)^{-3}. \quad (I5)$$

Видно, что вращение распадающегося ядра приводит не только к увеличению средней энергии, но и к увеличению среднеквадратичной флуктуации. Усредняя (I4) и (I5) по всем возможным ориентациям  $\vec{I}$  в плоскости, перпендикулярной пучку, а также по абсолютной величине  $I$  и учитывая, что  $\alpha^2 \ell^2 \ll 1$ , имеем

$$\bar{\varepsilon}(\vartheta) = B + 2t + t \alpha^2 \ell^2 \bar{I}^2 (1 - \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta), \quad (I6)$$

$$\overline{\varepsilon^2}(\vartheta) - \bar{\varepsilon}(\vartheta)^2 = 2t^2 + 2t^2 \alpha^2 \ell^2 \bar{I}^2 (1 - \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta), \quad (I7)$$

где  $\vartheta$  - угол между направлениями вылетевшей частицы и падающего пучка, а  $\bar{I}^2$  - средний квадрат момента распадающегося ядра. Видно, что среднеквадратичная флуктуация максимальна при  $\vartheta = 0, \pi$  и минимальна при  $\vartheta = \pi/2$ .

В работе [6] содержатся данные по энергетическим спектрам и угловым распределениям из реакции  $nat\text{Se}(^{40}\text{Ar}, \alpha)$  при  $E_{\text{ц.м.}} = 132$  МэВ. Измерения проводились при углах рассеяния  $34, 54$  и  $91^\circ$  в системе центра масс. Среднеквадратичные флуктуации энергии соответственно равны  $12, 10,2$  и  $8,6$  МэВ<sup>2</sup>. Используя значения среднеквадратичных флуктуаций, например, при  $\vartheta = 34$  и  $91^\circ$  из (I7) можно определить температуру остаточного ядра и величину параметра  $\alpha^2 \ell^2 \bar{I}^2$ . Имеем  $t = 1,35$  МэВ и  $\alpha^2 \ell^2 \bar{I}^2 = 2,6$ . Подстановка этих значений для  $\vartheta =$

=  $54^{\circ}$  в правую часть (17) дает  $10 \text{ МэВ}^2$ , что хорошо согласуется с экспериментальной величиной.

В работе [6] в рамках оптической модели определен средний квадрат углового момента во входном канале. Получено  $I^2 = 3500 \hbar^2$ . Зная значение  $I^2$  и температуру остаточного ядра, можно определить момент инерции остаточного ядра  $\mathcal{J}$ . Вычисление дает  $\mathcal{J} = 1,45 \mathcal{J}_{\text{тв.т.}}$ , где  $\mathcal{J}_{\text{тв.т.}}$  - твердотельный момент инерции сферического ядра. Увеличенное, по сравнению с  $\mathcal{J}_{\text{тв.т.}}$ , значение момента инерции указывает на отклонение от сферической формы, а именно на "сплюснутость" остаточного ядра в направлении оси вращения. Последнее обстоятельство связано с большими угловыми моментами  $I \approx 50 - 100 \hbar$  остаточных ядер [7,8].

### Список литературы

1. Вайскопф В. Статистическая теория ядерных реакций. М., Изд-во Иностранной литературы, 1952, 94 с.
2. Струтинский В.М. Доклад на Всесоюзной конференции "Ядерные реакции при малых и средних энергиях", М., 1957 (Труды конференции, Изд-во АН СССР, 1958, с.522).
3. Ericson T. - Adv. Phys., 1960, v.9, p.425.
4. Ericson T., Strutinsky V. - Nucl. Phys., 1958, v.8, p.284.
5. Ландау Л. и Смородинский Я. Лекции по теории атомного ядра. М., Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1955, 140 с.
6. Galin J. et al. - Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1113.
7. Andersson G., Larsson S.E. et al. - Nucl. Phys., 1976, v.A268, p.205.
8. Neergard K., Pashkevich V.V., Frauerdorf S. - Nucl. Phys., 1976, v.A262, p.61.

УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРОДУКТОВ РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДРА  
С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

В.Ф.Заварзян, С.Ю.Кун

(ИЯИ АН УССР)

Получены аналитические выражения для статистической угловой корреляции частиц, испущенных компаунд-ядром с большим моментом, и корреляции частица-осколок деления. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными для  $\alpha$ -корреляций в реакциях  $^{16}O + ^{27}Al, ^{40}Ca, ^{58}Ni$ .

The analytical expressions for particle-fission fragment correlation and for statistical angular correlation of particles emitted from compound nucleus with high angular momentum are derived. The results are in good agreement with experimental data for  $\alpha$ -correlation in reactions  $^{16}O + ^{27}Al, ^{40}Ca, ^{58}Ni$ .

Классический подход [1,2] к описанию угловых распределений продуктов компаунд-реакций позволяет достаточно просто рассмотреть задачу о статистических угловых корреляциях. Впервые такая задача на основе классического приближения была рассмотрена в работе [3]. Однако, в этой работе были сделаны приближения, связанные с малостью характерных параметров задачи. Возможны ситуации, когда такие приближения неприменимы, как это имеет место в реакциях с тяжелыми ионами. Этот случай наиболее интересен, т.к. при распаде составного ядра с большим угловым моментом (несколько десятков единиц) угловая корреляция частиц достигает значительной величины.

Угловая корреляция двух бесспиновых частиц, испущенных компаунд-ядром в направлениях  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  имеет вид [3]

$$W(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \int_0^\infty dJ G_c^J \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_J \frac{d\Gamma_1(E, \vec{J}, \varepsilon_1, \vec{\ell}_1, \vec{n}_1)}{\Gamma_1^{tot}(E, J)} \times \quad (I)$$

$$\times \frac{d\Gamma_2(E - Q_1 - \varepsilon_1, \vec{J} - \vec{\ell}_1, \varepsilon_2, \vec{\ell}_2, \vec{n}_2)}{\Gamma_2^{tot}(E - Q_1 - \varepsilon_1, |\vec{J} - \vec{\ell}_1|)},$$

где  $G_c^J$  - сечение образования составного ядра с угловым моментом  $J$ ,

$\varphi_J$  - азимутальный угол, определяющий ориентацию  $J$ . Система координат выбрана так, что ось  $Z$  совпадает с направлением начального пучка.  $dP_1(E, \vec{J}, \varepsilon_1, \vec{\ell}_1, \vec{n}_1)$  - парциальная ширина испускания начальным ядром с энергией  $E$  и угловым моментом  $\vec{J}$  первой частицы с орбитальным моментом,  $\vec{\ell}_1$  и энергией  $\varepsilon_1$  в направлении  $\vec{n}_1$ .  $dP_2$  - аналогичная величина для испускания второй частицы промежуточным ядром. Для  $dP(E, \vec{J}, \varepsilon, \vec{\ell}, \vec{n})$  имеем

$$dP(E, \vec{J}, \varepsilon, \vec{\ell}, \vec{n}) = \frac{P_f(E - Q - \varepsilon, \vec{J} - \vec{\ell})}{P_i(E, \vec{J})} \cdot \frac{m\varepsilon}{(\pi\hbar)^2} G_{fi} d\vec{\ell} d\varepsilon. \quad (2)$$

Для сечения обратного процесса  $G_{fi}$  воспользуемся квазиклассическим выражением [1, 2]

$$G_{fi} = \frac{\lambda^2}{4\pi} T_e(\varepsilon) \cdot \delta(\vec{n} \cdot \vec{\ell}). \quad (3)$$

Для коэффициентов проницаемости  $T_e(\varepsilon)$  в дальнейшем будем использовать приближение резкой ступеньки.

Для плотности уровней возьмем стандартное выражение модели ферми-газа (см., например, [4])

$$\rho(E^*) = \text{const} (aE^*)^{-7/4} \exp(2\sqrt{aE^*}), \quad E^* = E - \hbar^2 J^2 / 2I. \quad (4)$$

Подчеркнем следующее важное обстоятельство. Для интересующей нас плотности уровней  $\rho_f$  остаточного ядра выражение (4) с хорошей точностью можно аппроксимировать выражением

$$\rho_f(E_f^*) = \rho_f(\bar{E}_f^*) \exp[(E_f^* - \bar{E}_f^*)/t_f] \quad (5)$$

даже при достаточно больших моментах  $J$ . В этом можно убедиться непосредственным расчетом заселенности состояний с данными значениями энергии и углового момента остаточных ядер после испускания одной и двух частиц.  $E_f^*$  и  $\bar{E}_f^*$  - внутренняя энергия возбуждения ядра и ее среднее значение. Температура  $t_f$  остаточного ядра определена уравнением состояния

$$\bar{E}_f^* = a_f t_f^2 \quad (6)$$

Использование плотности уровней (5) позволяет получить результат, справедливый при больших (несколько десятков единиц) угловых моментах  $J$ .

При расчете угловой корреляции  $W(\vec{n}_1, \vec{n}_2)(I)$  возьмем  $\rho_2^{\text{tot}}(E - Q_1 - \varepsilon_1, |\vec{J} - \vec{\ell}_1|)$  при значениях  $\varepsilon_1 = \bar{\varepsilon}_1$  и  $(\vec{J} - \vec{\ell}_1)^2 = (\bar{J} - \bar{\ell}_1)^2$ . В этом случае интегрирование по  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \vec{\ell}_1, \vec{\ell}_2$  и  $\varphi_2$  в выражении (I) удастся выполнить точно. Конечный результат для  $W(\vec{n}_1, \vec{n}_2)$

имеет вид

$$W(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \int_0^{J_m} dJ \cdot J \omega_1 \omega_2 \cdot t^2 \cdot \bar{\ell}_1^2 \bar{\ell}_2^2 W_J(\vec{n}_1, \vec{n}_2), \quad (7)$$

где  $J_m$  - краевой момент реакции,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  - средние вероятности испускания первой и второй частиц,  $t$  - температура ядра после испускания двух частиц,  $\bar{\ell}_1^2, \bar{\ell}_2^2$  - средние квадраты моментов первой и второй частиц. Функция угловой корреляции  $W_J(\vec{n}_1, \vec{n}_2)$  имеет вид

$$W_J(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = P_0^{-1/2} \exp(-\alpha J^2 P_1 P_0^{-1}) I_0(\alpha J^2 P_2 P_0^{-1}), \quad (8)$$

где  $\alpha = \hbar^2 / 2 J_{TB}^2$ ,  $J_{TB}$  - момент инерции ядра после испускания двух частиц. Для  $P_0, P_1$  и  $P_2$  имеем

$$P_0 = \beta - \gamma (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2)^2 \quad (9)$$

$$P_1 = \frac{1}{2} [\chi \sin^2 \vartheta_1 + \lambda \sin^2 \vartheta_2 + \omega (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2) \sin \vartheta_1 \cdot \sin \vartheta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (10)$$

$$P_2 = \frac{1}{2} [\gamma^2 \sin^4 \vartheta_1 + \lambda^2 \sin^4 \vartheta_2 + \omega^2 \sin^2 \vartheta_1 \sin^2 \vartheta_2 (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2)^2 + \quad (11)$$

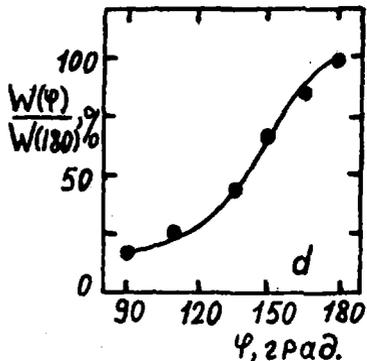
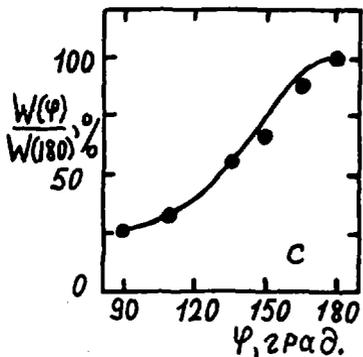
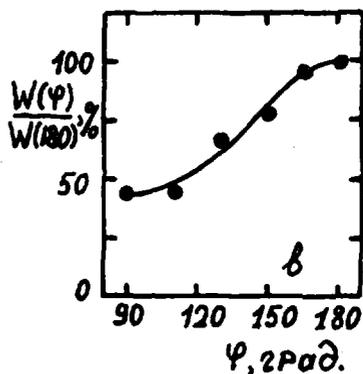
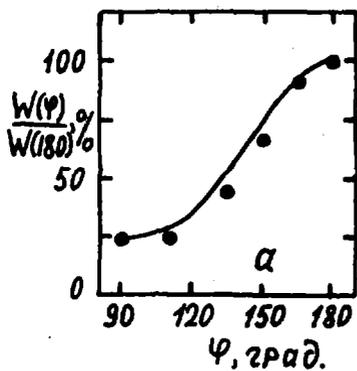
$$+ 2\lambda\gamma \sin^2 \vartheta_1 \sin^2 \vartheta_2 \cos(2(\varphi_1 - \varphi_2)) + 2\lambda\omega \sin^3 \vartheta_1 \sin \vartheta_2 (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2) \times \\ \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 2\lambda\omega \sin^3 \vartheta_2 \sin \vartheta_1 (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]^{1/2}$$

$\vartheta_1, \varphi_1$  и  $\vartheta_2, \varphi_2$  - полярный и азимутальный углы векторов  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$ . Коэффициенты  $\beta, \dots, \omega$  определены выражениями

$$\beta = (1 + \chi_1)(1 + \chi_2), \quad \gamma = \chi_1 \chi_2, \quad \lambda = \frac{\chi_1(1 + \chi_1)}{1 + \chi_1 + \chi_2}, \quad \omega = 2 \frac{\chi_1 \cdot \chi_2}{1 + \chi_1 + \chi_2} \quad (12)$$

где  $\chi_1 = \mu_1 R_1^2 / J_{TB}$ ,  $\chi_2 = \mu_2 R_2^2 / J_{TB}$ ,  $\mu_1$  и  $R_1$  - приведенная масса и радиус взаимодействия первой частицы и остаточного ядра,  $\mu_2$  и  $R_2$  - аналогичные величины для второй частицы.

В работе [5] измерялись угловые корреляции в реакциях  $^{27}\text{Al}({}^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$  при  $E_{\text{лаб}} = 50, 60$  МэВ, а также  $^{40}\text{Ca}({}^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$  и  $^{58}\text{Ni}({}^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$  при  $E_{\text{лаб}} = 70$  МэВ.  $\alpha$ -частицы регистрировались при  $U_1 = U_2 = \pi/2$ , а  $\varphi_1 - \varphi_2$  изменялась от  $\pi$  до  $\pi/2$ . Экспериментальные данные и теоретические кривые приведены на рисунке. При этом значения краевых моментов  $J_m$  выбирались из систематики в работе [6] и равнялись 23, 26, 27 и 32 в единицах  $\hbar$  соответственно. Наиболее удачное согласие с экспериментом удается получить при следующих значениях моментов инерции остаточных ядер:  $J_{TB} = 0.7, 0.7, 0.9, 0.9$  соответственно. Здесь  $J_{TB}$  - твердотельные моменты инерции сферических остаточных ядер. Особого внимания заслуживает реакция  $^{27}\text{Al}({}^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$  при  $E_{\text{лаб}} = 50$  МэВ, т.к. угловая



Угловые корреляции в реакциях  $^{40}\text{Ca}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$ ,  $E_{\text{лаб.}} = 70$  МэВ;  
 $^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$ ,  $E_{\text{лаб.}} = 70$  МэВ;  $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$ ,  $E_{\text{лаб.}} = 50, 60$  МэВ  
 - а, ... д - соответственно. Круги - экспериментальные точки,  
 сплошные линии - теоретический расчет

корреляция в этом случае не зависит от краевого момента реакции

$J_m$ . Это объясняется тем, что начальные угловые моменты, близкие к  $J_m$ , дают очень малый вклад в сечение процесса. В данной реакции при моментах  $J \sim J_m$  процесс испускания двух  $\alpha$ -частиц идет очень близко к иррадиации и, поэтому, маловероятен. Таким образом, угловая корреляция в этой реакции определяется лишь моментом инерции остаточного ядра после испускания двух  $\alpha$ -частиц.

Задача об угловой корреляции испущенной из компаунд-ядра частицы и осколка деления дочернего ядра формально эквивалентна задаче об угловой корреляции двух частиц. Предполагая, что распределение по проекции  $K$  углового момента  $\vec{I} = \vec{J} - \vec{\ell}$  ( $J$  - момент начального ядра,  $\ell$  - орбитальный момент испущенной частицы) на ось симметрии ядра в седловой точке имеет вид [7]

$$P(K) \sim \exp(-K^2/2K_0^2), \quad (13)$$

получим для корреляционной функции  $W_J(\vec{n}_1, \vec{n}_2)$  частицы и осколка деления выражения, совпадающие с (8)-(11). При этом следует заметить  $\vec{n}_1 \rightarrow \vec{n}$  (направление вылета частицы),  $\vec{n}_2 \rightarrow \vec{n}_f$  (направление разлета осколков деления). Коэффициенты  $\beta, \dots, \omega$  имеют вид

$$\begin{aligned} \beta &= (1 + \chi_1)(1 + \chi_1 + \chi_{eff}), \quad \gamma = \chi_{eff}(1 + \chi_1), \\ \chi &= \alpha_1 \chi_1 (1 + \chi_1 + \chi_{eff}), \quad \lambda = \alpha_{eff}, \quad \omega = 2\alpha_1 \chi_{eff}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\alpha_1 = \hbar^2/2J_1 t, \quad \alpha_{eff} = \hbar^2/2J_{eff} t, \quad \chi_1 = \mu R^2/J_1, \quad \chi_{eff} = \mu R^2/J_{eff}$$

$J_{eff}$  - эффективный момент инерции ядра на барьере деления,  $J_1$  - компонента момента инерции относительно оси, перпендикулярной оси симметрии ядра на барьере деления.

#### Список литературы

1. Струтинский В.М. - В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958, с.522.
2. Ericson T., Strutinsky V. - Nucl.Phys., 1958, v.8, p.284.
3. Струтинский В.М. - ЖЭТФ, 1961, т.40, вып.6, с.1794.
4. Бор О., Моттельсон Б. - Структура атомного ядра, М., Мир, 1971, т.1, с.287.
5. Tai Kuang-Hsi e.a. - Nucl.Phys., 1979, v.A316, p.189.
6. Schröder W.V., Huizenga J.R. - Ann.Rev.Nucl.Sci., 1977, v.27, p.465.
7. Струтинский В.М. - ЯФ, 1965, т.1, вып. 4, с.588.

G. Reffo

ENEA, CRE "E. Clementel", Bologna, Italy

The principle of conservation of total angular momentum has been introduced into the unified model for equilibrium and preequilibrium emissions. The model has been used to analyse angular distributions and emission spectra in typical reactions of interest in fusion technology.

Рассмотрим уравнения обобщенной экситонной модели с учетом законов сохранения углового момента для равновесного и предравновесного испускания частиц. Данная модель использована для анализа угловых распределений и спектров эмиссии частиц из ядер, относящихся к конструкционным элементам термоядерных установок.

Careful studies of the neutron induced reactions at 14-15 MeV on structural material are requested as a part of fusion neutronic. Model calculations on  $^{56}\text{Fe}$  performed in this contest are presented illustrating the role of equilibrium and preequilibrium emissions and the limits and validity of the model.

Our results are obtained improving the unified exciton model [1] by the introduction of the principle of conservation of total angular momentum. This, also, implied the use of a suitable particle-hole spin dependent level density.

Since one can show that the master equations as well as the methods of ref. [1] still apply then the new occupation probability  $q^{J\Omega}(n, \Omega, t)$  of the composite nucleus state  $(n, \Omega, J, \Omega)$  (where  $n$  and  $\Omega$  are the exciton number and the direction of the

projectile inside the nucleus, and  $J$  and  $\Pi$  denote the total angular momentum and parity of the composite nucleus at time  $t$ ) can be expressed as a Legendre polynomial series:

$$q^{J\Pi}(n, \Omega, t) = \sum_{\ell} \eta_{\ell}^{J\Pi}(n, t) P_{\ell}(\Omega) .$$

The time-integrated master equation is then given by:

$$\begin{aligned} - \eta_{\ell}^{oJ\Pi}(n) &= \nu_{\ell} \lambda^{+}(n-2) Z_{\ell}^{J\Pi}(n-2) + \nu_{\ell} \lambda^{-}(n+2) Z_{\ell}^{J\Pi}(n+2) \\ &- [W^{J\Pi}(n) + \lambda^{+}(n) + \lambda^{-}(n) + (1-\nu_{\ell}) \lambda^o(n)] Z_{\ell}^{J\Pi}(n) \end{aligned}$$

the  $\lambda^{+}$ ,  $\lambda^{-}$  and  $\lambda^o$  are the intranuclear transition rates and  $w$  is the total emission rate.

Here we assume  $J$ -independent transition rates, but this generally adopted assumption must be reconsidered.

The  $\nu_{\ell}$  are the eigenvalues of the intranuclear scattering kernel,  $\eta_{\ell}^o(n)$  refers to the Legendre coefficients of the initial ( $t=0$ ) occupation probability, and  $Z_{\ell}^{J\Pi}(n)$  are the Legendre coefficients of the mean lifetime of the nuclear state  $(n, \Omega, J, \Pi)$ .

The double differential cross section including equilibrium and preequilibrium emissions is

$$\frac{\delta^2_{\sigma}(a, b)}{\delta \epsilon \delta \Omega} = \frac{\pi^{2\Pi}}{(2s_a + 1)(2I + 1)} \sum_{J\Pi} T_{\ell_a j_a}^{J\Pi}(2J+1) T_{\ell_a j_a}(\epsilon_a) \sum_n W_b^{J\Pi}(n, \Omega) \tau^{J\Pi}(n, \Omega)$$

where  $T_{\ell_a j_a}^{J\Pi}(\epsilon_a)$  are the optical model transmission coefficients,  $J$  and  $I$  denote the composite and target nucleus total angular momentum respectively,  $\ell_a$ ,  $s_a$  and  $j_a$  are the orbital angular momentum, spin and total angular momentum of incident particle,  $W_b^{J\Pi}(n, \epsilon_b)$  is the probability of emission of particle  $b$  with energy  $\epsilon_b$  from the exciton state  $(E, n, J, \Pi)$  and  $\tau^{J\Pi}(n, \Omega)$  is the mean lifetime of this state and  $n$  run over all possible exciton configurations.

A particular mention must be devoted to the  $J$  dependent  $p$ - $h$  level density involved in the model.

Namely a Williams' formula [2] was adopted normalized to reproduce the total level density observed.

Following ref. [3] the distribution of the p-h states on the spin projection  $M$  was assumed to be of a Gaussian type, with an exciton dependent spin cut off  $\sigma_n^2 = .28 n A^{2/3}$  [3] which was found valid through the whole periodic table.

In the figs. 1-6, the contribution of the unified model to equilibrium and pre equilibrium emissions (namely the primary emissions) and of all the energetically possible secondary equilibrium emissions according to Hauser-Feshbach theory are the dashed and dotted histograms respectively. The sum of the two contributions gives the total neutron emission spectrum, full line histogram.

In fig. 1 the calculated total spectrum is compared to an average spectrum, full line curve, obtained averaging over all experimental data available. Here the model appears to overestimate the hard tail of the spectrum, where lower exciton state emissions are expected to dominate.

In figs. 2 to 6 the total spectrum at different angles is given, the dots representing the measurements of ref. [6]. In these figures one observes an agreement between the calculated and experimental spectra which is very good at backward angles while worsening at forward angles, again where the lower exciton contributions are involved.

The consistent answer obtained from the comparison of total and partial spectra, seems to suggest a wrong exciton dependence at the adopted p-h level density. (Really all statistical assumptions underlying Williams' formula breakdown at low exciton numbers, where more appropriate combinatorial calculations should be used).

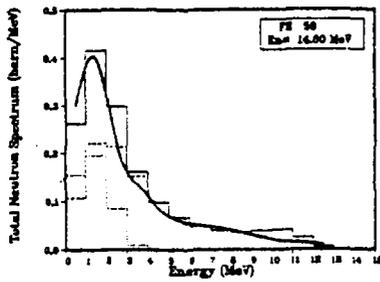


Fig. 1

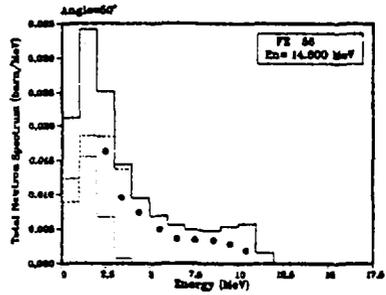


Fig. 2

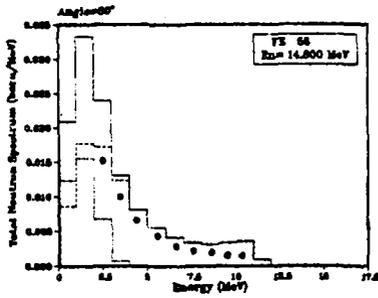


Fig. 3

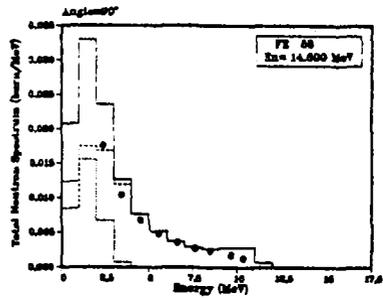


Fig. 4

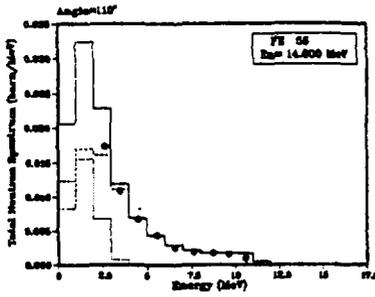


Fig. 5

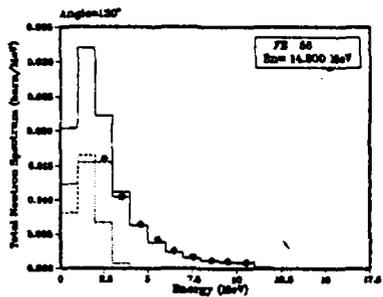


Fig. 6

In fig. 7 we show the results for the angular distributions of the neutrons with energy  $\Delta E=2-3$  MeV (where equilibrium emissions dominate) and of the neutrons with energy  $\Delta E=8-9$  MeV (where preequilibrium emissions dominate).

Dots and open circles are the measurements of ref.[6] and ref.[7] respectively. In the lower part of fig. 7, to be consistent with previous results, one would expect that the spectrum calculated at forward angles be higher than the corresponding experimental one. This, however, is not the case for open circle data.

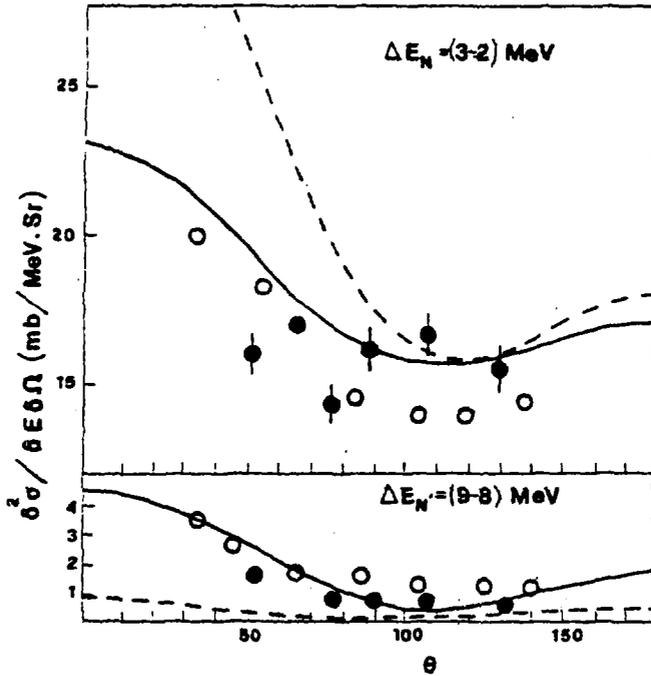


Fig. 7

This fact rise questions on a possible role of experimental uncertainties in the discrepancies found.

For curiosity in fig. 7 the results of calculations are shown (dashed curve) with no total angular momentum conservation.

From the sample calculation illustrated, which is not an evaluation, but a model test with no free parameters and thanks to the completeness of calculations, some conclusions may be derived.

One may say that the model, even as it is, is reliable in giving an overall picture of total and partial emission spectra as well as of angular distributions.

It appears very likely that the moderate discrepancies observed are due more to the very rough level density adopted, than to conceptual inadequacy of the model.

In particular, in order to achieve the best results, the necessity appears of a consistent treatment of equilibrium and preequilibrium contributions like the unified model can provide us with.

*I wish to express my deep gratitude to Dr. Franca FABBRI who has done all the computer work.*

#### REFERENCES

1. J.M. Akkermans, H. Gruppelaar, G. Reffo, Phys. Rev. C 22, 73 (1980).
2. F.C. Williams, Jr., Nucl. Phys. A166, 231 (1971).
3. G. Reffo, M. Herman, Nuovo Cimento Lett., 34, 261 (1982).
4. F.D. Becchetti, G.W. Greenless, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
5. G. Reffo, Parameter systematics for statistical theory calculations of neutron reaction cross sections. Lectures held at ICTP Trieste "Winter Course on Nuclear Physics and Reactors", 17 January - 10 March 1978. Report IAEA, SMR 43 (1980), pag. 205.
6. D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonoff, D. Sceliger, K. Scidel, F. Shalvin, Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf Bei Dresden, ZfK-277(Ü) (1979).
7. Y.L. Kamerdiene, report UCRL-51232 (1972).

В.П.Левашев

(Институт теоретической физики АН УССР)

На основе сформулированной ранее разрешимой модели четырехнуклонных систем изучено пороговое рассеяние нейтрона на ядрах  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ . Установлен ряд корреляционных соотношений, возникающих между низкоэнергетическими четырехнуклонными характеристиками при варьировании формы сепарабельных парных потенциалов. Определены значения для  $n-{}^3\text{H}$  и  $n-{}^3\text{He}$  рассеяния и проведено их сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

The threshold scattering of a neutron on the  ${}^3\text{H}$  and  ${}^3\text{He}$  nuclei is studied using earlier developed solvable model for four-nucleon systems. A number of correlations between low-energy four-nucleon characteristics are observed with separable potential form factors being changed. The values of the  $n-{}^3\text{H}$  and  $n-{}^3\text{He}$  scattering lengths are determined and compared with the available experimental data.

В последние годы проявился большой интерес к изучению нерелятивистских систем из четырех нуклонов. Он был вызван, с одной стороны, построением микроскопической теории таких систем на основе нуклон-нуклонных взаимодействий [1,2] и, с другой стороны, наличием обширной экспериментальной информации о четырехнуклонных системах (см. ссылки в работе [2]). При этом результаты теоретических исследований [1-3] стимулировали постановку ряда новых экспериментов [4-9], позволивших существенно уточнить имеющиеся ранее данные.

Настоящая работа выполнена в продолжение работ [1-3] и посвящена изучению взаимодействий, возникающих между низкоэнергетическими четырехнуклонными характеристиками при варьировании двухнуклонных взаимодействий. Установленные корреляционные соотношения использованы затем для предсказания одних величин по известным экспериментальным данным для других.

Теоретическое описание системы четырех нуклонов с парными силами основывалось на интегральных уравнениях типа Фадеева-Якубовского со строгим учетом принципа Паули [1,2]. Уравнения в работах [1,2] получены в предположении, что  $NN$ -взаимодействие является зарядовонезависимым и характеризуется произвольным (локальным или нелокальным) центральным потенциалом обменного типа. Кулоновое взаимодействие между протонами не учитывалось.

Численные расчеты проведены для ряда сепарабельных  $S$ -волновых потенциалов с различными формфакторами:  $g_s(k) = [(k/\beta_s)^2 + 1]^{-s}$  ( $s=1,2,3$ ),  $g_s(k) = \exp(-\beta_s^2 k^2)$  (гауссовский) и  $g_s(k) = \sin \beta_s k / \beta_s k$  ( $\delta$ -оболочечный потенциал, являющийся одновременно и локальным и сепарабельным). Параметры потенциалов фиксировались по низкоэнергетическим двухнуклонным данным  $|E_d| = 2,225$  МэВ,  $a_s = 5,378$  Фм,  $a_s = -23,69$  Фм и  $r_s = 2,7$  Фм. Путем решения уравнений методом, изложенным в работах [2,3], рассчитаны значения энергии связи четырех нуклонов в основном и первом возбужденном  $0^+$ -состояниях  $B$  и  $B^*$ , длины рассеяния нейтрона на ядрах  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ,  $A_s(n-{}^3\text{H}) = A_{s1}$ ,  $A_s(n-{}^3\text{He}) = (A_{s0} + A_{s1})/2$  ( $A_{sg}$  - длина рассеяния нуклона на трехнуклонном ядре в состоянии с суммарными спином  $S$  и изоспином  $T$ ),  $A_s = (A_0 + 3A_1)/4$  и  $A_t = \sqrt{3}(A_1 - A_0)/4$  и полных нейтронных сечений  $\sigma = \pi(|A_0|^2 + 3|A_1|^2)$ . Часть полученных результатов представлена в таблице. Подробное их обсуждение содержится в препринтах [10,11]. Данные первых двух столбцов таблицы были опубликованы нами ранее в работах [2,3].

Энергии связи тритона  $B$  и гелия-4  $B$  и  $B^*$ , МэВ, длины ( $A$ , Фм) и сечения ( $\sigma$ , бн) рассеяния нейтрона на трехнуклонных ядрах  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ , рассчитанные для различных потенциалов

Потенциал	$s=1$	$s=2$	$s=3$	$G$	$\delta$	$G^a$	$\delta^a$	
$B$	10,43	9,82	9,64	9,24	8,56	9,00	8,35	
$B^*$	10,88	10,08	9,86	9,39	8,62		8,40	
$B$	45,18	39,83	38,35	35,69	31,11		30,11	
$A_{00}$	12,34	14,95	16,09	18,87	27,72	19,11	27,90	
$n-{}^3\text{H}$	$A_1$	3,13	3,22	3,25	3,30	3,43	3,37	3,49
	$A_0$	3,77	3,89	3,94	4,02	4,20	4,10	4,28
	$A_s$	3,29	3,39	3,42	3,48	3,62	3,55	3,69
	$\sigma$	1,36	1,44	1,47	1,69	1,65	1,59	1,71
$n-{}^3\text{He}$	$A_1$	3,08	3,15	3,18	3,22	3,32	3,28	3,38
	$A_0$	8,05	9,42	10,01	11,45	15,96	11,61	16,09
	$A_s$	4,32	4,72	4,89	5,28	6,48	5,36	5,56
	$\sigma$	2,93	3,73	4,10	5,09	9,04	5,25	9,21

<sup>a)</sup> Нуклон-нуклонные данные отличаются от приведенных в тексте главным образом значением синглетного радиуса  $r_s = 2,76$  Фм.

Из всех рассчитанных величин наибольшую чувствительность к форме  $NN$ -взаимодействия демонстрируют длины  $A_{00}$  и  $A_0(n-{}^3\text{He})$ .

При переходе от потенциала Ямагучи ( $\sigma=1$ ) к  $\delta$ -оболочечному потенциалу их относительные изменения составляют  $\sim 100\%$ . (При этом  $B$  изменяется на 30,  $B^*$  и  $B$  - на 20%, а относительные изменения  $N_{01}$ ,  $N_{11}$  и  $N_{10}$  составляют  $\sim 10\%$ .) Зависимость длин  $N_0$  ( $n-^3\text{He}$ ) и  $N_{00}$  от вида парных сил обусловлена сильной корреляцией этих величин с положением околопорогового возбужденного  $0^+$ -уровня ядра  $^4\text{He}$  относительно порога  $n-^3\text{He}$ . Установленное в работе [2] феноменологическое соотношение  $N_{00} = \alpha - \frac{1}{2} R \alpha^2 - P N^2 \alpha^4$  (где  $R$  и  $P$  - параметры, а  $\alpha^2 = 3m_n(B^* - B)/2\hbar^2$ ) сохраняет справедливость в широком интервале изменения формы потенциала [11] и подтверждается также расчетами в рамках дисперсионного подхода [12].

Анализ результатов для длин  $N_{01}$ ,  $N_{11}$  и  $N_{10}$  и энергий связи  $B$ ,  $B^*$  и  $B$  указывает на наличие корреляций линейного вида между этими величинами и двухчастичным параметром  $\Gamma$ , определяемым интегралом перекрытия триплетного и синглетного формфакторов ( $\Gamma^{-1} = \int_0^\infty g_0(k) \cdot g_0(k) dk$ ).

Зависимость четырехнуклонных характеристик от формы потенциала связана главным образом с различием в поведении соответствующих двухнуклонных  $t$ -матриц на энергетической поверхности. При этом  $\delta$ -оболочечный потенциал, обеспечивающий наилучшее описание фаз  $NN$ -рассеяния, дает также близкие к эксперименту значения и для четырехнуклонных величин.

По своей чувствительности к  $v_0$ -синглетному эффективному радиусу  $NN$ -сил рассчитанные величины различаются в меньшей степени: при увеличении  $v_0$  на 10%  $B$ ,  $B^*$  и  $B$  уменьшаются на 8%, а  $N_{01}$  и  $N_{11}$  увеличиваются на 5%,  $N_{00}$  и  $N_{10}$  - на 3%.

Варьирование формы  $NN$ -взаимодействий позволило обнаружить существование линейных корреляций между длинами  $n-^3\text{H}$  рассеяния  $N_2$  ( $J=0,1$ ) и энергией связи тритона  $B$  ( $^3\text{H}$ ), а также между триплетной длиной  $N_1$  ( $n-^3\text{He}$ ) и  $B$  ( $^3\text{He}$ ) (рис.1). Корреляции обусловлены отталкивательным (вследствие принципа Паули) характером взаимодействия нейтрона с трехнуклонными ядрами в состояниях с  $J=01, 11, 10$ . С использованием отмеченных взаимосвязей по экспериментальным значениям энергий связи ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  предсказаны значения длин  $N_1(n-^3\text{H})=3,46$  фм,  $N_0(n-^3\text{H})=4,24$  фм и  $N_1(n-^3\text{He})=3,44$  фм.

Экспериментальные значения триплетной и синглетной длин  $n-^3\text{H}$  рассеяния остаются неизвестными до настоящего времени [3,10]. Наше предсказание для полного сечения порогового рассеяния  $\sigma(n-^3\text{H}) = 1,69$  бн отлично согласуется с последним экспериментальным результатом  $\sigma_{\text{exp}}=1,70(3)$  бн [4] (рис.2). Полученное в работе значение

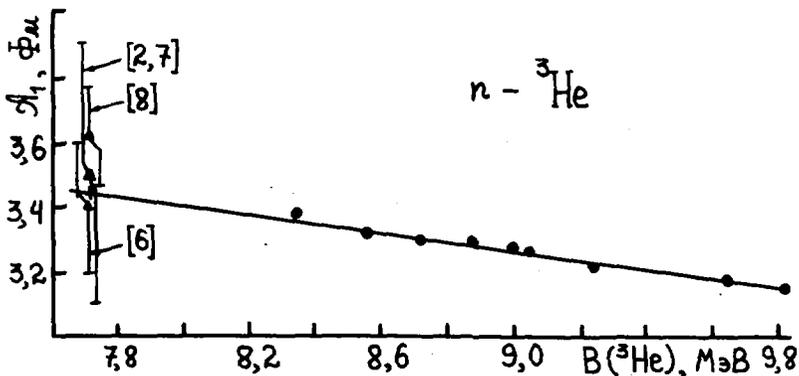


Рис.1. Линейная корреляция между геометрической длиной  $n-^3\text{He}$ -рассеяния  $\sigma_{\Sigma}$  и энергией связи ядра  $^3\text{He}$   $B$ . Точки представляют результаты настоящих расчетов; крестиком отмечено наше предсказание для длины  $\sigma_{\Sigma}(n-^3\text{He})=3,44$  фм, согласованное с экспериментальным значением  $B(^3\text{He})=7,72$  МэВ. Данные для  $\sigma_{\Sigma}$  взяты из работ [2,6-8/

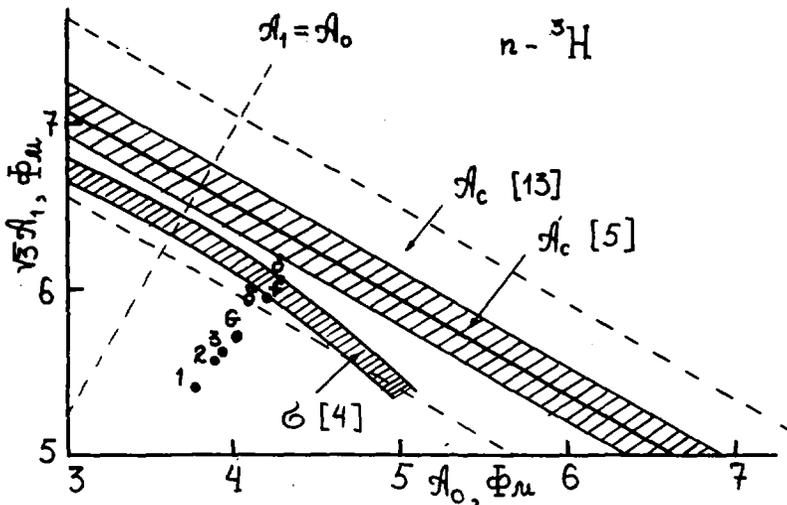


Рис.2. Сравнение теоретических результатов для  $n-^3\text{H}$ -рассеяния (точки) с имеющимися экспериментальными данными [4,5,13]. Крестиком отмечены наши предсказания  $\sigma_{\Sigma}(n-^3\text{H})=3,46$  фм и  $\sigma_0(n-^3\text{H})=4,24$  фм, согласованные с экспериментальным значением  $B(^3\text{H})=8,48$  МэВ

когерентной длины  $\lambda_c(n-^3\text{He})=3,66$  фм согласуется в пределах экспериментальной ошибки с результатом  $\lambda_{c,\text{exp}}=3,82(24)$  фм [13], но несколько меньше недавно измеренного значения  $\lambda_{c,\text{exp}}=3,82(7)$  фм [5]. Отметим, однако, что экспериментальные данные для сечения [4] и когерентной длины [5] несколько не согласуются между собой (см. рис.2).

Предсказание для триплетной длины  $n-^3\text{He}$ -рассеяния отлично согласуется с наиболее надежным из имеющихся экспериментальных результатов  $\lambda_{I,\text{exp}}(n-^3\text{He})=3,4(2)$  фм [6] (см.рис.1).

Взаимодействие медленного нейтрона с ядром  $^3\text{He}$  в синглетном состоянии характеризуется эффективным притяжением, приводящим, в частности, к образованию возбужденного уровня  $^4\text{He}$  чуть ниже порога  $n+^3\text{He}$ . Положение этого уровня относительно порога  $n+^3\text{He}$  оказывает определяющее влияние на сечение  $n-^3\text{He}$ -рассеяния в состоянии со спином  $S=0$ . При этом экспериментальному значению  $\alpha_{\text{exp}}=0,102$  фм $^{-1}$  [6] на кривой зависимости  $\lambda_0(n-^3\text{He})$  от  $\alpha$  отвечает значение синглетной длины  $\lambda_0(n-^3\text{He})=9,25$  фм. Полученный результат на 30% превышает экспериментальные данные для вещественной части этой длины [2,6-8]. Последовательный расчет комплексной синглетной длины  $n-^3\text{He}$ -рассеяния должен основываться на уравнениях, учитывающих кулоновское взаимодействие между протонами. Учет кулоновских сил в синглетном канале приведет к расщеплению порога  $N+^3N$  на два порога  $n+^3\text{He}$  и  $p+^3\text{H}$  и к смещению вверх порога  $n+^3\text{He}$  на 0,76 МэВ и возбужденного уровня на 0,4 МэВ. При этом возбужденный уровень станет квазистационарным. В случае  $\delta$ -оболочечного взаимодействия его расположение относительно порога  $n+^3\text{He}$  будет очень близко к экспериментальному [6,9].

#### Список литературы

1. Харченко В.Ф., Левашев В.П. - ЯФ, 1977, т.26, вып.4, с.703.
2. Kharchenko V.F., Levashov V.P. - Nucl.Phys., 1980, v.A343, p.249. Препринт ИТФ-77-85Р, Киев, 1977.
3. Kharchenko V.F., Levashov V.P. - Phys.Lett., 1976, v.60B, N 4, p.317. ДАН УССР, серия А, 1976, № II, с.1025.
4. Seagrave J.D. e.a. - Phys.Lett., 1980, v.91B, N 2, p.200.
5. Hammerschmid S. e.a. - Z.Physik, 1981, v.A302, N 4, p.323.
6. Baumgartner M. e.a. - Nucl.Phys., 1981, v.A368, p.189.
7. Kaiser H. e.a. - Z.Physik, 1979, v.A291, p.231.
8. Алфименков В.П. и др. - ЯФ, 1981, т.33, вып.4, с.891.

9. Борзаков С.Б. и др. - ЯФ, 1982, т.35, вып.3, с.532.
10. Левашев В.П. - Препринт ИТФ-81-142Р, Киев, 1981.
11. Левашев В.П. - Препринт ИТФ-82-170Р, Киев, 1983.
12. Adhikari S.K. - Phys.Rev., 1981, v.024, N 1, p.16.
13. Donaldson R.E. e.a. - Phys.Rev., 1972, v.05, N 6, p.1952.

# ANGULAR DISTRIBUTIONS OF PHOTONS FOLLOWING THE CAPTURE OF 4-50MeV NEUTRONS

G.Longo, F.Fabrizi, C.Mazzotti

ENEA, CRE. "E.Clementel", Bologna, Italy

The direct-semidirect model is applied to calculate the cross sections for the production of 10-50 MeV photons following radiative capture of 4-50 MeV neutrons by  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{120}\text{Sn}$ . The presence of giant multipole resonances highly influences the photon angular distributions. For  $^{40}\text{Ca}$  the angular distribution is almost symmetric, the E2 and E3 giant resonances being relatively weak. Conversely, the interference between opposite-parity transitions gives rise to clear forward peaking of high-energy photons produced in the  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  reaction.

Прямая-полупрямая модель использована для вычисления сечений получения фотонов с энергией 10-50 МэВ при радиационном захвате нейтронов от 4 до 50 МэВ на  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{120}\text{Sn}$ . Наличие гигантских мультипольных резонансов сильно влияет на угловые распределения фотонов. E2- и E3-гигантские резонансы слабы в  $^{40}\text{Ca}$ , так что угловые распределения почти симметричны. Наоборот, интерференция между переходами противоположной чётности приводит к чётному пика вперед высокоэнергетических фотонов, испущенных при  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  реакции.

Neutron-induced photoproduction cross sections and angular distributions of emitted high-energy photons are of interest in shielding, dosimetry and radiation damage problems connected with fusion reactors and facilities that utilize neutrons up to about 50 MeV, e.g.  $d+\text{Li}$  neutron sources. The  $(n,\gamma)$  reaction, though constituting only a small fraction of the non-elastic cross section for high energy neutrons, becomes the dominant mechanism for producing 10- to 50-MeV photons. This hardest part of the  $\gamma$ -ray spectrum is important not only to protect fusion reactor components, but to satisfy biological safety requirements. Since the necessary experimental information is rather scarce, one must use model calculations to fill gaps and supply the energy-angle data required.

In a previous paper [1] the direct-semidirect (DSD) model was used to calculate photoproduction cross sections integrated over the  $4\pi$  solid angle. Here, attention is focused on the angular distributions of emitted photons. In the

present work the production of 10- to 50-MeV photons due to radiative capture of 4- to 50-MeV neutrons by  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{120}\text{Sn}$ , is calculated. For this purpose the extended formulation [2-4] of the DSD model, which includes higher multipole contributions, is used.

The differential  $(n, \gamma)$  cross section for  $E1+E2+E3$  capture is calculated versus the incident neutron energy  $E_n$  and the angle  $\theta_\gamma$  between incident neutrons and emitted photons as

$$\frac{d\sigma(E_n, \theta_\gamma)}{d\Omega} = \frac{\sigma_o(E_n)}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{m=1}^6 a_m(E_n) P_m(\cos \theta_\gamma) \right]$$

with  $\sigma_o$  the cross section integrated over the  $4\pi$  solid angle and the  $a_m$ -coefficients expressed through combinations of radiative-capture DSD amplitudes.

The explicit expressions [4] for the  $a_m$ -coefficients show that interference between opposite-parity transitions gives rise to symmetry breaking in the photon angular distributions.

The  $(n, \gamma)$  cross sections are obtained, as in ref. [3], without recourse to free parameters, that is: 1) EL contributions up to  $L=3$  are taken into account with energies, widths and strengths of giant states taken directly from experimental data [5-6], 2) the same depths and geometrical parameters (set D of ref. [7]) are used both for the optical potential and the energy-dependent complex coupling interaction having a mixed surface- and volume-form, 3) the same potential geometry is adopted both for bound and scattering states, 4) the depth of the bound-state potential is adjusted to give the single-particle binding energies, obtained as the centre of gravity of the experimentally known nuclear levels listed in ref. [8].

From the spectra of emitted gamma-rays, calculated for  $E_n = 4-50$  MeV with  $\Delta E_n = 0.2$  MeV and for  $\theta_\gamma = 0^\circ-180^\circ$  with  $\Delta\theta_\gamma = 10^\circ$ , the photoproduction cross sections  $d^2\sigma(E_n, \theta_\gamma)/dE_n d\Omega$  are obtained as average values for photons produced in a one-MeV energy interval. For application purposes, knowledge of  $\sigma'$  - cross sections weighted to the relative incident neutron fluxes - is of greater interest. These values are here calculated for incident energy distributions corresponding to neutron spectra from  $d+T$  and  $d+Li$  reactions.

In fig. 1 the calculated differential cross sections for gamma-rays produced by neutron radiative capture on  $^{40}\text{Ca}$  (fig. 1,a) and  $^{120}\text{Sn}$  (fig. 1,b) are plotted

versus the photon energy for three fixed angles  $\theta_\gamma = 90^\circ, 30^\circ$  and  $150^\circ$  corresponding to curves 1, 2 and 3, respectively. The curves reproduce the distinctive feature of the giant dipole resonance, while no resonance-like shape can be connected to the position of E2- and E3-giant resonances. The presence of E2- and E3-radiation, however, highly influences the angular distributions of emitted photons. The E2- and E3-giant resonances are weak in  $^{40}\text{Ca}$ , so the angular distribution of photons is almost symmetric in the whole energy range considered (fig. 1,a). Conversely, the interference between opposite-parity transitions

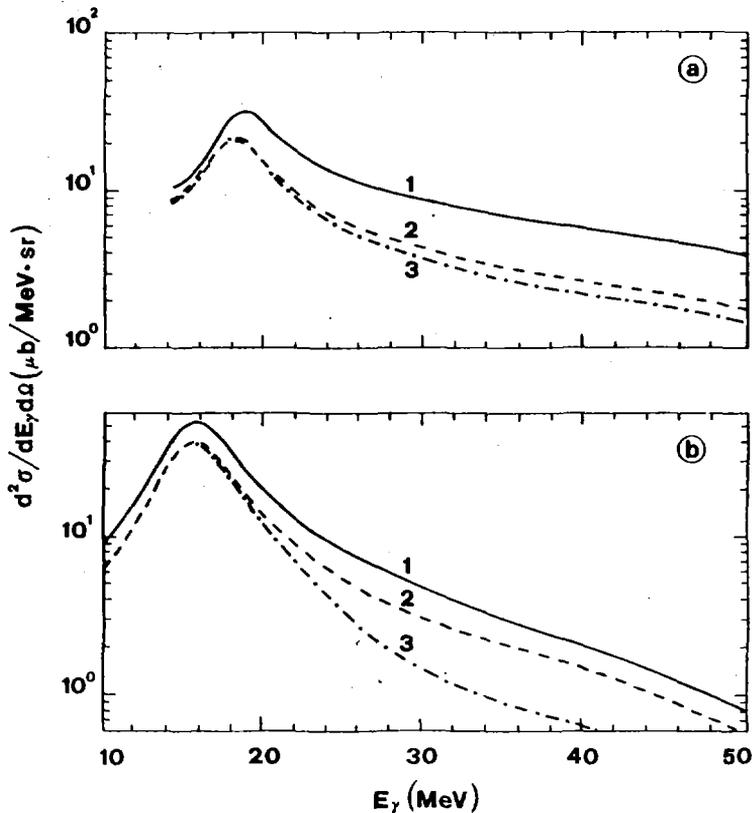


Fig. 1. Photoproduction differential cross sections for  $^{40}\text{Ca}$  (a) and  $^{120}\text{Sn}$  (b):  
 1 -  $\theta_\gamma = 90^\circ$ ; 2 -  $\theta_\gamma = 30^\circ$ ; 3 -  $\theta_\gamma = 150^\circ$ .

for the  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  reaction gives rise to cross section values which, for  $\theta_\gamma = 30^\circ$ , are greater in the high energy range by about a factor 2 with respect to those for  $\theta_\gamma = 150^\circ$  (fig. 1,b).

This situation is illustrated more distinctly in figs. 2,a ( $^{40}\text{Ca}$ ) and 2,b ( $^{120}\text{Sn}$ ). On the left part of the figure photoproduction differential cross sections are plotted versus the cosine of  $\theta_\gamma$  for three fixed energies equal, for  $^{40}\text{Ca}$ , to 15, 25 and 50 MeV (curves 1, 2 and 3, respectively) and, for  $^{120}\text{Sn}$ , to 15, 22 and 35 MeV (curves 1, 2 and 3, respectively). On the right of fig. 2 the angular distributions calculated as

$$W(E_\gamma, \theta_\gamma) = \frac{4\pi}{d\sigma_0(E_\gamma)/dE_\gamma} \cdot \frac{d^2\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma)}{dE_\gamma d\Omega}$$

are shown for the same photon energies. The latter clearly indicates a forward peaking, growing with energy for photons produced in the  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  reaction.

The photoproduction cross sections, integrated over the  $4\pi$  solid angle  $d\sigma_0(E_\gamma)/dE_\gamma$  and weighted to three different incident neutron energy distributions ranging from 4- to 50-MeV, are plotted in fig. 3 for the  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  reac-

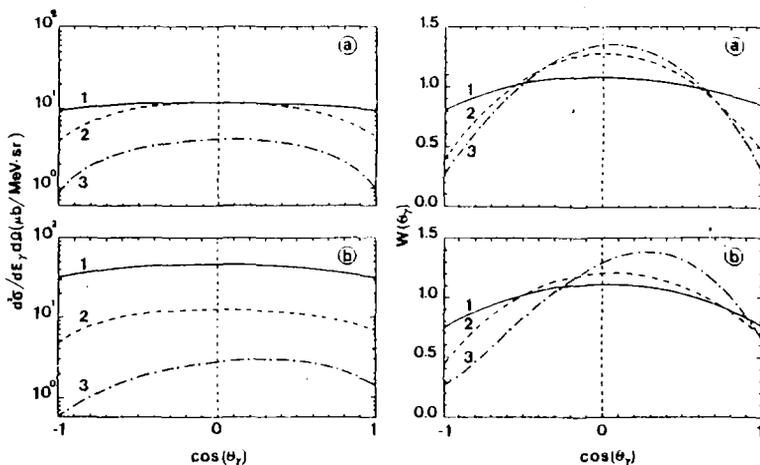


Fig. 2. Differential cross sections (left) and angular distributions (right) for gamma-rays from calcium (a) and tin (b). a): 1 -  $E_\gamma = 15$  MeV; 2 -  $E_\gamma = 25$  MeV; 3 -  $E_\gamma = 50$  MeV. b): 1 -  $E_\gamma = 15$  MeV; 2 -  $E_\gamma = 22$  MeV; 3 -  $E_\gamma = 35$  MeV.

tion. The incident fluxes shown in the inset to fig. 3 are: 1- a uniform energy distribution, 2- a distribution, reproduced from ref. [9], corresponding to part of the neutron energy spectrum from a d+T source, 3- a distribution, reproduced from ref. [10], corresponding to part of the neutron spectrum resulting at 8° from 35-MeV deuterons incident upon lithium. As can be seen from fig. 3, curve 1, obtained for a uniform neutron-energy distribution and corresponding to those of part b of figs. 1-2, shows a resonance-like shape due to the presence of the giant dipole resonance. Curve 2, corresponding to neutrons from the d+T source, exhibits strong enhancement in the yield of 16- to 22-MeV photons with two distinct peaks both due to the neutron distribution and the level structure of the target nucleus. Curve 3, corresponding to the d+Li source, shows enhancement of the gamma-ray yield in the whole energy region from 10- to 30-MeV with a rapid decrease at higher energies.

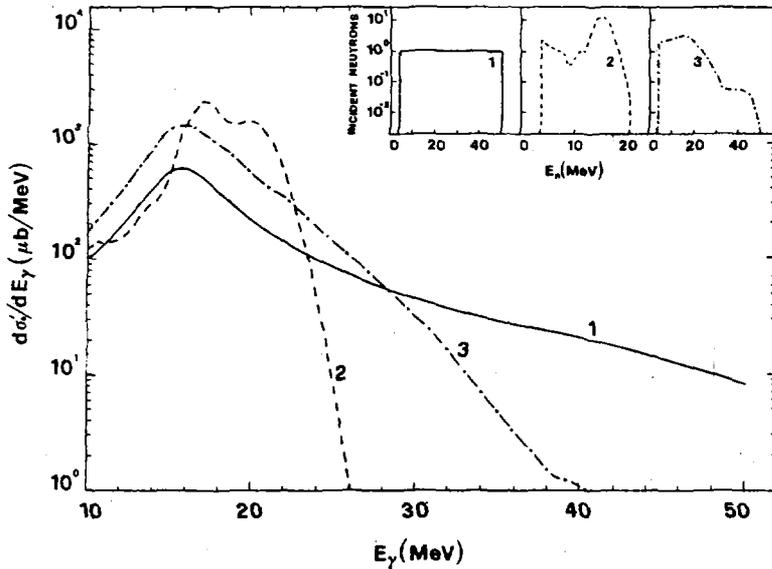


Fig. 3. The photoproduction  $4\pi$ -cross section for  $^{120}\text{Sn}$  weighted to the incident neutron energy distributions shown in the inset: 1 - uniform energy distribution; 2 - d+T neutron source; 3 - d+Li neutron source.

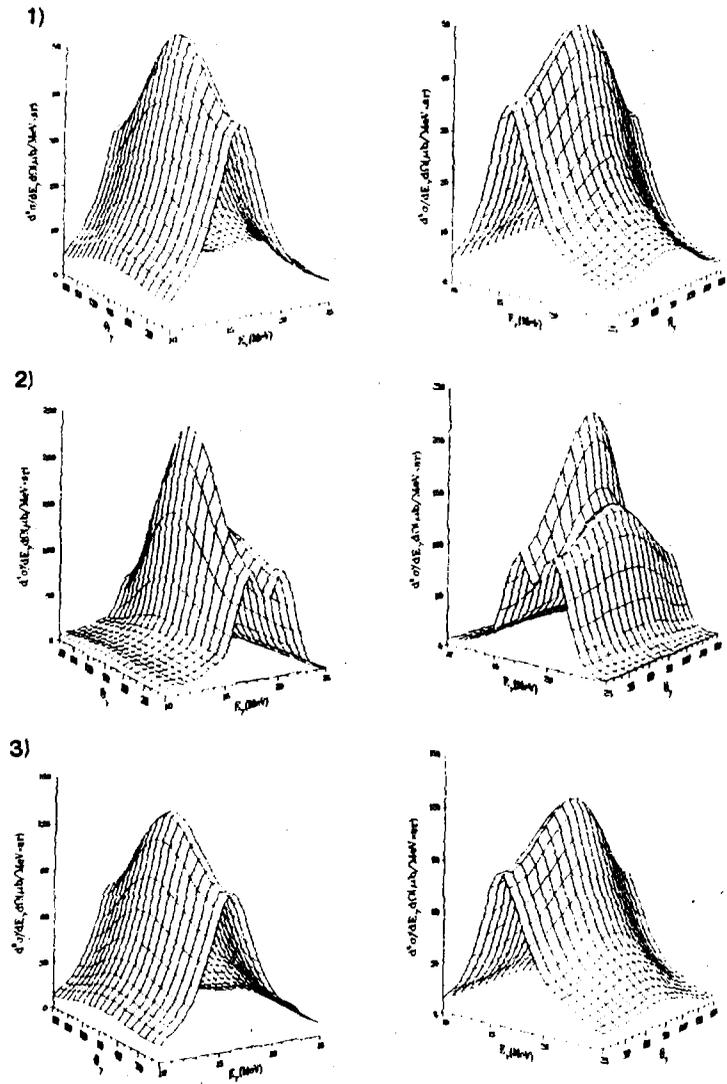


Fig. 4. A three-dimensional representation of  $d^2\sigma/dE d\Omega$  for  $^{120}\text{Sn}$ : 1, 2, 3 have the same meaning as in fig. 3.

The three-dimensional representation of fig. 4, for the  $^{120}\text{Sn}(n,\gamma)$  reaction, allows one to take a general look at the angular-energy dependence of the photo-production cross section weighted to different incident neutron fluxes. The surfaces 1, 2, 3, seen from two different viewpoints, correspond to the neutron energy distributions shown in the inset to fig. 3.

To our knowledge no experimental data on the cross sections for the production of 10- to 50-MeV photons are available, so direct comparison of the present calculations with experiment is not possible. However, the reliability of the present estimates can be inferred from the agreement of previous calculations - performed using the same formulation and the same parameter sets as the present ones - with experimental data for capture of 6- to 15-MeV neutrons to the ground state of  $^{40}\text{Ca}$  (see ref. [4]). It follows from the present work that DSD calculations based on the knowledge of the positions and strengths of giant multipole resonances, can allow useful predictions about the relative yield of high-energy  $\gamma$ -rays emitted in different directions with respect to incident neutrons. Such calculations can be a valuable guide in detecting engineering or biological safety problems arising from the production of high-energy photons.

#### References

1. G.Longo and F.Saporetto, Nucl.Sci.Eng. 61 (1976) 40.
2. G.Longo, F.Saporetto and R.Guidotti, Nuovo Cimento 46A (1978) 509.
3. G.Longo and F.Fabrizi, Phys.Lett. 84B (1979) 285.
4. G.Longo, Proceedings of the IV International School on Neutron Physics, Dubna, June 8-18, 1982, JINR DZ 4-82-704, p. 206.
5. N.Bezic et al., Nucl.Phys. A117 (1968) 124; J.Ahrens et al., Nucl.Phys. A251 (1975) 479; T.Yamagata et al., Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 1628; T.A.Carey et al., Phys.Rev.Lett. 45 (1980) 239.
6. A.Leprêtre et al., Nucl.Phys. A219 (1974) 39 and Nucl.Phys. A367 (1981) 237; F.E.Bertrand et al., Phys.Rev. C22 (1980) 1832; T.Yamagata et al., Phys.Rev. C23 (1981) 937.
7. D.M.Patterson, R.R.Doering and A.Galonsky, Nucl.Phys. A263 (1976) 261.
8. P.M.Endt, C.Van der Leun, Nucl.Phys. A310 (1978) 588; K.K.Seth, S.G.Iversen, Phys.Lett. 53B (1974) 171; Nuclear Data Sheets, 26 (1979) 385.
9. G.T.Chapman and G.L.Morgan, Proc.Int.Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, October 22-26, 1979, p. 591.
10. L.L.Carter, R.J.Norford and A.D.Wilcox, Proc. Symposium on Neutron Cross Sections from 10 to 50 MeV, Brookhaven, May 12-14, 1980, p. 431.

Секция III  
ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Председатель В.М.Струтинский

Ученый секретарь В.Ф.Заварзин

СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ И БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ  
ИЗОТОПОВ УРАНА И ПЛУТОНИЯ

А.В.Игнатюк, А.Б.Клепацкий, В.М.Маслов, Е.Ш.Суховицкий

(ФЭИ, ИЯЭ АН БССР)

На основе анализа экспериментальных данных по сечениям деления в рамках статистической модели получены параметры барьеров деления изотопов урана и плутония. Показана необходимость учета нарушения аксиальной и зеркальной симметрии формы ядра в переходных состояниях.

Experimental data on fission cross sections for uranium and plutonium isotopes are analyzed in the framework of statistical model. Fission barrier parameters are deduced. An important role of saddle point configuration shape asymmetry is shown.

Сечения деления нейтронами изотопов урана и плутония в области первого "плато" ( $E_n \leq 6$  МэВ) достаточно подробно изучены экспериментально. Их анализ позволяет выявить ряд закономерностей. С ростом числа нейтронов  $N$  среднее значение  $\sigma_f$  в области "плато" уменьшается [1]. Однако собственно "плато", т.е. участок, на котором сечение постоянно, есть только на кривой  $\sigma_f$  изотопа  $^{238}\text{U}$ . Для других изотопов урана наклон сечения  $\Delta\sigma_f$  в области "плато" с ростом  $N$  уменьшается, а для изотопов плутония возрастает (рис.1). Как следствие, результаты систематик, пренебрегающих энергетической зависимостью  $\sigma_f$  [2], не могут обеспечить потребности оценки сечения неупругого рассеяния, захвата, а в случае отсутствия экспериментальных данных, и деления. Для удовлетворения современных потребностей оценки необходимо добиться хорошего статистического описания всех основных закономерностей наблюдаемых нейтронных сечений.

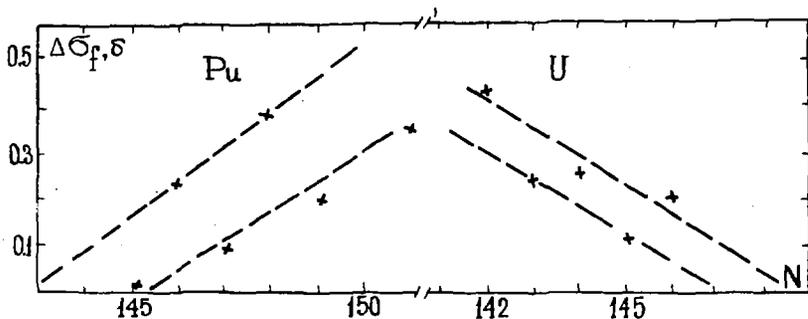


Рис. 1. Зависимость наклона I-го "плато" от  $N$  в составном ядре

Для согласованного расчета сечений  $\sigma_f$ ,  $\sigma_n$  и  $\sigma_\gamma$  первостепенное значение имеет описание сечения образования компаунд-ядра  $\sigma_c$ . Сферические и деформированные оптические потенциалы [3 - 5], одинаково приемлемо описывая полное сечение  $\sigma_t$ , как правило, дают существенно разные энергетические зависимости  $\sigma_c$ . Очевидно, что только предсказания несферической оптической модели, описывающей всю совокупность экспериментальных данных по полным сечениям и дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов, можно признать достаточно надежными [5]. Поэтому при использовании в статистических расчетах сферической оптической модели параметры потенциала следует определять из подгонки к найденным в несферической модели значениям  $\sigma_c(E_n)$ .

Далее следует определить проникаемости конкурирующих каналов распада составного ядра. Такая задача, по существу, сводится к описанию плотности уровней ядра с равновесной деформацией  $\rho_n$  и в переходном состоянии  $\rho_f$ . При анализе наблюдаемых делимостей ядер в широкой области возбуждений была убедительно продемонстрирована необходимость учета оболочечных, коллективных и сверхтекучих эффектов в описании  $\rho_n$  и  $\rho_f$  [6, 7]. Для актинидов важно также учесть нарушения аксиальной и зеркальной симметрии формы ядра в переходных состояниях [8]. Влияние асимметрий седловых конфигураций актинидов на описание делимостей анализировалось ранее в реакциях типа  $(d, pf)$  [7], но относительно низкая точность экспериментальных данных для заряженных частиц (~20%) оставляет актуальным количественный анализ подобных эффектов в нейтронных реакциях.

Использованные в наших расчетах соотношения для плотности уровней подробно описаны в [9], и соответствующие параметры приведе-

ны в [10]. Для седловых конфигураций всех изотопов урана и плутония были взяты оболочечные поправки  $\delta W_A = 2,5$  МэВ и  $\delta W_B = 0,6$  МэВ [2]. Аналогичным образом по результатам микроскопических расчетов были оценены моменты инерции  $\mathcal{I}_1^A = 75 \text{ h}^2/\text{МэВ}$  и  $\mathcal{I}_1^B = 200 \text{ h}^2/\text{МэВ}$  [8].

Из результатов описания  $\sigma_f$  изотопов  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{244}\text{Pu}$  следует, что для воспроизведения энергетической зависимости сечений деления до порога реакции ( $n, n'f$ ), наряду с учетом аксиальной асимметрии горба А и зеркальной асимметрии горба В, необходимо увеличение на  $\sim 15\%$  корреляционной функции  $\Delta_f$  ядра в переходном состоянии. Отличие корреляционных функций при равновесной деформации и на барьере является прямым следствием оболочечных эффектов.

На рис.2 показано влияние вариации  $\Delta_f$  на расчеты  $\sigma_f$  изотопов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ . Чувствительность  $\sigma_f$  к изменениям  $\Delta_f$  для четно-четных делящихся ядер в  $\sim 1,5$  раза выше, чем для  $N$  нечетных. Это связано с различием эффективных энергий конденсации для ядер с четными и нечетными  $N$ :  $E_{N-\tau} - E_{N-\tau} = \Delta_f$ . Характер чувствительности  $\sigma_f$  к вариациям высот горбов  $E_A$  и  $E_B$  существенно различается для моделей с аксиально-симметричными конфигурациями и конфигурациями с нарушенной аксиальной и зеркальной симметрией. В первом случае вариации  $E_A$  и  $E_B$  сказываются во всей области "плато", однако  $\delta\sigma_f/\delta E_A \approx 4\delta\sigma_f/\delta E_B$ . Во втором случае  $\delta\sigma_f/\delta E_A \approx 0,5\delta\sigma_f/\delta E_B$  при  $E_n \leq 2$  МэВ и  $\delta\sigma_f/\delta E_A \approx 0,25\delta\sigma_f/\delta E_B$  при  $E_n \geq 2$  МэВ. Отметим, что изменение  $E_B$  приводит к практически параллельному сдвигу кривой  $\sigma_f$  в обеих моделях. Вследствие этого  $\Delta_f$  оказывается единственным параметром, позволяющим описать энергетическую зависимость сечений деления в области первого "плато" в модели с аксиально-асимметричной конфигурацией барьера А и зеркально-асимметричной конфигурацией барьера В. В модели с аксиально-симметричными конфигурациями барьеров описать  $\sigma_f$  не удалось.

Исходя из чувствительности расчетов сечений деления к значениям  $E_A$  и  $E_B$  можно утверждать, что уменьшение  $\sigma_f$  на "плато" с ростом  $N$  для изотопов урана и плутония связано в основном с уменьшением разности ( $E_A - E_B$ ).

Полученные нами параметры горбов А и В характеризуются следующими неопределенностями:  $\delta E_A \leq 0,15$  МэВ,  $\delta E_B \leq 0,1$  МэВ,  $\delta\Delta_f \approx 0,05$  МэВ. Согласно с параметрами работы [7] практически во всех случаях не хуже  $\pm 0,3$  МэВ (рис. 3). Существенно разные зави-

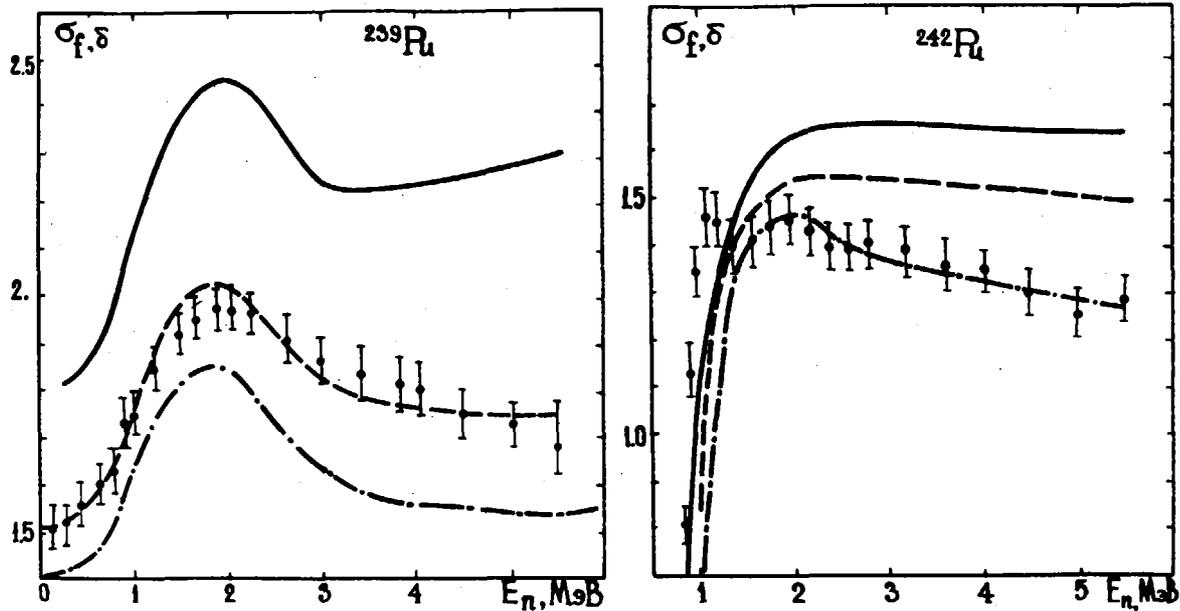


Рис.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений  $\sigma_{f,\delta}$ .  
 Кривые: сплошная -  $\Delta_f = \Delta_0 = 12/\text{А}$ .  
 штриховая -  $\Delta_f = \Delta_0 + 0,05 \text{ МэВ}$ .  
 штрихпунктирная -  $\Delta_f = \Delta_0 + 0,1 \text{ МэВ}$ .

симости от  $N$  величин  $E_A$  и  $E_B$ , полученных в теоретических расчетах [8] и при анализе экспериментальных данных, по-видимому, связаны с разногласиями теоретических оценок изотопической зависимости поверхностной энергии в модели жидкой капли (капельки) [11]. С погрешностями капельной модели следует также связывать расхождение предсказаний теории  $E_A^{\text{теор.}} < E_B^{\text{теор.}}$  и результатов эксперимента  $E_A^{\text{экс.}} > E_B^{\text{экс.}}$  для изотопов урана.

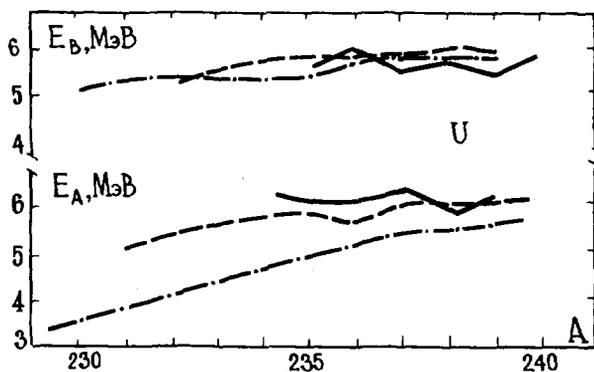
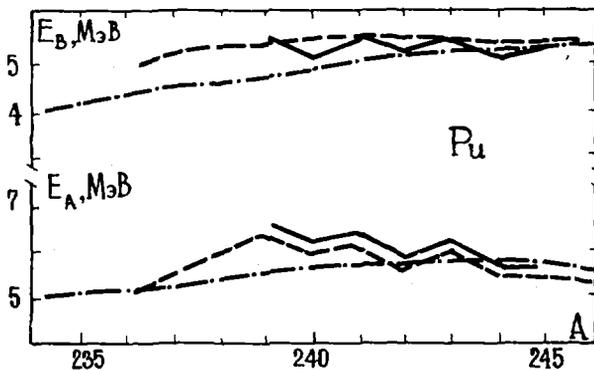


Рис.3. Сравнение микроскопических барьеров деления [8] (штрихпунктирная кривая) с экспериментальными, полученными в данной работе (сплодная кривая) и в [7] (штриховая кривая)



Барьеры  $E_B$  в [7] для всех актинидов были получены в предположении существования в области горба В альтернативного пути для де-

ления: через зеркально-симметричную, но аксиально-асимметричную конфигурацию  $B'$ , причем  $E_{B'} - E_B \approx 0,5$  МэВ. В [11] показано, что эффект этот особенно ярко проявляется для делящихся ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Анализ энергетической зависимости  $\sigma_f$  для ядра-мишени  $^{233}\text{U}$  показывает, что необходимости в указанном усложнении формы поверхности потенциальной энергии нет, однако аномальное значение ( $E_A - E_B$ ) для  $^{234}\text{U}$  может означать, что данный вопрос требует дальнейших исследований.

### Список литературы

1. Behrens J.W., Howerton R.J. Nucl.Sci.Eng., 1978, v.65, p.464.
2. Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И. и др. Ядерная физика, 1979, т.29, с.1156.
3. Matsunobu H., Kanda Y., Kawai M. et.al. Proc.Intern.Conf.on Nucl. Cross Sections and Techn.Knoxville, USA, 1979, p.715.
4. Lambropoulos P. Nucl.Sci.Eng., 1971, v.46, p.356.
5. Klepatskij A.B., Konshin V.A., Sukhovitskij E.Sh. Report INDC(CCP)-161/L, IAEA, Vienna, 1981.
6. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.30, с.1205.
7. Britt H.C. Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. Fission, 1979, v.1. Vienna: IAEA, 1980, p.3.
8. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, A169, 275.  
Moller P.A., Nix J.R. Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. Fission 1973, v.1. Vienna: IAEA, 1974, p.103.
9. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, с.875.
10. Antsipov G.V., Konshin V.A., Maslov V.M. Report INDC(CCP)-182, IAEA, Vienna, 1982.
11. Moller P.A. Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. Fission, 1979, v.1. Vienna: IAEA, 1980, p.283.

## СТРУКТУРА БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР Ra И Ac

С.А.Егоров, Ю.А.Немилов, В.А.Рубченя, Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн,  
С.В.Хлебников, В.А.Яковлев

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Детально измерено сечение реакции  $^{226}\text{Ra}(n, f)$ . Рас-  
считаны вероятности деления ядер  $^{227, 228}\text{Ra}$ ,  $^{227, 228}\text{Ac}$ .  
Нерегулярности делимости связываются с особенностями  
спектра переходных состояний в рамках модели одногорбо-  
го внешнего барьера.

The cross-section of the  $^{226}\text{Ra}(n, f)$  reaction was  
precisely measured. Fission probabilities of the  $^{227, 228}\text{Ra}$ ,  
 $^{227, 228}\text{Ac}$  were calculated. Fissionability irregularities  
are connected with the peculiarities of transition sta-  
tes spectrum in the single-humped outer barrier model.

В последнее время всё большее внимание уделяется природе око-  
лопороговых нерегулярностей в энергетической зависимости вероятнос-  
тей деления ядер области «Ra-Th-аномалии». При их описании появи-  
лась необходимость учёта квазистационарных состояний, расположенных  
вблизи вершины внешнего барьера деления, что свидетельствовало о  
существовании третьей потенциальной ямы. Эти представления привле-  
кались в работах [1-3] для описания околопороговых нерегулярностей  
 $W_f(E)$  ядер  $^{231, 233}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Pa}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ ,  $^{227}\text{Ac}$ .

Из результатов работы [4] следует, что глубина третьей ямы  
для ядер  $^{227, 228}\text{Ra}$ ,  $^{227, 228}\text{Ac}$  недостаточна для существования в ней  
квазистационарных состояний. Это даёт возможность допустить, что  
нерегулярности  $W_f(E)$  указанных ядер могут быть связаны с особен-  
ностями спектров переходных состояний, расположенных над эффектив-  
но одногорбым внешним барьером.

Для выяснения природы околопороговых структур  $W_f(E)$  ядер Ra  
и Ac требовалось уточнить характер энергетической зависимости сече-  
ния реакции  $^{226}\text{Ra}(n, f)$ . Детальное измерение сечений деления  $^{226}\text{Ra}$   
нейтронами проводилось относительным методом в диапазоне  $3,7 \leq E_n \leq 5,2$   
МэВ с энергетическим разрешением и статистической точностью в 2-3  
раза лучше, чем в известных работах [5, 6]. Полученные результаты  
детально описаны в работе [7]. Они подтвердили наличие обнаружен-  
ной в работе [6] платообразной нерегулярности в энергетической за-

зависимости сечения реакции  $^{226}\text{Ra}(n, f)$  вблизи порога. Кроме того, из данных эксперимента следует, что эта нерегулярность не может быть истолкована как сглаженный резонанс, не проявляющийся в работе [6] из-за недостаточного энергетического разрешения.

Описание  $W_f$  тяжёлых ядер вблизи порога основывается на гипотезе О.Бора о каналах деления (характеризующихся квантовыми числами  $J \neq K$ ) как о специфических состояниях ядра в седловой точке [8]. В околопороговой области энергий число открытых каналов достаточно велико для применения статистической теории Хаузера-Фембаха, согласно которой вероятность деления вычисляется через коэффициенты пропускания делительного ( $T_f$ ) и нейтронного ( $T_{ef}$ ) каналов, а также плотность уровней остаточного ядра  $\rho(U)$ .

Спектр переходных состояний рассчитывался по комбинаторному методу сверхтекучей модели с использованием одночастичных спектров деформированного потенциала типа Вудса-Саксона [7]. На каждом квазичастичном уровне строилась вращательная полоса со значением параметра  $\hbar^2/2J_1 = 2$  кэВ.

Коэффициенты  $T_f$  вычислялись в приближении параболического одногорбого барьера высотой  $B_f$  и эффективной шириной  $\hbar\omega$ . Для расчёта коэффициентов  $T_{ef}$  использовалась сферическая оптическая модель с параметрами Лагранжа [9]. Значения  $\rho(U)$  рассчитывались методами статистической механики, используя соотношения сверхтекучей модели, с учётом влияния эффектов коллективного усюдения [10].

Расчитанные спектры квазичастичных состояний ядер  $^{227,228}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{Ac}$  в седловой точке приведены на рис.1. Изображённые состояния для  $^{227,228}\text{Ra}$  соответствуют зеркально-симметричной форме ядра, состояния для  $^{227}\text{Ac}$  - зеркально-асимметричной. Учёт зеркальной асимметрии переходных конфигураций для изотопов Ra достигался введением двукратного вырождения по чётности всех состояний.

Полученные в результате расчёта величины вероятностей деления  $^{227,228}\text{Ra}$ ,  $^{227,228}\text{Ac}$  в зависимости от энергии возбуждения в совокупности с экспериментальными данными работ [3, 7, 11, 12] приведены на рис.2. На том же рисунке представлены результаты расчётов  $W_f(E)$  ядер  $^{227,228}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ac}$  из работ [3, 13]. Особо следует остановиться на случае  $^{228}\text{Ra}$ . В работе [3] сделан вывод, что учёт квазистационарных состояний в третьей яме значительно улучшает согласие расчётных и экспериментальных значений в интервале возбуждений 8,2-9 МэВ. Представленные авторами результаты не позволяют, однако, судить об удовлетворительности согласия теории и эксперимента вне

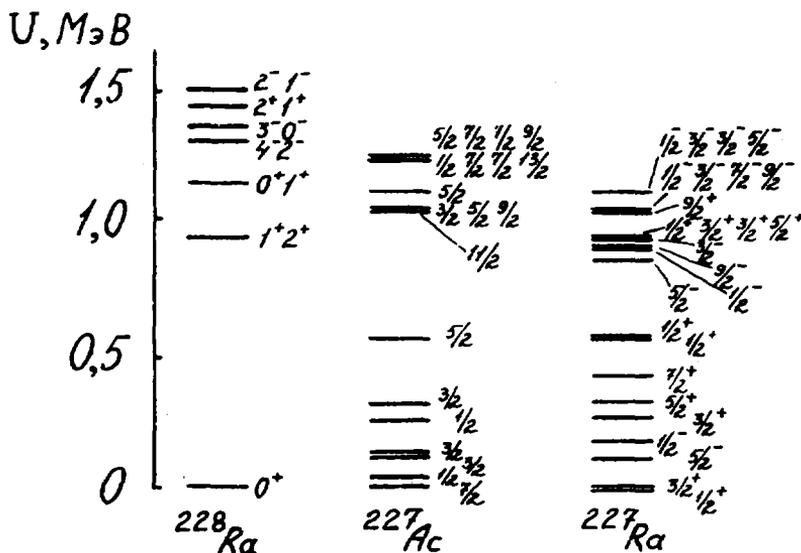


Рис. I. Спектры квазичастичных состояний ядер  $^{227,228}\text{Ra}$ ,  $^{227}\text{Ac}$  в седловой точке, рассчитанные при параметрах деформации:  $\alpha_2=0,85, \alpha_4=0,12$  - для  $^{227,228}\text{Ra}$ ;  $\alpha_2=0,85, \alpha_4=0,12, \alpha_1=0,05$  - для  $^{227}\text{Ac}$

того узкого интервала. Расчёт вероятностей деления при последовательном учёте особенностей спектров переходных состояний исследуемых нуклидов позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные в гораздо более широкой области энергий возбуждения ( $\approx 7 - 10$  МэВ).

В таблице приведены значения параметров барьеров деления исследуемых нуклидов, определённые из наилучшего согласия расчётных и экспериментальных величин вероятности деления ( $B_f$  - высота барьера деления,  $\hbar\omega$  - параметр эффективной кривизны).

Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что энергетические зависимости вероятности деления ядер  $^{227,228}\text{Ra}$ ,  $^{227,228}\text{Ac}$ , в том числе и наблюдающиеся структурные особенности, могут быть описаны без введения дополнительных гипотез о наличии квазистационарных состояний в третьей потенциальной яме.

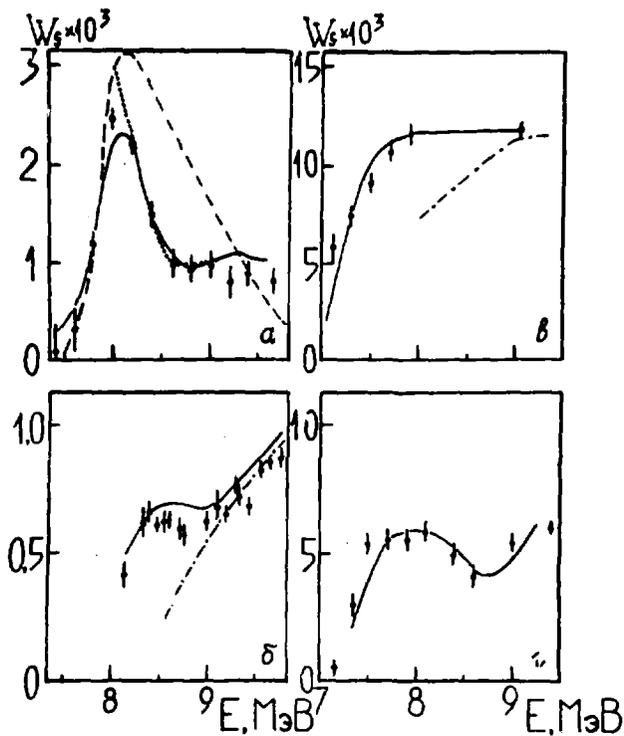


Рис. 2. Вероятности деления  $^{228}\text{Ra}$  (а),  $^{227}\text{Ra}$  (б),  $^{228}\text{Ac}$  (в),  $^{227}\text{Ac}$  (г):  
 — результаты настоящей работы;  
 - - - - результаты работы [13];  
 - · - · и - · - · - результаты работы [3] с учётом и без учёта квазистационарных состояний в третьей потенциальной яме соответственно

Параметры барьеров деления

	$^{227}\text{Ra}$	$^{228}\text{Ra}$	$^{227}\text{Ac}$	$^{228}\text{Ac}$
$B_f, \text{MeV}$	8,45	8,00	7,50	7,10
$\hbar\omega, \text{MeV}$	1,00	0,70	0,75	0,90

## Список литературы

1. Michaudon A. - Prepr. CEA-N-2232, 1981.
2. Weber J., Britt H.C., Gavron A. e.a. - Phys.Rev., 1976, v.C13, p.2413.
3. Gavron A., Britt H.C., Wilhelm J.B. - Phys.Rev., 1976, v.C13, p.2577.
4. Howard W.M., Möller P. - Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1980, v.25, p.219.
5. Konesny E., Srecht H.J., Weber J. - In: Proc. IAEA Symp.on Phys. and Chem.of Fission, 1973, v.2, Vienna, 1974, p.3.
6. Бабенко Д.А., Ипполитов В.Т., Немалов Ю.А. и др. - ЯФ, 1969, т.10, с.233.
7. Немидов Д.А., Рубченя В.А., Селицкий Ю.А. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.819.
8. Бор О. - В кн.: Труды Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева.1955).М., Физматгиз, 1958, т.2, с.175.
9. Lagrange Ch., Jary J. - Prepr. 198"Т"INDC(Fr)CEA, 1978.
10. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н. - ЯФ, 1979, т.30, с.1205.
11. Лучко В.Е., Селицкий Д.А., Фунштейн В.Б. и др. - ЯФ, 1978, т.27, с.301.
12. Кукс И.М., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б. и др. - ЯФ, 1975, т.22, с.934.
13. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н. - Нейтронная физика, Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.3, с.72.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ИЗОМЕРА  $^{235}\text{U}$   
НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

В.И.Мостовой, Г.И.Устроз  
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Измерено отношение сечения деления 26 минутного изомера  $^{235}\text{U}$  к сечению деления основного состояния на спектре тепловых нейтронов уран-графитового реактора, которое оказалось равным  $2,2 \pm 0,4$ .

The ratio of a fission cross-section of the 26-minute isomer of  $^{235}\text{U}$  to that of the ground state on the spectrum of thermal neutrons of a uranium-graphite reactor has been measured. It turned out to be equal to  $2,2 \pm 0,4$ .

Изомерное состояние  $^{235}\text{U}$  ( $J^\pi = 1/2^+$ ), открытое в 1957 г. [1,2], уникально своей чрезвычайно низкой энергией, равной 76,8 эВ [3].

В основное состояние ( $7/2^-$ ) изомер переходит путем внутренней ЕЗ-конверсии на внешних электронных оболочках с периодом полураспада  $\sim 26$  мин. Такой механизм снятия возбуждения приводит к зависимости периода полураспада и спектра электронов внутренней конверсии от характера химических связей атомов урана.

Информация о сечении деления изомера  $^{235}\text{U}$  представляет интерес для каналовой концепции в теории деления. Она может оказаться важной и для будущих плазменных реакторов с температурой плазмы в несколько десятков электрон-вольт, в которых изомер практически будет стабилен.

Основная проблема в измерении сечения деления изомера  $^{235}\text{U}$  связана с его ультрамалыми количествами, которые доступны для эксперимента, и коротким временем жизни.

В настоящее время реальный способ получения изомера — это сбор ядер отдачи при  $\alpha$ -распаде  $^{239}\text{Pu}$ . При этом из-за сравнительно большого периода полураспада плутония и малой энергии ядер отдачи ( $\sim 90$  кэВ), необходимо использовать тонкие слои плутония большой площади ( $\sim 1 \text{ м}^2$ ), а собирать ядра отдачи на очень малые мишени для получения приемлемого соотношения между эффектом и фоном. Сбор ядер отдачи изомера осуществлялся с помощью электростатического поля в установке, содержащей 90 мг плутония. Установка имела коэффициент сбора 60% и позволяла получать мишени, содержащие порядка 10 микрограмм изомера на площади  $0,2 \text{ см}^2$ . Одновременно на мишени накаливала-

лись ядра агрегатного расщепления плутония, которые являлись основным источником фона.

Приготовленная мишень с изомером и мониторинговая мишень с  $^{239}\text{Pu}$  помещались в центр уран-графитового реактора Ф-1 и после выхода его на полную мощность (поток тепловых нейтронов  $0,7 \cdot 10^{10}$  нейтр./ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) эффективная температура спектра нейтронов - 360 К) производилась регистрация интегрального числа осколков в зависимости от времени полупроводниковыми пробойными детекторами [4] в двух интервалах.

На рисунке в качестве иллюстрации приведена зависимость числа зарегистрированных осколков от времени для одной из 15 серий измерений. Верхняя кривая относится к первому интервалу, начало которого смещено относительно конца накопления на 13 мин (время, необходимое для транспортировки образца от установки к реактору и для запуска реактора). Нижняя кривая относится ко второму интервалу, который начинался через 6 периодов полураспада после окончания накопления. К этому времени изомер в мишени практически полностью распался и она содержала только ядра основного состояния  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Из рисунка четко виден эффект деления изомера. То, что наблюдаемое различие интегральных счетов обусловлено только делением изомера подтверждено в специальных экспериментах, в которых было показано, что во время измерений не происходит десорбция изомера с мишени и не изменяется заметно эффективность детекторов.

Для определения отношения сечения деления изомера  $^{235}\text{U}$  ( $\sigma_f^m$ ) к сечению деления его основного состояния на тепловых нейтронах ( $\sigma_f^g$ ) использовалось выражение

$$\frac{C_f^m}{C_f^g} = 1 + \frac{\left(\frac{I_f^m}{I_f^g} - 1\right) \lambda_m^2 t_0 \Delta t}{\left(e^{\lambda_m t_1} - e^{\lambda_m t_2}\right) \left(e^{\lambda_m t_0} - 1\right)} \cdot \left( \frac{\varepsilon_m N_m^g I_f^g}{\varepsilon_m N_m^g I_f^g - \varepsilon N_m^g N_f^m} \right),$$

в которое входят только величины, измеряемые в данном эксперименте:

$I_f^m, I_f^g$  - интегральный счет делений (за вычетом фона от подложки и детектора) от мишени с изомером и без изомера соответственно;

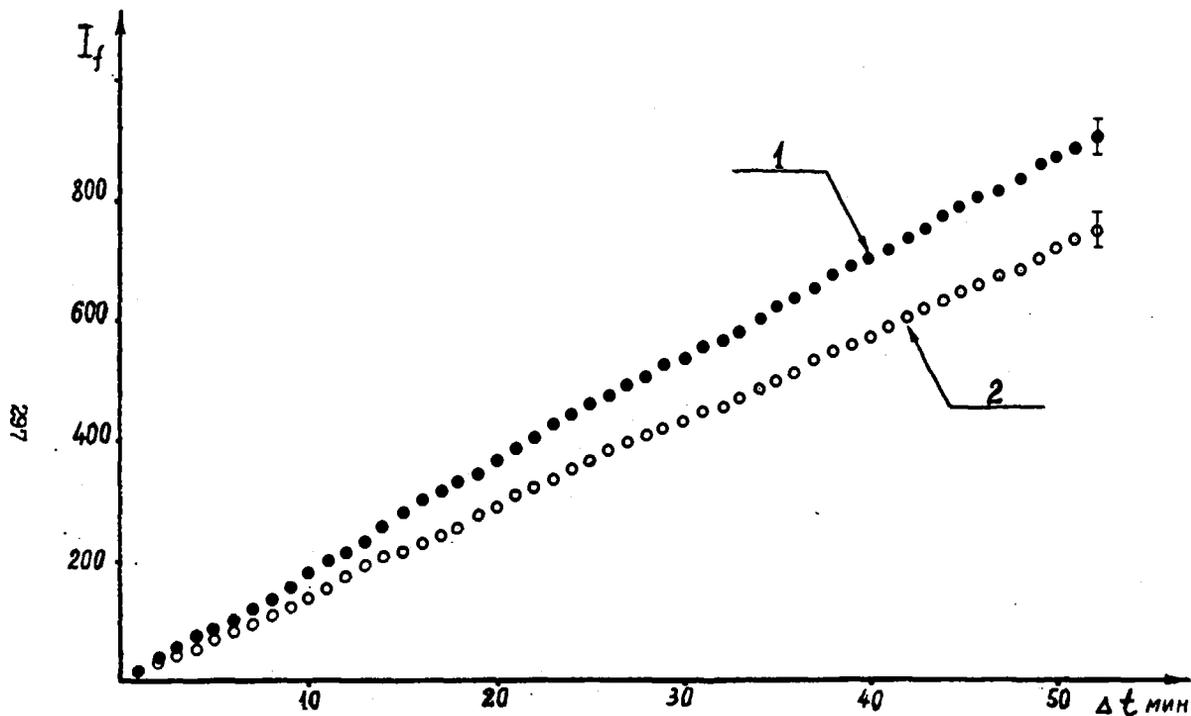
$N_f^m = I_m$  - интегральный счет делений от мониторинговой мишени с  $^{239}\text{Pu}$ ;

$N_f^g$  - число ядер  $^{239}\text{Pu}$  в мишени с изомером;

$N_m^g$  - число ядер  $^{239}\text{Pu}$  в мониторинговой мишени;

$\varepsilon$  - эффективность регистрации осколков детектором изомерной мишени;

$\varepsilon_m$  - эффективность регистрации осколков детектором мониторинговой мишени;



Зависимость числа зарегистрированных осколков от времени: 1 - интегральный счет осколков от образца, содержащего изотоп  $^{235}\text{U}$ ; 2 - интегральный счет осколков от образца, когда изотоп  $^{235}\text{U}$  распался. Время накопления образца изотопа  $^{235}\text{U}$  -  $t_0 = 50$  мин

$t_0$  - время, в течение которого проводилось накопление изомера;  
 $t_1$  - время начала регистрации делений от мишени с изомером (начало первого интервала);

$t_2$  - время окончания регистрации делений в мишени с изомером (конец первого интервала);

$\lambda_m$  - постоянная распада изомера  $^{235}\text{U}$ ;

$\Delta t = t_2 - t_1$  - продолжительность измерений.

В вышеприведенном выражении значения  $I_f^n, I_f, I_f^m$  относятся к одной и той же продолжительности измерений  $\Delta t$ .

Фон от подложки мишени и детектора измерялся периодически между сериями и был постоянен (0,98 I/мин). В зависимости от времени накопления  $t_0$  он составлял ~6-12% от величины интегрального счета  $I_f^m, I_f$ . Подобный фон для мониторинговой мишени был пренебрежимо мал.

Эффективность детекторов ( $\epsilon, \epsilon_m$ ) к осколкам определялась до начала и после окончания измерений каждой серии с помощью калиброванной осколочной мишени  $^{252}\text{Cf}$ .

Число ядер  $N_f^y, N_m^y$  плутония на мишенях вычислялось по данным измерений  $\alpha$ -спектров.

Обработка данных проведенных измерений дает для искомого отношения величину

$$\frac{S_f^m}{S_f} = 2,2 \pm 0,4.$$

Полученный результат с большой вероятностью свидетельствует о том, что сечение деления изомера  $^{235}\text{U}$  в тепловой области энергий нейтронов определяется уровнем составного ядра со спином 0.

#### Список литературы

1. Avaro F., Perlman J. Phys.Rev., 1957, v.107, p.318.
2. Huizenga J.R. e.a. Phys.Rev., 1957, v.107, p.319.
3. Жудов В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, вып.8, с.549.
4. Смирнов А.Н. В сборнике Программа и тезисы XXX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, Наука, 1980, с.411.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР  $^{235}\text{U}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1,7 эВ - 2 кэВ

Л.С.Данелян, Ю.В.Захаров, В.М.Зыков, В.И.Мостовой,  
В.А.Столяров, С.А.Еврикков, Н.Ю.Зыкина, А.А.Осочников,  
А.В.Светцов

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

На нейтронном спектрометре по времени пролета проведены сравнительные измерения интенсивности реакции деления на выстроенных и неориентированных ядрах  $^{235}\text{U}$  с целью определения вклада р-нейтронов в сечение деления. В некоторых резонансах отношения сечений на выстроенных и неориентированных ядрах отличаются от единицы на величину порядка двух статистических ошибок.

Comparative measurements of the fission reaction intensity on aligned and non-aligned nuclei of  $^{235}\text{U}$  have been made at a neutron spectrometer by the time of flight in order to determine the contribution of p-neutrons to the fission cross-section. For some resonances the ratios of cross-sections on the aligned and non-aligned nuclei differ from a unit by a value on the order of two statistical errors.

Обширная информация о параметрах уровней ядер, полученная к настоящему времени методами нейтронной спектроскопии, относится в основном к взаимодействию ядер с s-нейтронами (орбитальный момент  $\ell = 0$ ). Для дальнейшего развития знаний об уровнях ядер представляет интерес идентифицировать p-резонансы (образованные нейтронами с орбитальным моментом  $\ell = 1$ ) и определить вклад p-нейтронов в сечение взаимодействия в области энергий до нескольких десятков килоэлектронвольт. Знание вклада p-нейтронов необходимо в расчетах ядерных реакторов и для развития теоретических моделей взаимодействия нейтрона с ядром, а идентификация p-резонансов предоставит также полезную информацию для исследований вопроса несохранения четности в ядерных процессах.

Прямой метод идентификации p-резонансов и определения вклада p-нейтронов в сечение взаимодействия с ядром в области неразрешенных резонансов является изучение сечений на выстроенных ядрах. Данный метод основан на различии сечений взаимодействия неполяризованных p-нейтронов с выстроенными и неориентированными ядрами. Для сечения деления можно использовать формулу из работы [1]:

$$\sigma_f = \sigma_f^0 (1 + f_2 \Phi_3 F_3), \text{ где}$$

$\sigma_f$  и  $\sigma_f^0$  - сечения деления соответственно для выстроенных и неориентированных ядер,  $f_2$  - параметр степени выстроенности,  $\Phi_3 = 3(\vec{K}\vec{N}) - 1$  ( $\vec{K}$  и  $\vec{N}$  - единичные векторы в направлении пучка нейтронов и оси выстраивания),  $F_3$  - функция, зависящая от спинов уровней, значения которой расположены в интервале от  $(-0,5)$  до  $(+0,5)$ . Увеличение сечения в случае плоскостного выстраивания ядер может наблюдаться в  $p$ -резонансах для любого спина уровня составного ядра, а уменьшение - только для уровней со спинами  $J = I \pm 1/2$  ( $J$  - спин уровня составного ядра,  $I$  - спин ядра-мишени).

В данной работе на нейтронном спектрометре по времени пролета ЛУЭ "Факел" с разрешением 4 нс/м проведены сравнительные измерения интенсивности реакции деления на выстроенных и неориентированных ядрах  $^{235}\text{U}$  в интервале энергий 1,7 эВ - 2 кэВ. Выстраивание ядер происходило в результате взаимодействия квадрупольного момента ядра урана с неоднородным внутрикристаллическим полем при охлаждении монокристалла уранил-рубидий нитрата в низкотемпературном рефрижераторе растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  до температуры 0,1-0,08 К. Из-за несовершенства кристаллов и теплового контакта эффективная средняя температура монокристаллов может отличаться от температуры холодопровода рефрижератора. Вычисленный с учетом этого параметр выстраивания  $f_2$  порядка 0,3. Выстраивание происходило в плоскости, перпендикулярной оси симметрии монокристалла  $C$ , которая располагалась параллельно оси нейтронного пучка. Количество  $^{235}\text{U}$  в образце уранил-рубидий нитрата составляло 5 г. Для уменьшения энерговыделения в образце за счет  $\alpha$ -распада, использовался уран високкого обогащения (99,985%) по  $^{235}\text{U}$ . Акты деления регистрировались по вторичным нейтронам деления шестью спинтиллиационными детекторами с кристаллами стибьбена  $\varnothing 70 \times 40$  мм, расположенными в горизонтальной плоскости вне пучка нейтронов, симметрично относительно его оси, по три с каждой стороны рефрижератора. Равномерное расположение детекторов приводит к тому, что изменение отсчетов деления в случае выстроенных ядер, обусловленное угловой анизотропией нейтронов деления, составляет  $< 0,3\%$ . Идентификация частиц происходила по форме сигналов, образованных быстрыми нейтронами и гамма-квантами в стибьбене. Использовался метод Оуэна, основанный на насыщении пространственного заряда у последнего диода ФЭУ [2]. Была создана "схема пропуска - реле времени", которая зашлала электронную схему во время первичного гамма-импульса ускорителя и не пропускала импульсы на

ЭМ во время наладки и выключений ускорителя. Эффективность регистрации акта деления составляла 3%. Измерения проводились при температурах 0,1 и 4,2 К ( $f_2 \approx 0$ ).

Полученные временные спектры отсчетов деления были разбиты на интервалы (из 128 интервалов до энергии 140 эВ 95 включали по одному резонансу, остальные по два - четыре) и в каждом вычислялось отношение  $\psi$  отсчетов в измерениях при 0,1 и 4,2 К за вычетом "фоновой подложки", проведенной по наиболее глубоким минимумам между резонансами. Нормировка проводилась по интегральному счету в области энергий 8,8 - 100 эВ. Для проверки чувствительности детекторов к гамма-излучению реакции ( $n, \delta$ ) на уране были построены отношения  $\psi$  в зависимости от  $\alpha = \Gamma_x / \Gamma_f$  (рис.1). Видно, что нет систематического одностороннего отклонения, при больших значениях  $\alpha$ -величины  $\psi$  расположены как выше, так и ниже единицы. На рис.2, а и 2, б приведены нормированные к единице отношения  $\psi$  в зависимости от энергий резонансов. Внизу показаны значения величин  $2g\Gamma_n / 2g\Gamma_n^0$ , а сверху значения  $\alpha = \Gamma_x / \Gamma_f$  в виде вертикальных прямых ( $\Gamma_n^0, \Gamma_x$  и  $\Gamma_f$  - приведенная нейтронная, радиационная и делительная ширина уровней). Отличающиеся от единицы отношения  $\psi$  наблюдаются как в слабых, так и в средних по силе резонансах. В таблице приведены резонансы, для которых отношения  $\psi$  отличаются от единицы приблизительно на 10%. Однако эти отличия находятся в пределах только двух статистических ошибок.

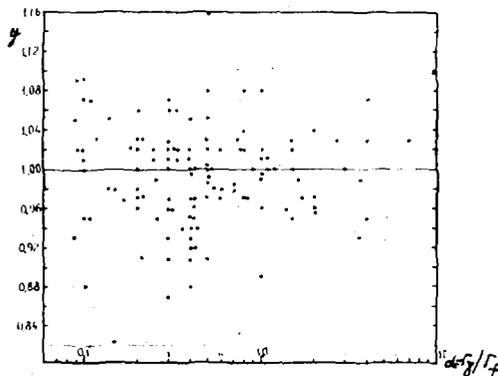


Рис.1. Зависимость отношений счетов  $\psi$  в резонансах от величины  $\alpha = \Gamma_x / \Gamma_f$

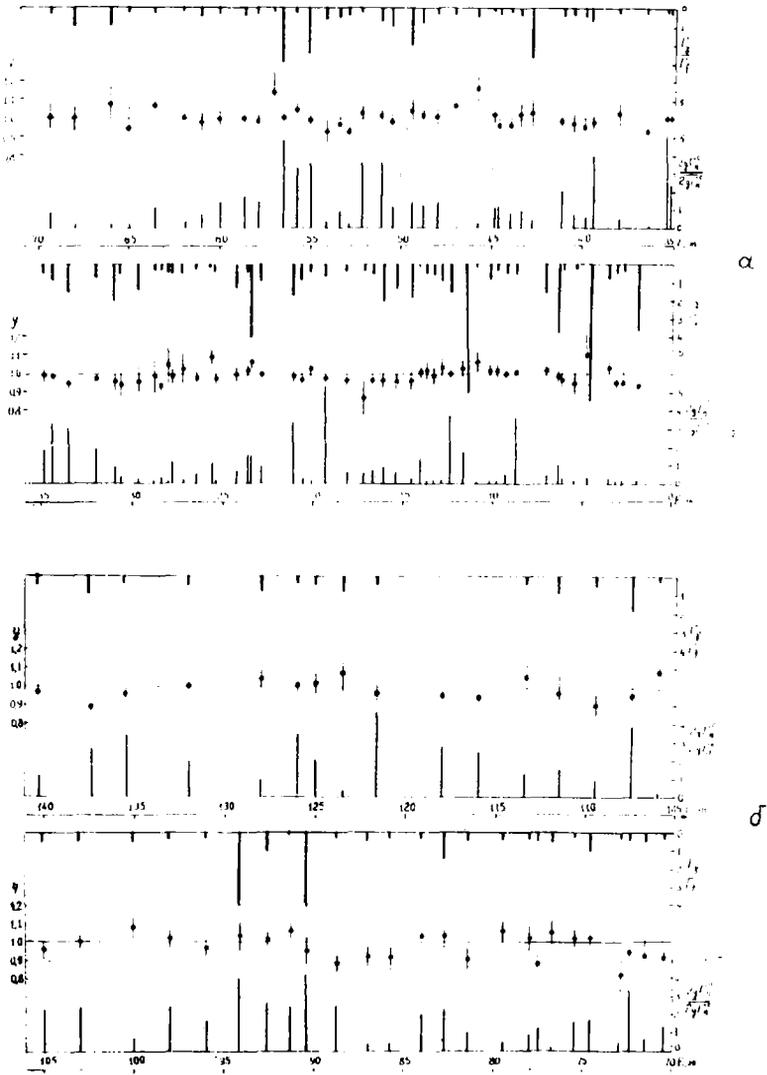


Рис. 2, а и 2, б. Нормированные к единице отношения счетов  $\chi$  в измерениях при 0,1 и 4,2 К в зависимости от энергии резонансов (128 интервалов до энергии 140 эВ)

Для надежного идентифицирования  $\rho$ -резонансов необходимо повысить статистическую точность.

Энергия резонанса $E_0$ , эВ	Отношение счетов $y \pm \Delta y$	Значения $2g\Gamma_n^0$ , МэВ	$\alpha = \Gamma_\gamma / \Gamma_f$
3,15	0,95 $\pm$ 0,03	0,012	0,42
23,41	1,07 $\pm$ 0,04	0,164	4,0
25,6	1,09 $\pm$ 0,04	0,12	0,1
36,45	0,93 $\pm$ 0,04	0,12	0,1
45,82	1,16 $\pm$ 0,08	0,026	0,5
55,82	1,05 $\pm$ 0,03	0,32	0,14
72,41	0,94 $\pm$ 0,04	0,33	0,4
72,9	0,82 $\pm$ 0,09	0,04	0,2
77,53	0,88 $\pm$ 0,07	0,11	0,4
85,7	0,91 $\pm$ 0,06	0,027	0,2
88,7	0,88 $\pm$ 0,07	0,26	0,1

(Параметры уровней взяты из работы [3]; среднее значение  $2g\Gamma_n^0 \approx 0,1$  МэВ). В области неразрешенных резонансов в интервале энергий 0,15–2 кэВ в пределах полученной статистической точности  $\pm 1\%$  нет различий в сечениях на выстроенных и неориентированных ядрах.

#### Список литературы

1. Алфименков В.П., Ефимов В.Н., Пантелеев Ц.Ц., Фенин Д.И. Взаимодействие поляризованных резонансных нейтронов с ориентированными ядрами. Препринт ОИЯИ, Р4-6576, Дубна, 1972.
2. Квитко И.Н., Осочников А.А. Многоканальная система регистрации нейтронов деления с дискриминацией формы импульсов от нейтронов и гамма-квантов в сцинтилляционном детекторе, работающем в режиме насыщения пространственного заряда ФЭУ (метод Суэна). Препринт ИАЭ-3013, 1978.
3. Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G.A., Dabbs J.W.T., Hill N.W. Spin determination of resonance structure in ( $^{235}\text{U} + n$ ) below 25 keV. - Phys.Rev. C, 1978, v.18, N 3, p.1328-1348.

# ИССЛЕДОВАНИЕ $(n, \gamma f)$ -ПРОЦЕССА ПРИ ДЕЛЕНИИ $^{239}\text{Pu}$ РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Г.З.Борухович, Т.К.Звёздина, А.Б.Лалтев, Г.А.Петров, О.А.Щербяков

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Проведены измерения множественности и спектров  $\gamma$ -квантов деления  $^{239}\text{Pu}$  в диапазоне энергий нейтронов 6-500 эВ. Амплитудный анализ производился для 8 резонансов. Обнаружено, что спектры  $\gamma$ -квантов для  $1^+$ -резонансов с малыми  $\Gamma_f$  имеют более жесткий вид, чем спектры резонансов с большими  $\Gamma_f$ .

INVESTIGATION OF  $(n, \gamma f)$ -PROCESS FOR  $^{239}\text{Pu}$  FISSION BY RESONANCE NEUTRONS. Fission  $\gamma$ -rays spectra and multiplicity measurements for  $^{239}\text{Pu}$  has been carried out for incident neutron region 6 eV-500 eV. Amplitude analysis has been performed for 8 resonances. It was found that  $\gamma$ -rays spectra for  $1^+$ -resonances with small  $\Gamma_f$  has more hard form than that for resonances with large  $\Gamma_f$ .

## Введение

Большинство экспериментальных работ по исследованию  $(n, \gamma f)$ -процесса посвящено измерениям средней множественности и средней полной энергии  $\gamma$ -квантов деления, а также среднего числа вторичных нейтронов деления. Из анализа корреляции этих величин и делительной ширины  $\Gamma_f$  для наиболее исследованного ядра  $^{239}\text{Pu}$  получены оценки ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  [1-5]. В случае с  $\gamma$ -квантами такой анализ основан на предположении, что спектр  $\gamma$ -квантов из осколков деления не меняется от резонанса к резонансу.

В нашей предыдущей работе [5], результаты которой показаны на рис.1, для  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  было получено, что  $\Gamma_{\gamma f}(1^+) = 6,1 \text{ мэВ} \pm 2,9 \text{ мэВ}$ . В данной работе проведены измерения спектров и множественности  $\gamma$ -квантов в отдельных резонансах  $^{239}\text{Pu}$ . Такие измерения позволяют:

- определить форму спектра предделительных  $\gamma$ -квантов;
- получить информацию о свойствах высоковозбужденных состояний компаунд-ядра при различных деформациях;
- проверить предположение о постоянстве спектров  $\gamma$ -квантов из осколков в различных резонансах;
- уточнить величину предделительной ширины  $\Gamma_{\gamma f}$ .

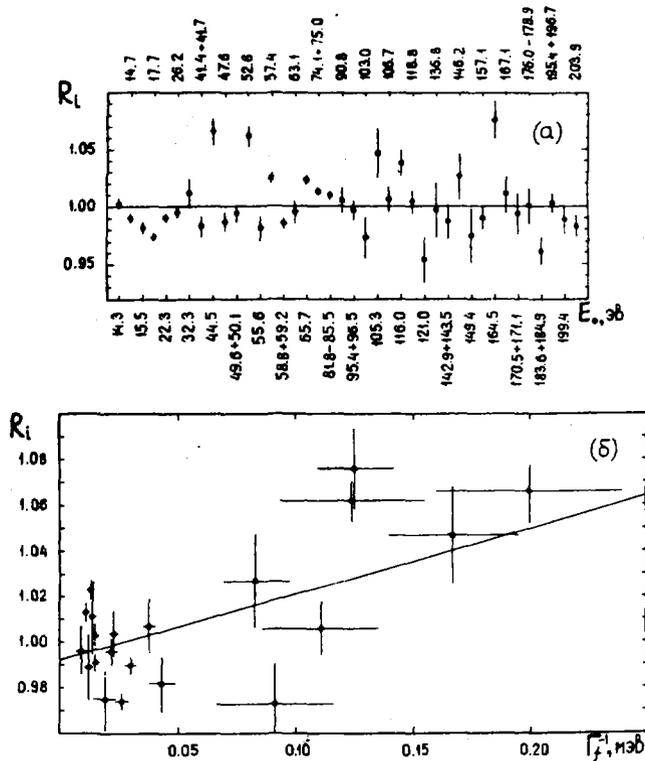


Рис. 1. Относительная множественность гамма-квантов деления  $^{239}\text{Pu}$  для отдельных резонансов и интервалов энергий.  
 (а) - вариации множественности  $R_i$ ;  
 (б) - корреляция множественности  $R_i$  и обратной делительной ширины  $\Gamma_i^{-1}$ .

До настоящего времени была выполнена только одна работа [67], в которой измерялись спектры  $\gamma$ -квантов деления  $^{239}\text{Pu}$  из  $I^+$ -резонансов 44,48 эВ и 10,93 эВ. В нашей работе спектры были измерены для 8 резонансов  $^{239}\text{Pu}$ , основные параметры которых приведены в таблице.

Номер резонанса	$E_0$ , эВ	$J^\pi$	$\Gamma_f$ , МэВ
R1	90,75	$I^+$	$9 \pm 2$
R2	52,60	$I^+$	$8 \pm 2$
R3	47,60	$0^+$	$230 \pm 30$
R4	44,48	$I^+$	$5 \pm 1$
R5	$41,66 + 41,42$	$I^+, I^+$	$50 \pm 12, 4 \pm 1$
R6	22,29	$I^+$	$65 \pm 5$
R7	17,66	$I^+$	$38 \pm 4$
R8	10,93	$I^+$	$138 \pm 6$

### Методика эксперимента

Измерения проводились с помощью установки, размещённой на 31-метровой базе нейтронного время-пролётного спектрометра ГНЕИС [57]. Для регистрации осколков использовалась быстрая ионизационная камера деления, содержащая 1,2 г  $^{239}\text{Pu}$ , нанесённого на 15 пластин с поверхностной плотностью  $0,34 \text{ мг/см}^2$ . Гамма-кванты регистрировались 4 сцинтилляционными детекторами с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $\phi 150 \text{ мм} \times 100 \text{ мм}$ , имеющими амплитудное разрешение  $\sim 10\%$  при  $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$  ( $^{137}\text{Cs}$ ). Порог регистрации  $\gamma$ -квантов равнялся 200 кэВ или 400 кэВ в зависимости от серии измерений, при этом эффективность одного детектора не превышала 1,4% ( $E_\gamma \approx 1,2 \text{ МэВ}$ ). Для защиты детекторов от мягкого  $\gamma$ -излучения и нейтронов, их передние поверхности закрыты фильтрами из свинца (6 мм) и  $^6\text{Li}$  (35 мм).

Фон во временных спектрах измерялся по методу резонансных фильтров из  $\text{Co}$ ,  $\text{Ag}$  и  $\text{Cd}$ . Совпадения импульсов от осколков деления и  $\gamma$ -квантов отбирались с помощью время-амплитудного конвертера с временем преобразования 100 нс. При эффективности регистрации истинных совпадений 85% фон случайных совпадений составлял в среднем 10%, а фон вторичных нейтронов деления  $\approx 2\%$ .

Накопление и обработка информации осуществлялась с помощью информационно-измерительной системы [57], использующей модули в стандарте КАМАК и мини-ЭВМ PDP 11/05. Эта система позволила в данном эксперименте одновременно измерять 2 временных спектра (по 1050 каналов шириной 80 нс - 1280 нс) осколков и совпадений, а также

32 амплитудных спектра гамма-квантов (по 256 каналов каждый).

### Результаты измерений

Было выполнено три серии основных измерений длительностью примерно по 60 ч. каждая и несколько контрольных серий измерений меньшей длительности с целью оценки фона случайных совпадений и влияния разных скоростей счета в резонансах на форму измеряемых гамма-спектров.

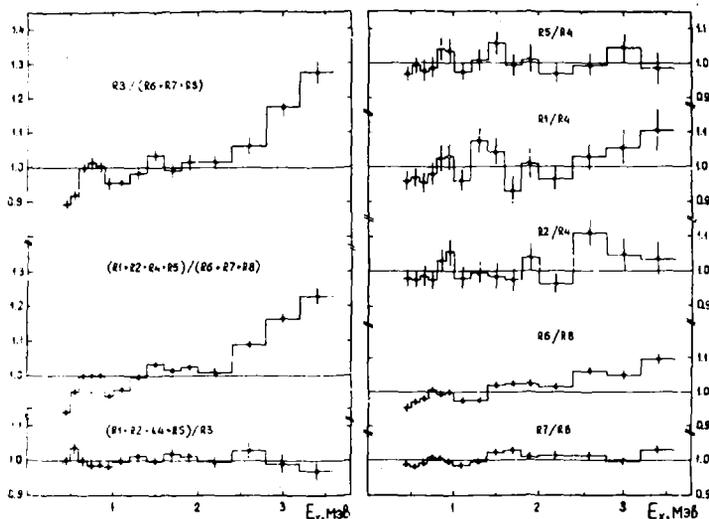


Рис.2. Отношения спектров гамма-квантов деления  $^{239}\text{Pu}$  для различных комбинаций резонансов из таблицы

Подробный анализ полученной информации будет приведён в отдельной статье. С целью общей иллюстрации основных закономерностей в энергетических спектрах  $\gamma$ -квантов на рис.2 приведены результаты предварительной обработки одной из серий измерений. Для увеличения статистической точности спектры от 4 отдельных детекторов после введения поправок на просчёты и вычитания фонов были просуммированы. Кроме того, спектры были сгруппированы с шагом 100 кэВ, 200 кэВ и 400 кэВ.

Из анализа этого рисунка хорошо видны следующие характерные особенности измеренных нами спектров:

1. Спектры  $\delta$ -квантов из резонансов со спинами  $I^+$  и с большой  $\Gamma$  ( $R_6$ ,  $R_7$  и  $R_8$ ) имеют весьма близкие формы; то же самое, хотя и с меньшей статистической достоверностью, можно отметить о спектрах  $\delta$ -квантов из группы резонансов с малыми делительными ширнами ( $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_4$  и  $R_5$ ).

2. Несмотря на различия в спинах спектры  $\delta$ -квантов из резонанса  $R_3$  ( $0^+$ ) и группы слабых резонансов ( $I^+$ ) ( $R_1 + R_2 + R_4 + R_5$ ) оказываются близко подобными.

3. Однако спектры слабых резонансов ( $R_1 - R_5$ ) и сильных резонансов ( $R_6 - R_8$ ) при одном и том же спине оказываются существенно различными.

Эти результаты представляются весьма неожиданными и не находят простого объяснения в рамках известных подходов.

#### Список литературы

1. Shackleton D. et al.- Phys.Lett., 1972, v.42B, p.344.
2. Ryabov Yu.V. et al.- Nucl. Phys., 1973, v.A216, p.395.
3. Trochon J., Ryabov Yu.V. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). Обнинск, ФЭИ, 1974, ч.2, с.232.
4. Weston L.W., Todd J.H. - Phys.Rev., 1974, v.10C, p.1402.
5. Борукович Г.З., Звёздкина Т.К., Иванов К.Н., Петров Г.А., Петухов А.К., Щербаков О.А. - Препринт ДИЯФ № 452, Ленинград, 1978.
6. Trochon J. et al. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.) М.: ЦНИАтоминформ, 1976, ч.5, с.323.
7. Афанасьев А.А., Григорьев В.П., Марченков В.В., Тубольцев Ю.В., Щербаков О.А. - ПТЭ, №2, 1981, с.80.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АНИЗОТРОПИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ И  
 $K_0^2$  НЕКОТОРЫХ АКТИВНЫХ ЯДЕР

Н.И.Занка, Д.В.Кибкало, В.П.Токарев, В.А.Шитюк

(ИЯИ АН УССР)

Измерены и проанализированы дифференциальные и интегральные сечения деления ядер тория-232, урана-235 и урана-236  $\alpha$ -частицами с энергией до 100 МэВ. Получена энергетическая зависимость усредненной величины  $K_0^2$ . Проводится сравнение этих данных с модельными расчетами.

Differential and integral cross sections were measured and analysed for the fission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  by  $\alpha$ -particles with energies up to 100 MeV. Energy dependence of averaged  $K_0^2$  quantity was obtained. These data are compared with model calculations.

В настоящей работе представлены результаты измерений и анализа дифференциальных и интегральных сечений деления ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$   $\alpha$ -частицами в диапазоне энергий 20 - 100 МэВ. Такие исследования позволяют проследить особенности в энергетической зависимости анизотропии угловых распределений осколков деления и, следовательно, величины  $K_0^2$  - дисперсии распределения проекций полного углового момента на ось симметрии ядра с энергией возбуждения.

Измерения выполнены на циклотроне У-120 и У-240 ИЯИ АН УССР.

Более подробное описание эксперимента приведено в работах [1,2].

Измеренные угловые распределения осколков описывались полиномами Лежандра и на основе этого анализа получены значения анизотропии. На рис. I приведена анизотропия угловых распределений осколков деления: 1 - для  $^{235}\text{U}$  и 2 - для  $^{236}\text{U}$  от энергии  $\alpha$ -частиц. Видно, что измеренная нами анизотропия (темные точки) хорошо согласуется с данными других авторов [3,4] в интервале энергий, где имеются также данные. Различие в поведении анизотропии для обеих ядер наблюдается только в области энергий до 40 МэВ. Выше 40 МэВ (для  $^{239}\text{Pu}$ ) и 50 МэВ (для  $^{240}\text{Pu}$ ) величина анизотропии этих ядер почти одинакова и практически не изменяется в исследованном энергетическом диапазоне.

Обычно для вычисления величин, характеризующих входной канал

реакции (коэффициенты прилипания  $T_l$ , полные сечения реакции  $\sigma_R$  и т.д.), используется оптическая модель (ОМ). Однако для параметров оптического потенциала наряду с дискретной многозначностью существует и непрерывная многозначность их значений, что затрудняет анализ данных. Более простым и однозначным методом получения параметров входного канала реакции является метод приближения параболического барьера (ПБ) [5,6]. Для нахождения энергетической зависимости параметров ПБ нами было использовано два метода анализа. В первом значения коэффициентов  $T_l$ , полученных из расчетов по ОМ, аппроксимировались простым соотношением для прозрачности ПБ [7]. Параметры оптического потенциала находились из анализа данных по упругому рассеянию  $\alpha$ -частиц. Во втором проводился анализ экспериментальных данных по полным сечениям деления с учетом вклада эмиссионного деления:

$$\sigma_f = \sigma_R \sum_{i=0}^{\infty} P_f^{(i)} \prod_{n=0}^{i-1} (1 - P_f^{(n)}), \quad (I)$$

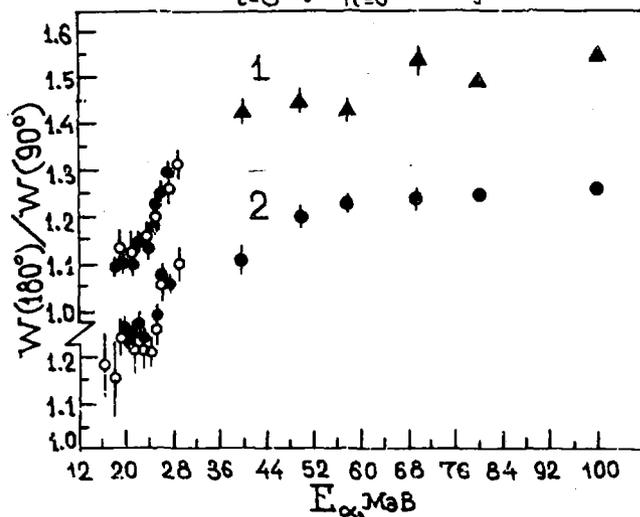


Рис. 1. Анизотропия угловых распределений осколков деления: 1 - для  $^{235}\text{U}$ , темные треугольники - наши данные, темные точки - данные работы [3], светлые точки - данные работы [4]; 2 - для  $^{236}\text{U}$ , темные точки - наши данные, светлые точки - данные работы [4].

где  $\nu$  - максимальное число нейтронов, после испускания которых энергетически возможно деление остаточного ядра,  $P_f^{(i)} = [\Gamma_f / (\Gamma_f + \Gamma_n)]_i^{-1}$  - вероятность деления ядра после предварительного испускания  $i$  - нейтронов,  $\sigma_R$  - полное сечение реакции, полученное в приближении ПБ [5,6]. Извлекаемые из этого анализа параметры барьеров взаимодействия для исследуемых ядер использовались для анализа сечений деления с целью получения величин  $K_0^2(E^*)$ . Теоретические расчеты энергетической зависимости величин  $K_0^2$  проводились по сверхтекучей модели ядра [8]. Подробное изложение метода анализа и процедуры расчета имеется в работе [9].

На рис.2 приведены данные по  $K_0^2$  для делящегося ядра  $^{236}\text{U}$ . Светлыми треугольниками показана энергетическая зависимость величин  $K_0^2$ , полученных при определении параметров входного канала реакции с помощью ОМ, темными треугольниками - в приближении ПБ. Там же приведены данные из реакции  $^{235}\text{U}(n, f): \circ - [10], \bullet - [4]$ . Штриховой линией показана энергетическая зависимость  $K_0^2$ , рассчитанной для деления исходного ядра  $^{236}\text{U}$ , сплошной линией - после предварительного испускания одного или двух нейтронов. Видно, что только величины  $K_0^2$ , полученные при втором методе анализа - ПБ, хорошо согласуются как с теоретическими, так и с нейтронными данными.

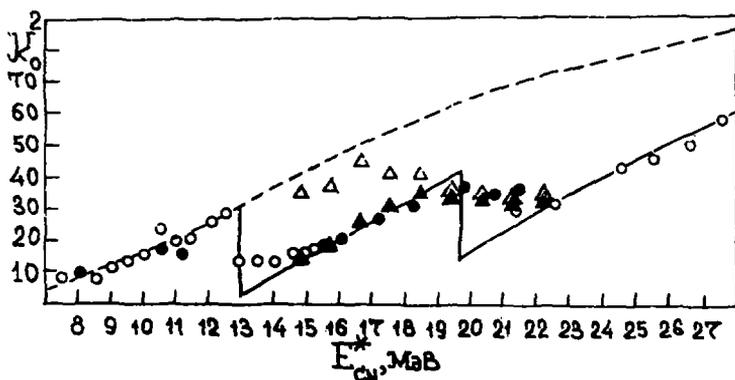


Рис.2. Энергетическая зависимость  $K_0^2$  для составного ядра  $^{236}\text{U}$

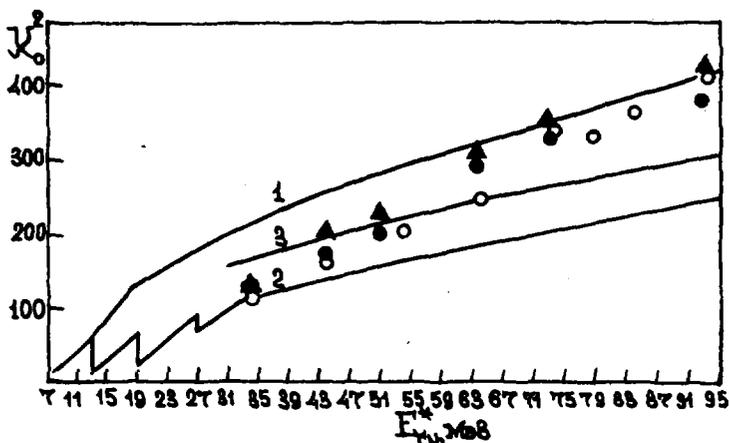


Рис.3. Энергетическая зависимость  $K_0^2$  для реакции  $^{235}\text{U}(\alpha, f)$  - темные треугольники,  $^{236}\text{U}(\alpha, f)$  - темные точки,  $^{238}\text{U}(\alpha, f)$  - светлые точки [11]

На рис.3. представлены данные по  $K_0^2$  в области энергий возбуждения свыше 30 МэВ для трех актинидных ядер:  $\blacktriangle$  - энергетическая зависимость величины  $K_0^2$  для делящегося ядра  $^{239}\text{Pu}$ ,  $\bullet$  - для делящегося ядра  $^{240}\text{Pu}$ ,  $\circ$  - для делящегося ядра  $^{242}\text{Pu}$  [11]. Сплошными линиями показаны теоретические расчеты ( $K_0^2$ )<sub>ср</sub>: 1 - для деления исходного составного ядра  $^{240}\text{Pu}$ , 2 - для деления составного ядра  $^{240}\text{Pu}$  с учетом вклада эмиссионного деления, 3 - то же, что 2, но в приближении жидкокапельного барьера деления. Как видно из рисунка, все экспериментальные точки находятся между 1 и 2 кривой на протяжении всего энергетического диапазона. В интервале энергий возбуждения 44-54 МэВ они лежат близко к жидкокапельной кривой 3. При энергиях возбуждения выше 60 МэВ наблюдается отклонение экспериментальных данных от кривой 3, что, по-видимому, обусловлено большим вкладом прямых процессов в делении [12,13]. Однако изменение характера поведения анизотропии в области возбуждений 40-50 МэВ и переход экспериментальных данных по  $K_0^2$  в области энергий возбуждения 44-54 МэВ к значениям, совпадающим с расчетами по модели жидкой капли, свидетельствует об ослаблении оболочечных эффектов в этой области энергий возбуждения ядра.

Таким образом, результаты нашего анализа позволяют установить важную особенность, связанную с тем, что при энергии возбуждения 44 МэВ влияние оболочечных эффектов существенно уменьшается, а жидкокапельный барьер становится определяющим в делении.

#### Список литературы

1. Заякка Н.И. и др. Препринт КИЯИ-82-13, Киев, 1982.
2. Алешин В.А. и др. Препринт КИЯИ-81-22, Киев, 1981.
3. Заякка Н.И., Кибкало Ю.В. и др. ЯФ, 1980, 31, 43.
4. Leachman R.V., Blumberg L. Phys.Rev., 1965, 137, B814.
5. Wong C.Y. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, 766.
6. Vaz L.C. and Alexander J.M. Phys.Rev., 1974, C10, 464.
7. Заякка Н.И. и др. ЯФ, 1979, 29, 1449.
8. Griffin J.J. Phys.Rev., 1963, 132, 2204.
9. Заякка Н.И., Кибкало Ю.В. ЯФ, 1982, 35, 583.
10. Simmons J.E., Henkel R.L. Phys.Rev., 1960, 120, 198.
11. Kapoor S.S. et al. Phys.Rev., 1966, 149, 965.
12. Viola V.E., Back B.B. et al. Phys.Rev., 1982, C26, 178.
13. Viola V.E., Minor M.M. et al. Phys. and Chem. Fission, IAEA, Vienna, 1974, 1, 391.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ПАРАМЕТР  $K_0^2$  ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{226}\text{Ra}$  И  $^{227}\text{Ac}$   
НЕЙТРОНАМИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Д.А.Немцов, В.А.Рубченя, Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн,  
С.В.Хлебников, В.А.Яковлев

(Радионейтронный институт им. В.Г.Хлопина)

Х.Д.Андросенко, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиреньки

(ФЗИ)

При  $E_n = 3,74-5,0$  МэВ измерены угловые распределения осколков в реакции  $^{226}\text{Ra}(n,f)$ . Результаты и данные по реакции  $^{227}\text{Ac}(n,f)$  проанализированы по статистической теории и свидетельствует об эффективно односторонней форме внешнего барьера  $^{227}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ . Изучена энергетическая зависимость параметра  $K_0^2$ .

The angular distributions of fragments in  $^{226}\text{Ra}(n,f)$  reaction were measured at  $E_n = 3,74-5,0$  MeV. The results and the data on  $^{227}\text{Ac}(n,f)$  reaction were analysed by means of statistical theory and point out the effectively one-humped shape of the outer barrier of  $^{227}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ . The energy dependence of the parameter  $K_0^2$  was studied.

Измерение дифференциальных сечений деления и исследование энергетической зависимости угловой анизотропии осколков являются основными способами получения информации о квантовых характеристиках переходных состояний делящихся ядер. В настоящее время значительный интерес вызывает вопросы, связанные с подтверждением трехгорбой формы барьера деления, возможность существования которой у ряда актинидов была предсказана теоретически [1,2]. Наиболее убедительные свидетельства существования третьей ямы получены в исследовании сечений реакции  $^{230}\text{Th}(n,f)$ . Данные по другим нуклидам области "Ra-Th-аномалии" не дают возможности сделать определенный вывод о форме барьера вследствие недостаточной точности экспериментальных результатов и неполноты используемого для их анализа теоретического аппарата [3]. Значительный интерес в связи с проблемой существования третьей ямы представило продолжение цикла исследований угловых распределений осколков деления ближайших соседей Th-ядер - Ra и Ac.

Экспериментальные данные по энергетической зависимости угловой анизотропии в реакции  $^{226}\text{Ra}(n,f)$  получены из измеренных угловых

распределений осколков при энергиях нейтронов  $3,7 \leq E_n \leq 5,0$  МэВ при использовании реакции  $D(d, n)^3\text{He}$  на твердых дейтерий-титановых мишенях. В настоящей работе улучшено энергетическое разрешение и статистическая точность данных по сравнению с результатами прежних экспериментов [4], что позволило получить уточненную информацию о характеристиках реакции  $^{226}\text{Ra}(n, f)$  вблизи порога. Конструкция и геометрические характеристики камеры, использовавшейся для измерения угловых распределений, аналогичны описанным ранее [4]. При проведении измерений были поставлены две серии экспериментов: на каскадном генераторе ФЭИ КГ-2,5 и электростатическом генераторе Радиевого института. При проведении облучений особое внимание уделялось контролю искажений спектра нейтронов при длительной эксплуатации тонких твердых дейтерий-титановых мишеней [5]. В контрольных опытах проводились измерения угловых распределений осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  фоновыми нейтронами, возникающими из-за накопления дейтронов пучка в подложках мишеней. Полученные поправки вносились в экспериментальные угловые распределения. Измеренные угловые распределения осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  аппроксимировались суммой полиномов Лежандра четных степеней по 4-ю включительно. Удовлетворительно описание угловых распределений осколков в реакции  $^{227}\text{Ac}(n, f)$  получено при использовании  $P_0(\cos \theta)$  и  $P_2(\cos \theta)$ . На рис. I приведены экспериментальные величины угловой анизотропии  $A(E_n) = \frac{\sigma_f(E_n, 0^\circ)}{\sigma_f(E_n, 90^\circ)}$  осколков деления  $^{227}\text{Ra}$  и  $^{228}\text{Ac}$ . Из представленных данных следует, что угловая анизотропия осколков деления  $^{227}\text{Ra}$  и  $^{228}\text{Ac}$  во всей измеренной области энергий нейтронов, включая пороговую, изменяется незначительно, в отличие от случая околупорогового деления соседнего тория.

В рамках канальной гипотезы О. Вора дифференциальное сечение  $\sigma_f(E_n, \theta)$  может быть представлено в виде суммы дифференциальных сечений деления через отдельные каналы:

$$\sigma_f(E_n, \theta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{JK} \sigma_f(J\pi K, E_n) W_{JK}(\theta),$$

где  $W_{JK}(\theta)$  - функция углового распределения осколков. Парциальные сечения деления  $\sigma_f(J\pi K, E_n)$  вычислялись на основе статистической теории Хаузера-Фешбаха по развитой в работе [6] схеме со значениями параметров, позволившими добиться удовлетворительного описания вероятности деления  $^{227}\text{Ra}$  и  $^{228}\text{Ac}$  вблизи порога. При этом использовалось параболическое приближение формы барьера деления. Результаты расчетов угловой анизотропии осколков деления исследуемых нуклидов представлены на рис. I. Кривые для  $^{227}\text{Ra}$  соответствуют зеркально-

асимметричной конфигурации переходного состояния при двух значениях параметра кривизны барьера  $\hbar\omega$ , для  $^{228}\text{Ac}$ -зеркально-симметричной и зеркально-асимметричной седловым конфигурациям. Монотонный рост расчетной величины  $A(E_n)$  ядра  $^{227}\text{Ra}$  от минимальной энергии до  $E_n \approx 4,1$  МэВ связан с проявлением вращательной полосы, построенной на одноквантовом состоянии с  $K = 1/2$ . Последующий спад  $A(E_n)$  обусловлен увеличением числа переходных состояний. Более высокая плотность состояний нечетно-нечетного ядра  $^{228}\text{Ac}$  приводит к меньшим по сравнению с  $^{227}\text{Ra}$  изменениям в  $A(E_n)$ . Таким образом, дифференциальные сечения реакций  $^{226}\text{Ra}(n, f)$  и  $^{227}\text{Ac}(n, f)$  вблизи порога описываются в рамках представлений об одностороннем внешнем барьере деления.

На рис.2 приведены определенные по статистической теории [7] из экспериментальных данных по угловой анизотропии  $A(E_n)$  энергетические зависимости  $K_0^2(E)$  ядер  $^{227}\text{Ra}$  и  $^{228}\text{Ac}$ . Там же изображены значения  $\langle K^2 \rangle$ , определенные из расчетных спектров переходных состояний делящихся ядер. При расчете  $\langle K^2 \rangle$  усреднение производилось по энергетическим интервалам  $\Delta E = 0,2$  МэВ, что соответствует энергетическому разрешению экспериментов. Как следует из рис.2, учет плавной энергетической зависимости коэффициентов  $T_f$  и наличие более низколежащих открытых каналов размывает значительные локальные выбросы  $\langle K^2 \rangle$ , приводя к достаточно плавной зависимости  $A(E_n)$  и  $K_0^2(E)$ . Этот результат находится в согласии с предположением О.Бора о ненаблюдаемости дискретной структуры переходных состояний нечетных ядер. Обращает на себя внимание то, что энергетические зависимости двух родственных характеристик —  $K_0^2$  и  $\langle K^2 \rangle$  не обнаруживают ступенчатой структуры, обусловленной дискретностью числа возбужденных квазичастиц, которая наблюдалась ранее в отдельных работах [8,9].

#### Список литературы

1. Möller P., Nix J.R. - In: Proc. 3<sup>d</sup> Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1973, v.1, IAEA, Vienna, 1974, p.103.
2. Howard W.M., Möller P. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1980, v.25, p.219.
3. Michaudon A. - Progr. CEA-N-2232, 1981.
4. Ипполитов В.Т., Немцов Д.А., Сельский Д.А. и др. - ЯФ, 1971, т.14, с.939.
5. Немцов Д.А., Сельский Д.А., Соловьев С.М. и др. - ПТЭ, 1981, № 6, с.23.

6. Немцов Ю.А., Рубчова В.А., Селицкий Ю.А. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.819.
7. Тшин А.С., Истеков К.К., Брмагабетов С.Б. и др. - ЯФ, 1977, т.25, с.270.
8. Игнатик А.В., Соколов Ю.В. - ЯФ, 1974, т.19, с.1289.
9. Vandenbosch R., Huizenga J.R. - Nuclear Fission, N.-Y., 1973.
10. Бабенко Ю.А., Ишполитов В.Т., Немцов Ю.А. и др. - ЯФ, 1969, т.10, с.233.

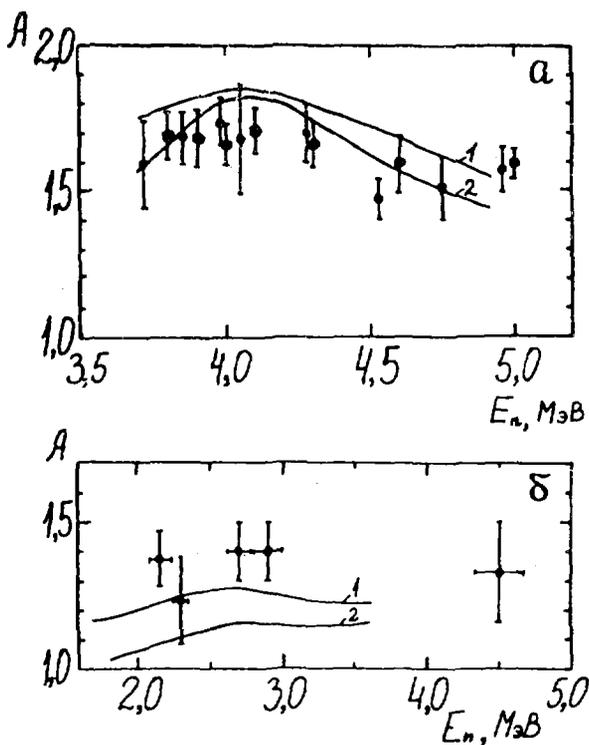


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные величины  
угловой анизотропии осколков деления  $^{227}\text{Ra}$  и  
 $^{228}\text{Ac}$ :

а - угловая анизотропия осколков деления  $^{227}\text{Ra}$ :  
кривая 1 рассчитана при  $\hbar\omega = 1,0$  МэВ; кривая 2 -  
при  $\hbar\omega = 1,0$  МэВ для состояний, имеющих  $K=1/2$  и  
 $\hbar\omega = 1,15$  МэВ для всех остальных;

б - угловая анизотропия осколков деления  $^{228}\text{Ac}$ :  
кривая 1 соответствует зеркально-симметричной  
форме ядра в седловой точке; кривая 2 - зеркаль-  
но-асимметричной

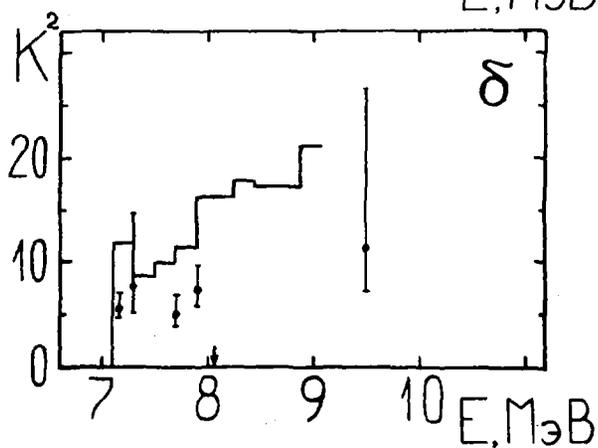
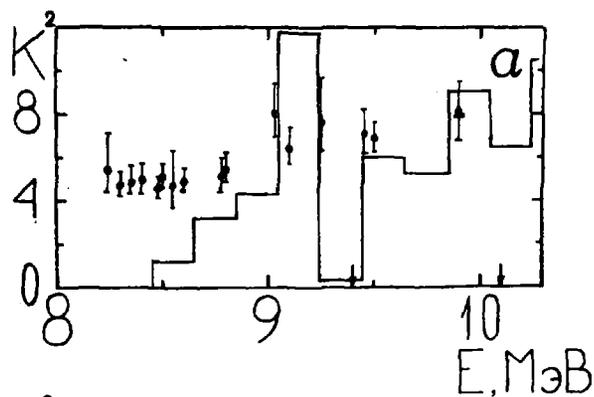


Рис.2. Экспериментальные ( $K^2$ ) и расчетные ( $\langle K^2 \rangle$ ) параметры распределения по числу  $K$  состояний на барьере деления  $^{227}\text{Ra}$  (а) и  $^{228}\text{Ac}$  (б);  
 ● - настоящая работа; ▲ - работа [10]

ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНОЙ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ  
ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{243}\text{Am}$  БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Э.Ф. Фомушкин, Г.Ф. Новоселов, Ю.И. Виноградов,  
В.В. Гаврилов, А.М. Швецов

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

В делении  $^{243}\text{Am}$  нейтронами при  $1,57 \leq E_n \leq 2,38$  МэВ обнаружена резонансная зависимость угловой анизотропии осколков. В максимуме значения коэффициента анизотропии  $A_2 \approx 2$ . Делается вывод о преимущественном делении составного ядра  $^{243}\text{Am}$  через канал  $K = 1/2$ .

Resonance dependence of angle anisotropy of fragments in fission of  $^{243}\text{Am}$  by neutrons with energies from 1.57 to 2.38 MeV is discovered.

The maximum anisotropy coefficient value is  $A_2 \approx 2$ . Conclusion about the advantage fission of compound nucleus  $^{243}\text{Am}$  over the channel  $K=1/2$  is being made.

Вся имеющаяся в настоящее время информация об угловых распределениях осколков деления получена при использовании четно-четных (ч.-ч.), четно-нечетных (ч.-н.) и нечетно-четных (н.-ч.) ядер-мишеней. Угловое распределение является функцией распределения вероятностей различных значений углового момента  $J$  и его проекции  $K$  на ось симметрии ядра в переходном состоянии; предполагается, что направление разлета осколков совпадает с осью симметрии ядра  $[1]$ .

При энергии возбуждения вблизи барьера для деления доступно небольшое число каналов, т.е. состояний ядра с определенными значениями квантового числа  $K$ . В этом случае угловые распределения осколков проявляют четко выраженные структуры, а величина угловой анизотропии может достигать значений  $\sim 10-100$ . Подобная ситуация наиболее характерна для околорогового деления четных изотопов тория и урана  $\gamma$  - квантами и нейтронами  $[2,3]$ . При возбуждении ядер любого типа четности до энергии  $\sim 1-2$  МэВ над барьером и выше в делении могут участвовать многие состояния, имеющие заметный разброс значений  $K$ ; в этом случае определяющими становятся статистические закономерности формирования эффективных значений  $J$  и  $K$ . Многочисленные исследования деления ч.-ч., ч.-н.

и н.-ч. ядер быстрыми нейтронами показали, что при энергиях возбуждения над барьером  $\sim 1$  МэВ и выше угловые распределения осколков в значительной степени сглажены, а коэффициент анизотропии  $A = d\sigma_r(0^\circ)/d\sigma_r(90^\circ) - 1$ , как правило, не превышает 20-30% [4,5].

Для ответа на вопрос, в какой степени отмеченные закономерности справедливы при делении н.-н. ядер-мишеней, были проведены измерения угловых распределений осколков при делении  $^{242}\text{mAm}$  квази-монохроматическими нейтронами для пяти значений энергии в интервале  $1,57 \leq E_n \leq 2,38$  МэВ. Выбранный интервал энергии объясняется тем, что ранее в сечении деления  $^{242}\text{mAm}$  при  $E_n \sim 2$  МэВ нами была отмечена некоторая нерегулярность [6]. Измерения угловых распределений осколков проводились на электростатическом ускорителе. Для генерации нейтронов использовалась реакция  $T(p,n)$ . Осколки деления регистрировались поликарбонатной пленкой, имеющей форму конуса; слой  $^{242}\text{mAm}$  располагался в плоскости основания детектирующего конуса concentрично его оси [7]. После химической обработки просмотр пленок и счет треков осуществлялся визуально с помощью микроскопа. Сканирование разверток конусовых пленок проводилось по кольцевым зонам с центром в вершине конуса. Аналогичным образом сканировались пленки, регистрировавшие фон от спонтанного деления ядер; очевидно, в этом случае угловое распределение осколков изотропно. Вычисление доли осколков деления, попадающих в данную кольцевую зону детектора, проводилось с использованием теоретико-вероятностного метода [8]; результаты вычислений контролировались данными, полученными при регистрации актов спонтанного деления. Угловые распределения обычно аппроксимируют суммой полиномов Лежандра четных степеней. При всех использованных энергиях нейтронов статистически значимы только нулевой и второй полиномы Лежандра, т.е. дифференциальное сечение деления  $^{242}\text{mAm}$  в рассмотренном интервале энергий нейтронов можно представить формулой

$$d\sigma_r(E_n, \theta) = \frac{\sigma_r(E_n)}{4\pi} [1 + a_2(E_n) P_2(\cos \theta)], \quad \text{где} \quad (1)$$

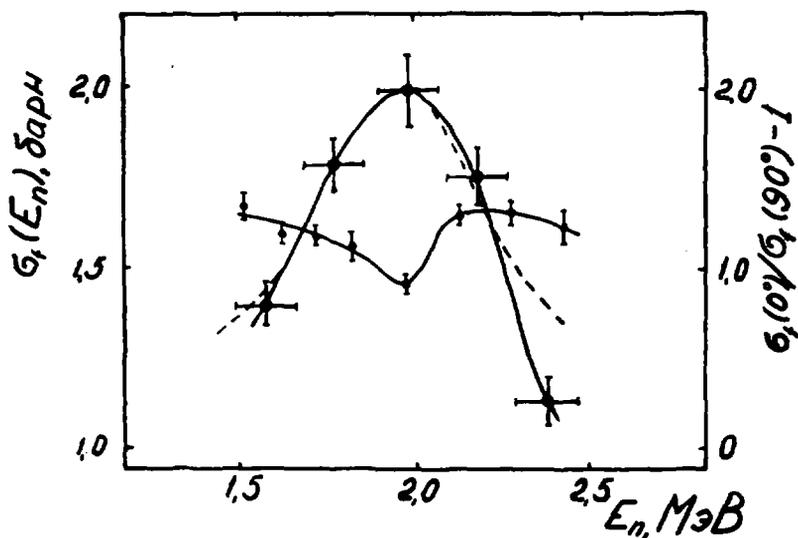
$\theta$  - угол между направлением вылета осколка и потоком нейтронов, вызывающих деление. Коэффициент угловой анизотропии осколков связан с коэффициентом  $a_2(E_n)$  соотношением

$$A \equiv d\sigma_r(0^\circ)/d\sigma_r(90^\circ) - 1 = \frac{(3/2)a_2}{1 - a_2/2}. \quad (2)$$

На рисунке приведена энергетическая зависимость коэффициента угловой анизотропии осколков при делении  $^{242}\text{Am}$  нейтронами. В экспериментально полученные значения внесены поправки (~5%) на конечное угловое разрешение измерительного устройства [9]. На рисунке показан также результат аппроксимации значений  $A(E_n)$  функцией распределения Лоренца

$$A(E_n) = \frac{A_0}{\left[ \frac{2(E_n - E_0)}{\Gamma} \right]^2 + 1} \quad (3)$$

С учетом поправки на разброс энергии нейтронов в каждой экспериментальной точке ( $\pm \Delta E_n \approx 90$  кэВ) получены следующие значения коэффициентов:  $A_0 = 1,98 \pm 0,09$ ;  $E_0 = 1,96 \pm 0,04$  МэВ;  $\Gamma = 0,69 \pm 0,02$  МэВ. Приведенные погрешности соответствуют средней квадратичной ошибке.



Коэффициент угловой анизотропии (правая шкала) и сечение деления (левая шкала)  $^{242}\text{Am}$  нейтронами:  
 —  $\sigma$  — коэффициент анизотропии;  $\bullet$  — сечение деления;  
 --- — аппроксимация функцией распределения Лоренца

Столь значительная анизотропия при делении тяжелых ядер нейтронами через состояния с энергией возбуждения  $\sim 3$  МэВ над барьером наблюдается впервые. Обращает на себя внимание резонансный характер энергетической зависимости коэффициента угловой анизотропии. Форма углового распределения осколков (I) с максимумом при  $\theta = 0^\circ$  и большая величина анизотропии свидетельствуют в пользу того, что в рассмотренном энергетическом интервале деление происходит преимущественно через канал  $K = I/2$  [1,3], хотя в общем случае захват быстрого нейтрона спиновым изомером  $^{242m}\text{Am}$  ( $J^\pi$ ,  $K = 5^-, 5$ ) может давать весьма широкий спектр значений квантового числа  $K$ .

Исследование влияния спина ядра-мишени на характеристики деления составного ядра [2,10] позволило сформулировать для ч.-ч. составных ядер принцип "консервативности" к изменению внутреннего момента: "...при делении ч.-ч. ядер, образованных из нечетных ядер-мишеней с высоким спином, происходит подавление каналов  $K = 0$ . Сущность зарегистрированного нами явления можно определить так: при делении нечетно-четного ядра ( $^{243}\text{Am}$ ), образованного из н.-н. ядра-мишени с высоким спином, в определенном интервале энергии возбуждения происходит преимущественное формирование канала  $K = I/2$ .

Механизм обоих эффектов пока неясен и требует дальнейших исследований, в том числе на других н.-н. ядрах-мишенях.

#### Список литературы

1. Уилер Дж.А. - В кн. Успехи физики деления ядер, М.; Атомиздат, 1965, с.7.
2. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1364.
3. Yuen G. et al. Nucl.Phys., 1971, A171, p.614.
4. Андросенко Х.Д. и др. - In: 2nd IAEA Symp. on Physics on Chemistry on Fission. Vienna, IAEA, 1969, SM-122/134.
5. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К. - ЯФ, 1969, т.10, с. 917; Докл. АН СССР, 1972, т.206, с.1088.
6. Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф. и др. - ЯФ, 1981, т.33, с.620.
7. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К. и др. - ЯФ, 1971, т.14, с.73.
8. Фомушкин Э.Ф. - Атомная энергия, 1965, т.18, с.178.
9. Rose M.E. Phys.Rev., 1958, v.91, p.610.
10. Гонин Н.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.176.

И.Д.Алказов, А.В.Даниэль, В.Д.Дмитриев, В.Н.Дупин, В.М.Карасев, С.С.Коваленко, О.И.Косточкин, А.В.Кузнецов, Н.К.Ласточкин, Л.З.Малкин, К.А.Петраков, Л.А.Плескачевский, А.В.Фомичев, В.И.Шапов (Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Описывается экспериментальная установка для измерения множественностей мгновенных нейтронов, испаряемых дополнительными осколками деления. Представлены результаты измерения величин  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , их дисперсий и ковариаций для спонтанного деления <sup>252</sup>Cf.

The experimental set-up for the measurements of multiplicity of prompt neutrons emitting by complementary fission fragments is described. The results of both  $\nu_1$  and  $\nu_2$  values and their variances and covariance for the <sup>252</sup>Cf spontaneous fission are presented.

Изучение распределений множественности мгновенных нейтронов деления позволяет получать важную информацию о процессах, протекающих на последних стадиях деления, когда происходит формирование распределений осколков деления по массам, кинетическим энергиям, и энергиям возбуждения. В связи с этим представляет интерес не просто изучение моментов распределений множественности нейтронов, усредненных по всему массовому распределению, а сравнение соответствующих величин для различных значений масс и кинетических энергий осколков. Такие данные, в частности вопрос о существовании или отсутствии корреляций между числом нейтронов, испаряемых дополнительными осколками, играют важную роль в развитии представлений об особенностях спуска ядра с барьера деления к точке разрыва. В экспериментах такого типа, проведенных ранее [1,2], не было обнаружено наличия заметной корреляции, что интерпретировалось как свидетельство значительной диссипации энергии на стадии спуска и достижения статистического равновесия вблизи точки разрыва.

Экспериментальным способом корреляция может быть определена на основании измерения дисперсий распределений множественности нейтронов, испаряемых дополнительными осколками. Как отмечалось в работе [2], возможны два варианта проведения эксперимента: 1) непосредственное определение двумерной множественности нейтронов  $P(\nu_1, \nu_2)$  и 2) определение трех одномерных распределений  $P(\nu_1), P(\nu_2)$  и  $P(\nu_1 + \nu_2)$ .

В Радиевом институте была создана экспериментальная установка, позволяющая измерять двумерные  $Q(n_1, n_2)$  и одномерные  $Q(n_1 + n_2)$  распределения мгновенных нейтронов деления. Экспериментальная установка состоит из двух жидкостных сцинтилляционных счетчиков нейтронов (2 x 210 л) и вакуумной камеры с двумя полупроводниковыми детекторами осколков деления и источником  $^{252}\text{Cf}$  (рис. 1).

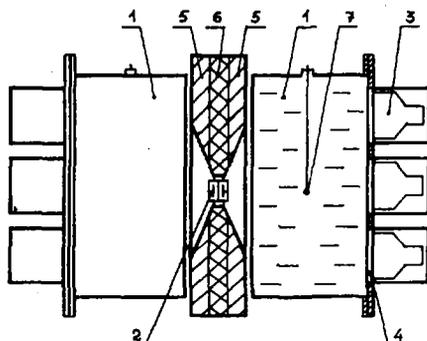


Рис. 1. Схема эксперимента:  
1 - жидкостной сцинтилляционный счетчик нейтронов; 2 - вакуумная камера с полупроводниковыми детекторами осколков деления и источником  $^{252}\text{Cf}$ ; 3 - фотоумножитель ФЭУ-49; 4 - окно из оптического стекла; 5 - слой полиэтилена (5 см); 6 - слой свинца (5 см); 7 - светодиод системы стабилизации амплитуды

Применение жидкостных сцинтилляционных детекторов с введенным гадолинием позволяло регистрировать нейтроны с высокой эффективностью ( $\epsilon = 50-70\%$ ). Установка работала в линии с ЭВМ, предварительно обработанный и отсортированный массив данных записывался на магнитный диск. Суммарная статистика составляла  $2 \cdot 10^6$  событий.

Регистрация нейтронов осуществлялась в течение 25 мкс после акта деления. Фон измерялся в ходе эксперимента в течение такого же временного интервала через 50 мкс после регистрации деления и составлял  $5 \cdot 10^3$  имп/с. Регистрация события блокировалась в случае одновременного появления импульсов от обоих детекторов нейтронов, а также в случае появления за время регистрации ( $\tau = 75$  мкс) еще одного акта деления. Для уменьшения влияния рассеянных нейтронов и  $\gamma$ -квантов радиационного захвата нейтрона между детекторами

нейтронов была установлена защита из полиэтилена и свинца. При восстановлении моментов распределений множественности нейтронов учитывались поправки на фон, разрешающее время нейтронных счетчиков; эффективность регистрации нейтронов рассчитывалась с помощью метода Монте-Карло с учетом реальной геометрии детекторов [3].

В работе получены первые и вторые моменты распределений множественности нейтронов, их зависимости от массы и кинетической энергии осколков при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Результаты представлены на рис. 2 - 6 в виде контурных диаграмм. На этих же рисунках пунктирной линией изображены контуры распределения масс и кинетических энергий осколков.

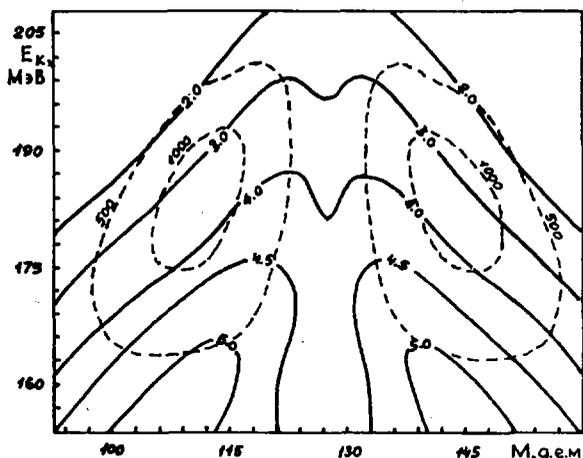


Рис. 2. Зависимость полного числа нейтронов от  $E_k$ ,  $M$  осколка

Предварительный анализ полученных результатов свидетельствует о некоторых расхождениях с данными, полученными ранее, в частности дисперсии  $\sigma_{\nu_1}^2$  и  $\sigma_{\nu_2}^2$ , величина корреляции числа нейтронов, испаряемых легким и тяжелым осколками  $\text{cov}(\nu_1, \nu_2) \approx -0,2$ , несколько выше, чем было получено в работе [2]  $\text{cov}(\nu_1, \nu_2) \approx -0,1$ . В дальнейшем предполагается применить методы регуляризации для получения детальной информации о корреляционных соотношениях между массовыми и энергетическими распределениями осколков.

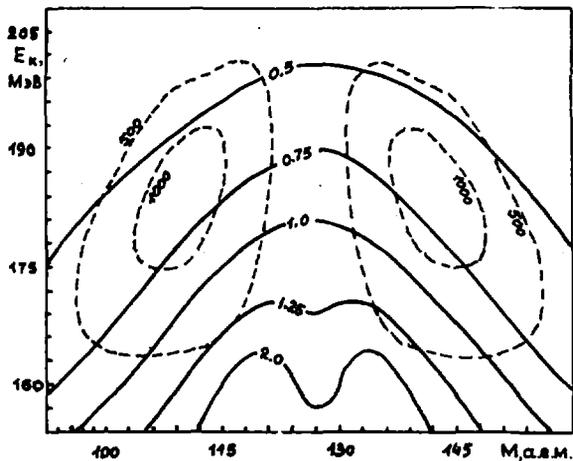


Рис. 3. Зависимость дисперсии полного числа нейтронов от  $E_k$  и  $M$  осколка

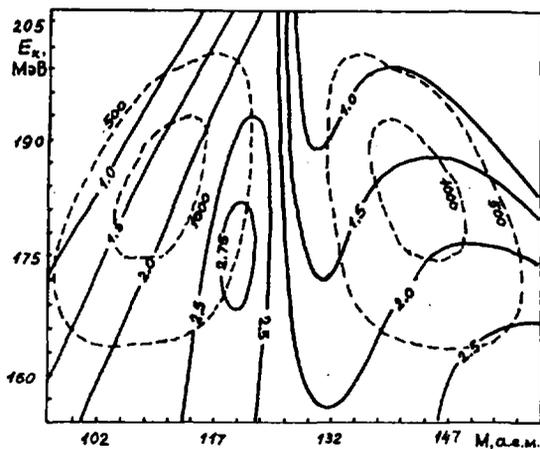


Рис. 4. Среднее число нейтронов, испаряемых осколком с массой  $M$  и полной кинетической энергией  $E_k$

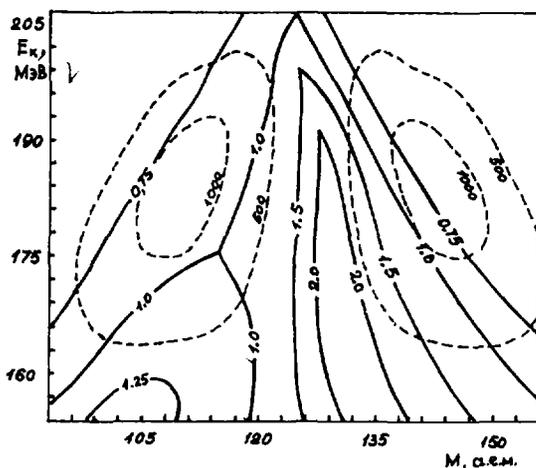


Рис. 5. Дисперсия среднего числа нейтронов, испаряемых осколком с массой  $M$  и кинетической энергией  $E_k$ .

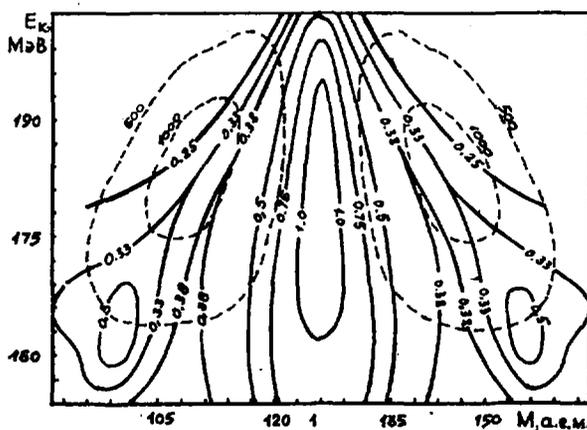


Рис. 6. Зависимость ковариации числа нейтронов, испаряемых парными осколками.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gavron A., Fraenkel Z., Phys.Rev. Lett., 1971, v.27, p. 1148.
2. Nifenecker H., Signarbioux C., Babinet R., Poiton I., Report LBL-1950, Berkeley, USA, 1973.
3. Даниэль А.В. и др. Препринт Радиевого ин-та, ИИ-170, Л., 1963.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

И.Д.Алказов, А.В.Даниэль, В.Д.Дмитриев, В.Н.Душин,  
С.С.Коваленко, А.В.Кузнецов, В.И.Шпаков

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Рассматриваются вопросы восстановления двумерных распределений множественности мгновенных нейтронов деления. Описывается процедура восстановления множественностей для случая спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

The problems of restoration of the two-dimensional fission prompt neutron multiplicities are considered. The procedure of the neutron multiplicities restoration is described for the case of the  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission.

При измерении распределений множественности мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  с помощью жидкостных сцинтилляционных детекторов нейтронов, имеющих относительно высокую эффективность регистрации (50-70%), основной и наиболее сложной задачей являлось восстановление исходных распределений по измеренным экспериментально. При одновременном измерении множественностей нейтронов каждого из парных осколков результатом является двумерная множественность  $Q(n_1, n_2)$ . При измерении суммарной множественности нейтронов из обоих осколков результатом является одномерная множественность  $Q(n_1 + n_2)$ .

При восстановлении соответствующих исходных множественностей  $P(\nu_1, \nu_2)$  и  $P(\nu_1 + \nu_2)$  необходимо учитывать следующие факторы, приводящие к их искажению в процессе измерения.

1. Фон детектора, имеющий свою множественность и приводящий к повышению вероятности событий с большим числом нейтронов.
2. Просчеты, связанные с конечным разрешающим временем нейтронных счетчиков и приводящие к повышению вероятности событий с меньшим числом нейтронов.
3. Эффективность нейтронных счетчиков.
  - а) При одномерных измерениях эффективность слабо зависит от энергии и углового распределения нейтронов и практически постоянна для всех способов деления. В нашем случае  $\epsilon \approx 72\%$ .
  - б) При двумерных измерениях, хотя источник нейтронов расположен асимметрично относительно детектора нейтронов, направление вылета

осколков фиксировано по оси детектора и существует выраженная направленность вылета нейтронов по направлению импульса осколков; имеется заметная вероятность регистрации нейтронов от дополнительного осколка, вылетающего в направлении противоположном детектору. При измерении  $Q(n_1, n_2)$  с помощью двух детекторов необходимо рассматривать эффективность в виде матрицы

$$E = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{11} & \mathcal{E}_{12} \\ \mathcal{E}_{21} & \mathcal{E}_{22} \end{pmatrix},$$

где  $\mathcal{E}_{11}$  и  $\mathcal{E}_{22}$  - эффективности регистрации 1-м и 2-м счетчиками "своих" нейтронов (от осколков, имеющих импульс по направлению к соответствующему счетчику);  $\mathcal{E}_{12}$  и  $\mathcal{E}_{21}$  - эффективность 1-го и 2-го счетчиков к "чужим" нейтронам. Элементы матрицы эффективности  $E$  зависят от геометрии эксперимента, энергии нейтронов, массы и кинетической энергии осколков.

в) Взаимное влияние счетчиков, связанное с перерассеянием нейтронов и возможностью регистрации  $\gamma$ -квантов захвата нейтронов в объеме другого счетчика. Для минимизации этого эффекта между счетчиками введена защита, однако она не сводит его к нулю. Учет влияния этого эффекта приводит к эквивалентному увеличению перекрестных членов  $\mathcal{E}_{12}$  и  $\mathcal{E}_{21}$ .

г) Элементы матрицы  $E$ , вообще говоря, зависят от множественности. Однако известно, что при больших значениях эффективности этот эффект пренебрежимо мал [1].

Множественность фона определяется в течение всего эксперимента. Просчеты из-за наложений импульсов могут быть корректно вычислены исходя из разрешающего времени детектора и времени жизни нейтрона в оцинтиллаторе. Элементы матрицы эффективности не могут быть определены экспериментально. Измерены могут быть только  $\langle \mathcal{E}_{11} + \mathcal{E}_{21} \rangle$  или  $\langle \mathcal{E}_{22} + \mathcal{E}_{12} \rangle$  исходя из нормировки на известную величину  $\langle \sqrt{\quad} \rangle$ .

В связи с этим элементы матрицы  $E$  рассчитывались методом Монте-Карло с учетом конкретной геометрии эксперимента для каждого значения  $M$ ,  $E_k$  осколков деления [2]. При этом учитывались следующие процессы:

- перерассеяние нейтронов на водороде, элементах защиты, конструктивных материалах, замедление и захват нейтронов на ядрах гадолиния и водорода, приводящие к эффективности захвата  $\mathcal{E}_c$ ;

- излучение  $\gamma$ -квантов, их распространение и диссипация энергии в объеме детектора, приводящие к эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов  $\mathcal{E}_\gamma$ ;

- излучение света и его регистрация фотомножителями, приводящие к эффективности светосбора  $\varepsilon_l$ .

$$\text{Полная эффективность } \varepsilon = \varepsilon_c \cdot \varepsilon_g \cdot \varepsilon_l.$$

При расчете эффективности учитывалось испарение нейтронов из полностью ускоренных осколков с массой  $M$ , кинетической энергией  $E$  и температурой  $T$ , летящих по направлению к детектору в конусе с углом при вершине  $4^\circ$ . В расчетах использовалось 2 значения температуры:  $T = 1$  МэВ и  $T = 1,42$  МэВ. В этом случае упомянутые выше суммы  $\varepsilon_{11} + \varepsilon_{21}$  и  $\varepsilon_{22} + \varepsilon_{12}$  усреднялись по всем видам деления исходя из распределений  $M$  и  $E_n$  осколков. Полученные значения  $\varepsilon = 0,53$  совпадали с экспериментальными значениями, полученными из отношения среднего измеренного числа нейтронов  $n$  к хорошо известному значению  $\langle \nu \rangle ({}^{252}\text{Cf})/2$ . Однако для окончательной нормировки матрицы эффективности в нее вводились нормировочные множители  $C_1$  и  $C_2$ , относящиеся к разным счетчикам и учитывающие возможные ошибки в определении. Способ определения  $C_1$  и  $C_2$  описан ниже.

Задача восстановления исходных множественностей  $P(\nu_1, \nu_2)$  и  $P(\nu_1 + \nu_2)$  даже при известных величинах перечисленных выше факторов является математически некорректной и может не иметь устойчивых решений. Поэтому восстановление исходных распределений требует методов статистической регуляризации, подразумевающих введение априорной информации о характере распределения. Такой метод для восстановления двумерных множественностей был разработан [3], однако он требует большого времени работы ЭВМ (около 30 мин на 1 точку). Поэтому он был в нашем случае использован только для восстановления суммарных распределений  $Q(n_1, n_2)$  для легкого и тяжелого пиков массового распределения осколков. При этом в ядро уравнения

$$\mathcal{H}P(\nu_1, \nu_2) = Q(n_1, n_2)$$

вводились элементы, определяющие искажения исходного распределения за счет эффективности регистрации, фона и наложений импульсов.

Для получения дифференциальной информации для каждого значения  $M$  и  $E_n$  использовался метод восстановления моментов. Для каждого парциального распределения  $Q_{M, E_n}(n_1, n_2)$  вычислялись моменты  $\langle n_1 \rangle$ ,  $\langle n_2 \rangle$ ,  $\sigma_{n_1}^2$ ,  $\sigma_{n_2}^2$ ,  $\text{Cov}(n_1, n_2)$ ,  $\langle n_1 + n_2 \rangle$ ,  $\sigma_{n_1 + n_2}^2$ , из которых вычитались моменты фона  $\langle n_{\phi 1} \rangle$ ,  $\langle n_{\phi 2} \rangle$ ,  $\sigma_{n_{\phi 1}}^2$ ,  $\sigma_{n_{\phi 2}}^2$  и вводились поправки на просчеты из-за наложений. Затем с помощью парциальных матриц эффективности  $E_{M, E_n}$  вычислялись первые моменты исходного распределения  $\langle \nu_1 \rangle_{M, E_n}$  и  $\langle \nu_2 \rangle_{M, E_n}$ , которые усреднялись по рас-

пределени  $N(M, E_K)$ . Из сопоставления этих усредненных моментов с величиной  $\langle \sqrt{(^{252}Cf)} \rangle$  согласно оцененным данным определялись окончательные значения нормировочных множителей матрицы эффективности  $C_1$  и  $C_2$ , которые незначительно отличались от  $I(C_1 = 0,996, C_2 = 1,003)$ .

Усредненная по  $M, E_K$  матрица эффективности имела величину

$$E = \begin{pmatrix} 0,414 & 0,096 \\ 0,077 & 0,462 \end{pmatrix}$$

С помощью полученной матрицы эффективности по формулам работы [4] вычислялись все моменты исходных распределений  $\langle \nu_1 \rangle, \langle \nu_2 \rangle, \langle \nu_1 + \nu_2 \rangle, \sigma_{\nu_1}^2, \sigma_{\nu_2}^2, \sigma_{\nu_1 + \nu_2}^2, \text{Cov}(\nu_1, \nu_2)$  для фиксированных значений  $M, E_K$  осколков. Зависимость этих величин от  $M$  и  $E_K$  приводится в виде контурных диаграмм в докладе Алхазова И.Д., Даниэля А.В., Дмитриева В.Д. и др.\*.

При измерениях полного числа нейтронов из обоих осколков также вычислялись моменты  $\langle n_T \rangle$  и  $\sigma_{n_T}^2$  для каждого  $M, E_K$  осколков и после введения поправок на фон и на просчеты рассчитывалась величина  $\langle n_T \rangle$  для всего массива путем усреднения по распределению  $N(M, E_K)$ . Поскольку эффективность регистрации нейтронов в этом случае практически не зависит от  $M$  и  $E_K$  осколков, она определялась из сравнения полученной величины  $\langle n_T \rangle$  с известной величиной  $\langle \sqrt{T} (^{252}Cf) \rangle$ . Величина эффективности составила  $\xi = 0,73$ .

В литературе хорошо известны [5] дисперсия множественности полного числа мгновенных нейтронов спонтанного деления

$$\sigma_{\sqrt{T}}^2 = 1,57$$

и параметр

$$\Gamma_2 = \frac{\sigma_{\sqrt{T}}^2 - \langle \sqrt{T} \rangle}{\langle \sqrt{T} \rangle} + 1 = 0,845.$$

Для сравнения с литературными данными эти величины рассчитывались исходя из полученных моментов парциальных распределений для фиксированных значений  $M, E_K$ . При этом усреднение по распределению  $N(M, E_K)$  производилось для нецентральных моментов  $\langle \nu_i \rangle_{M, E_K}, \langle \nu_i^2 \rangle_{M, E_K}, \langle \nu_i \nu_j \rangle_{M, E_K}$ .

Для случая измерений полного числа нейтронов совпадение указанных величин получилось хорошее: полученные в измерениях величины составляют  $\sigma_{\sqrt{T}}^2 = 1,568, \Gamma_2 = 0,845$ .

Для случая измерений числа нейтронов из каждого осколка совпадение величин оказалось несколько худшим  $\sigma_{\nu_1 + \nu_2}^2 = 1,50$  и  $\Gamma_2 = 0,84$ .

\* См. настоящий сборник, с.324.

Это скорее всего вызвано недостаточно точным определением матрицы эффективности  $E$ , что связано с более сложным процессом регистрации нейтронов, чем в использованных программах расчета  $E$ .

Список литературы

1. Nifenecker H., Signarbieux G., Babinet R., Poiton I., Report LBL-1950, Berkeley, USA, 1973.
2. Даниэль А.В. и др. Радиевый институт, Препринт РИ-170, Л., 1983.
3. Душин В.Н. Автореферат дисс. Радиевый ин-т, Л., 1982.
4. Nifenecker H., Nucl. Instr., Meth., 1970, v.81, p.45.
5. Lazarev Yu.A., Atomic Energy Review, 1977, v. 15, p.75.

ИЗУЧЕНИЕ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ К НАПРАВЛЕНИЮ ДВИЖЕНИЯ ОСКОЛКОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ.

О.И.Батенков, А.Б.Блинов, М.В.Блинов, С.Н.Смирнов

(Радиовый институт им. В.Г.Хлопина)

Измерены спектры нейтронов в направлении движения осколков для определенных интервалов масс и полной кинетической энергии осколков. Получена информация о скоростях осколков во время испускания нейтронов и о сечении захвата нейтрона возбужденным ядром.

The neutron spectra in the direction of the fragments motion for selected intervals of masses and total kinetic energies were measured. The information about fragments velocities at neutron emission time and about neutron capture cross section of excited nucleus has been obtained.

В настоящее время полная картина процесса эмиссии нейтронов спонтанного деления ещё далека от завершения, несмотря на значительное число опубликованных работ по этому вопросу. При этом некоторые зависимости и распределения измерялись многократно, а другие вообще не измерялись. Так, в литературе практически отсутствуют данные об энергетическом распределении нейтронов под малыми углами (менее  $10^{\circ}$ ) к оси деления. Хотя эти измерения весьма сложны в методическом плане, они представляют особый интерес по целому ряду причин. Подобная информация крайне необходима для корректного определения формы спектра в с.ц.м. для низких энергий, что, в свою очередь, в значительной мере определяет величину угловой анизотропии в л.с.к. и в дальнейшем выводит о механизме нейтронной эмиссии.

При постановке данной работы предполагалось обратить особое внимание на энергетическую область (в л.с.к.), близкую к нулевой скорости нейтрона в с.ц.м. Теоретические модели в работах [1,2,3] дают очень различные предположения об этой области и эксперимент может быть

тестом для отбора различных концепций. Эта энергетическая область очень чувствительна к поведению функции  $\sigma_c$  - сечению захвата нейтрона возбужденным ядром. Поскольку прямые эксперименты для определения этой функции практически невозможны, то подобная косвенная информация является очень полезной. При определенных условиях можно было ожидать появления нерегулярности в спектре при  $v_{с.ц.м.} = 0$ , а по ней попытаться определить скорость осколка в момент эмиссии нейтрона. Величина скорости осколка обычно постулируется в модели испарения нейтронов деления или подбирается для лучшего объяснения экспериментальных данных. Но поскольку возможно изменение и некоторых других параметров, то возникает неопределенность в трактовке данных. "Прямое" определение скорости дало бы существенно более основание говорить о характере механизма эмиссии нейтронов деления.

В данной работе измерялись энергетические спектры нейтронов для выделенных интервалов масс и кинетических энергий осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  для углов  $2 - 30^\circ$ . Для решения поставленной задачи необходимо было получить достаточно высокое энергетическое разрешение как для нейтронов, так и для осколков деления, высокое угловое разрешение установки, исключить заметное искажающее действие поля гамма-квантов на нейтронный спектр и т.д. Энергия нейтронов определялась методом времени пролёта, а энергия осколков регистрировалась полупроводниковыми счетчиками, помещёнными в вакуумную камеру. Детекторы осколков располагались на расстоянии 50 - 100 мм от источника деления, что обеспечивало угловое разрешение от 2 до  $5^\circ$ . Энергетическое разрешение при регистрации осколков составляло 3 МэВ, а массовое - около 4 м.е. Временное разрешение совпадений осколок-нейтрон составляло 1 нс в интервале энергий нейтронов 0,2 - 10 МэВ. При пролётной базе 75 см для энергии 1 МэВ энергетическое разрешение равнялось 60 кэВ. Порог регистрации нейтронов составлял  $150 \pm 20$  кэВ. Схема  $n/\gamma$  разделения обеспечивала разделение импульсов от нейтронов и гамма-квантов с коэффициентом разделения равным  $10^3$ .

Измерения проводились на двух пролётных базах 37,5 см и 75 см. Ширина интервала масс составляла 10 м.е., а кинетической энергии - 10 МэВ. Обработка результатов измерений состояла из двух этапов. На первом, проводимом непосредственно в ходе эксперимента (работа в линии с ЭВМ М-6000), определялась масса осколка (М), полная кинетическая энергия осколков ( $E_k$ ), время пролета нейтрона (Т) и велось накопление информации в координатах  $\sqrt{(M, E_k, T, \varphi, \theta)}$ , где  $\varphi$  - угол

вылета нейтрона в л.с.к., а  $n$  - номер детектора нейтронов. Дальнейшая обработка проводилась после окончания каждой серии эксперимента на ЭВМ ЕС-1033.

В районе малых углов наши данные не показали какой-либо преимущественной эмиссии в этой области, в отличие от результатов работ [4,5]. В значительной мере это связано с тем, что наш спектр в с.ц.м. мягче, чем полученный в работе [5]. На рис.1 приведены спектры нейтронов в л.с.к. для легкого осколка для углов 5, 15 и 30°. Спектр представлен в координатах  $\rho(\nu, \varphi) = T^3 \cdot N / R \cdot \epsilon \cdot L^3$ , где  $L$  - пролётная база,  $\epsilon$  - эффективность регистрации нейтронов,  $R$  - число зарегистрированных осколков,  $N$  - число зарегистрированных нейтронов. Из рис.1 видно, что в спектре наблюдается провал, величина которого жестко связана с углом вылета нейтрона, так как уже при 15° он не

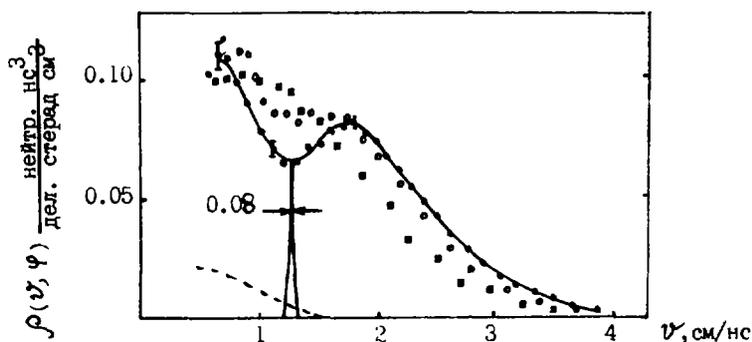


Рис.1. Спектр нейтронов деления, испущенных легким осколком под углом:  $\circ$  - 5°;  $\square$  - 15°;  $\blacksquare$  - 30° в л.с.к.; ----- - нейтроны, испущенные дополнительным осколком. Стрелками указана дисперсия скоростей нейтронов

виден. Такая нерегулярность в спектре в принципе может наблюдаться как за счет какого-либо, отличного от испарительного механизма испускания нейтронов, так и за счет формы спектра в с.ц.м.

На рис.2 показано, что имеется корреляция между положением провала в спектре и скоростью осколка. Эти данные вместе с зависимостью величины провала от угла эмиссии (рис.1) указывают на то, что нерегулярность связана с формой спектра в с.ц.м., относительно которой трудно было дать конкретные теоретические предсказания. Для иллюстрации на рис.3 показаны спектры, рассчитанные по трем теоретическим моделям [1,2,7]. Экспериментальные данные лежат между

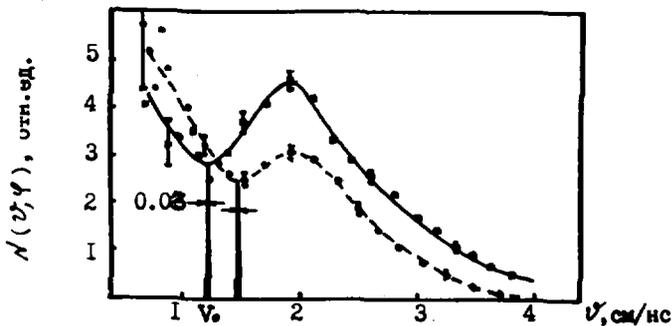


Рис. 2 Спектр нейтронов, испущенных под углом  $5^\circ$   
 ---  $M=98 \pm 5$  м.е.,  $E_n=175 \pm 5$  МэВ,  $v_0=1.44$  см/нс; - -  $M=117 \pm 5$  м.е.,  
 $E_n=175 \pm 5$  МэВ,  $v_0=1.22$  см/нс. Стрелками указана дисперсия  
 скорости нейтрона

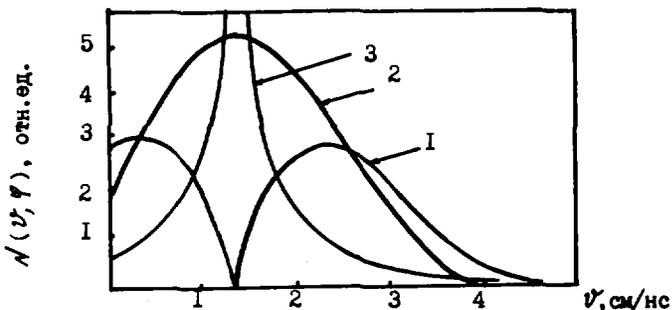


Рис. 3 Спектры нейтронов для угла  $0^\circ$ , рассчитанные по моделям:  
 1 - [1], 2 - [2], 3 - [3]

спектрами 1, 2 и не соответствует спектру 3. В литературе имеются экспериментальные данные о спектрах нейтронов для сравнительно малых углов эмиссии, хотя и больших, чем  $10^\circ$ . В двух работах [6,7] были зарегистрированы нерегулярности в области 0,5-1 МэВ. Однако в первом случае [6] угловая и энергетическая дисперсии были настолько велики, что исключали саму возможность наблюдения такого эффекта, а во втором [7] - углы были слишком велики ( $\psi=13^\circ-18^\circ$ ), чтобы провал можно было наблюдать. В работе [5] ( $\psi=11^\circ$ ) провал фактически

не был замечен, что согласуется с нашими результатами для этого угла. Таким образом, данные работ [6,7], видимо, связаны с рассеянными нейтронами, искажающее влияние которых может быть весьма велико в этой области энергий, тем более, что каких-либо доказательств эффекта в этих работах не имеется.

Из положения минимумов на спектрах были определены средние скорости осколков, соответствующие времени эмиссии нейтрона. Как оказалось, они практически совпадают с полной скоростью осколков, определённых из непосредственных измерений. Очень интересен факт отсутствия минимума для тяжёлых осколков как в целом по всем группам, так и для отдельных групп. Однако измерения здесь сложнее, чем в случае легких осколков, так как  $V_0$  соответствует энергии нейтрона 0,5 МэВ, что существенно ближе к порогу регистрации. Однако никаких признаков нерегулярностей зарегистрировано не было. Это различие в форме спектров для легкого и тяжелого осколков связано, видимо, с различной зависимостью  $\sigma_c(\xi)$  для различных масс ядер. Из полученных спектров ( $\Psi = 2-5$ ) была получена информация о поведении сечения захвата нейтрона возбуждённым ядром в области низких энергий (1-100 кэВ) для различных масс. Сравнение с результатами расчётов сечения  $\sigma_c$  для невозбуждённых ядер по оптической модели [8] при использовании различных потенциалов [9-11] показывает, что общий ход  $\sigma_c(\xi)$  для возбуждённого ядра сохраняется, хотя более подробные сравнения затруднительны ввиду значительной разницы результатов расчётов для различных видов потенциалов.

#### Список литературы

1. Weisskopf V.F.-Phys. Rev., 1973, v.52, p.295.
2. Le Couter R.J.-Proc. Phys. Soc., 1952, v.265, p.718.
3. Ахмедов Г.М., Ставинский В.С., препринт 251-970, Обнинск, 1979.
4. Гиксайкин В.В., Дьяченко П.М., и др., Ядерная физика, 1978, т.2, с.324.
5. Bowman H.R., Milton J.C.D., Thompson S.G. and Swiatecki W.J.-Phys. Rev., 1963, v.129, p.2133.
6. Нерёдов В.И. - ИЯИ, 1960, т.38, с.1657.
7. Kapoor S.S., Ramanna R., Rama Rao P.N.-Phys. Rev., 1963, v.131, no.1, p.283-295.
8. Madland G., Nix J.R.-Nucl. Sci. eng., 1982, v.81, p.213.
9. Becchetti, F.D., Greenlees G.W.-Phys. Rev., 1969, v.182, p.1190.
10. Wilmore D., Hodgson P.E.-Nucl. Phys., 1964, v.55, p.673.
11. Moldauer P. -Nucl. Phys., 1963, v.47, p.65.

О КОРРЕЛЯЦИИ УГЛОВЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $^{252}\text{Cf}$

О.И.Батенков, А.Б.Блинов, М.В.Блинов, С.Н.Смирнов

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Проведены измерения энергетических распределений нейтронов для различных углов эмиссии. Энергии нейтронов, массы и суммарные кинетические энергии осколков измерялись на многомерном спектрометре, работающем в линии с ЭВМ. Проведено тщательное изучение соответствия энергетических и угловых распределений нейтронов.

The measurements of neutron energy distributions for various emission angles were carried out. Neutron energies, masses and total kinetic energies of fragments were measured using multidimensional spectrometer, operating on-line with computer. The investigation of the correspondence of neutron energy and angular distributions was made in detail.

Поиск эмиссии нейтронов нестатического характера при спонтанном делении тяжелых ядер проводился в ряде работ [1-7]. Такая эмиссия могла бы быть связана с динамическими возбуждениями на различных стадиях процесса деления. Для выяснения механизма эмиссии нейтронов в работах [2-7] проводились измерения энергетических спектров нейтронов для различных углов эмиссии относительно направления движения осколков. Во всех этих работах [1-7] была получена резкая анизотропия углового распределения нейтронов различных энергий, но отмечалось также, что распределения более изотропные, чем это следует из модели испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков. Авторы одних работ [6,8] связывают этот эффект с эмиссией в процессе ускорения осколков, а других - с изотропной эмиссией в процессе установления равновесной формы осколков [9], в момент разделения [10], на этапе спуска с барьера деления [11]. Если объяснять отклонение от модели испарения введением изотропной компоненты, то ее вклад в различных работах колеблется довольно сильно - от 10 до 25%. В нашей предыдущей работе была получена

величина 5%, [7], что существенно меньше, чем в остальных работах [1-6]. Таким образом, результаты работ пока весьма различны, а выводы неоднозначны. Неоднозначность результатов в значительной мере связана с неточным знанием спектра нейтронов в системе центра масс (с.ц.м.), что приводит к различным расчётным угловым распределениям и, соответственно, к различным отклонениям их от экспериментальных данных. Следовательно, необходимым условием корректного сравнения экспериментальных угловых распределений и распределений получающихся по модели испарения из полностью ускоренных осколков, является прецизионное измерение формы спектра нейтронов деления в лабораторной системе координат (л.с.к.). Однако, например, в работе [1] измерения спектров вообще не проводились, а в работе [2] информация была получена, в основном, по средним энергиям спектров.

В данной работе проводились измерения энергетических спектров нейтронов для различных углов эмиссии и для отдельных групп масс и полных кинетических энергий осколков ( $E_K$ ). Большое внимание в работе уделялось учету и анализу влияния различных экспериментальных и расчётных факторов на результаты измерений, проведению различного рода контрольных и проверочных опытов.

Измерения проводились на многомерном корреляционном спектрометре, работающем в линии с ЭВМ. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью кристаллов стибьена (50x20 мм) с фотоумножителем ФЭУ-30, а осколков деления — полупроводниковым кремниевым счетчиком. Энергия нейтронов определялась методом времени пролёта. Временное разрешение, определенное по полуширине пика совпадений осколок-гамма-квант, составляло 1 нс. При этом был учтен для каждой энергии нейтрона соответствующий сдвиг положения "нуля времени", который имеет заметное влияние на форму спектра и в работах учитывается достаточно редко. В спектрометре проводилась дискриминация гамма-квантов по форме импульса, которая была необходима для подавления фона рассеянных гамма-квантов, которые искажают область высоких энергий. Особое внимание уделялось уменьшению эффекта рассеяния нейтронов, для чего камера деления, детекторы и детали установки были изготовлены максимально облегченными (например, толщина стенок камеры—0,3 мм, толщина полупроводниковых детекторов—0,2мм). В дополнительных опытах определялся фон рассеянных нейтронов на окружающем детекторы воздухе, стенах помещения и близко расположенных конструкциях. Неправильный учет фоновых условий существенно искажает форму

спектра, особенно для спектров, измеряемых под углом  $90^\circ$  между направлением движения осколков и нейтрона. С этим, по видимому, частично связаны расхождения с данными работы [5].

Измерения проводились на двух пролетных базах 37,5 см и 75 см и для двух углов ( $0^\circ$  и  $90^\circ$ ) вылета нейтронов относительно направления движения осколков. При регистрации каждого события вводилась коррекция на искажение энергии осколка, связанное с вылетом нейтрона. В результате были измерены спектры для 36 диапазонов масс и полных кинетических энергий осколков. Обработка измерений заключалась в сопоставлении спектров под  $0^\circ$  и  $90^\circ$  в предположении испускания нейтронов из полностью ускоренного осколка. Скорость в данной работе определялась как из кинетических энергий, так и методом времени пролета. Точность определения скорости осколка составляла 1%.

Результаты измерений, усредненные по группам легких и тяжелых осколков, показали, что интенсивность нейтронов для угла  $90^\circ$  (в диапазоне энергий 0,5–8 МэВ) при использовании спектра в с.ц.м., полученного из данных под  $0^\circ$ , на 5% выше, чем расчетная. При предположении, что этот эффект связан с нейтронами изотропной компоненты, среднее число нейтронов этой компоненты ( $\nu_k$ ) составляет в среднем 5% от общего числа нейтронов (в диапазоне энергий нейтронов 0,01–8 МэВ). Эта величина хорошо согласуется (хотя и несколько меньше для сравнимых энергетических интервалов) с результатами, которые были получены нами ранее [7]. Средняя энергия нейтронов, которая соответствует разностному спектру, составляет 0,5 МэВ, что также вполне коррелирует с данными работы [7].

Отметим, что полученная величина  $\nu_k$  в работе [7] существенно ниже, чем результаты других работ (10–25%). Можно полагать, что введение в работе [7] целого ряда усовершенствований ( $n/\chi^2$ -разделение, значительное уменьшение влияния рассеянных нейтронов, корректное определение эффективности и т.д.) сказалось на результатах весьма существенно. Дальнейшее улучшение установки и её параметров в этой работе отразилось на результатах в значительно меньшей степени.

Из рис.1 видно, что плотность потока нейтронов ( $N'$ ) под углом  $90^\circ$  в л.с.к., полученная из измерений под  $90^\circ$ , близка к величине  $N$ , рассчитанной из измерений под  $0^\circ$ . Похожие результаты наблюдаются как для масс, приведенных на рисунке, так и для других комбинаций масс. В целом по сумме масс-величина  $\nu_k$  не показывает заметной зависимости от полной кинетической энергии (рис.2). Следует отметить, что слабое изменение  $\nu_k$  от массы и  $E_k$  не согласуется с данными работ [1,2], в которых получены довольно сильные зависимости, но противоречивого характера.

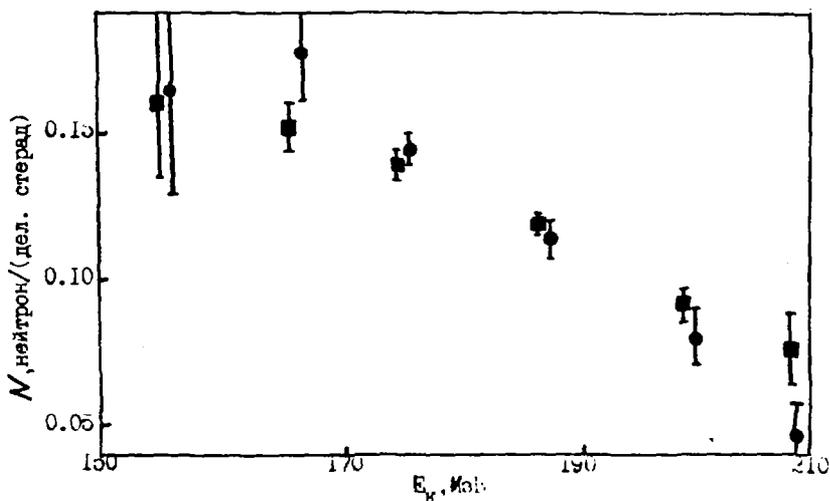


Рис.1 Плотность потока нейтронов под углом  $90^\circ$  к направлению разлета осколков в л.с.к. Массы осколков равны  $109_{\pm 5}$  и  $143_{\pm 5}$  м.е.  
 ■ - полученное из измерений под углом  $90^\circ$ ;  
 ● - рассчитанное из измерений под углом  $0^\circ$

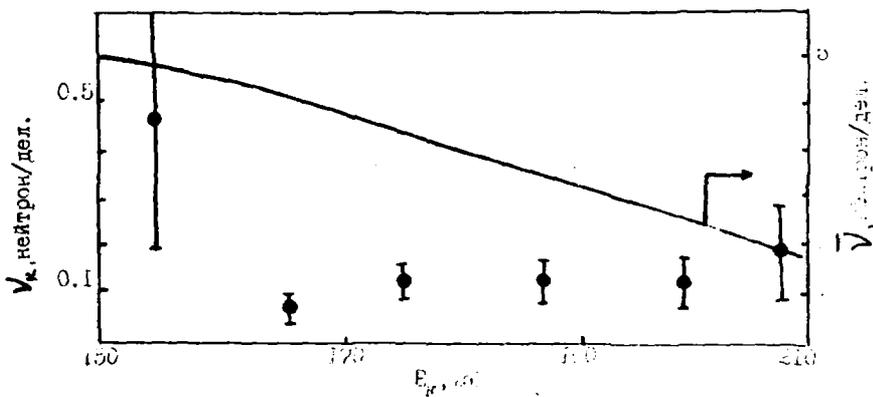


Рис.2 Полное число нейтронов (сплошная линия) и число нейтронов (●)  $\gamma_K$ -компоненты в зависимости от полной кинетической энергии

Таким образом, при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  по нашим данным не менее 95% нейтронов испускается на последней стадии процесса деления — из полностью ускоренных осколков. Объяснение происхождению 5% отклонения от модели испарения из полностью ускоренных осколков дать пока трудно, поскольку нет явных зависимостей от массы и полной кинетической энергии осколков, а сам эффект достаточно мал.

#### Список литературы

- I. Замятнин Ю.С., Рязанов Д.К. — Ядерная физика, 1979, т.29, с.595-603.
2. Пиксайкин В.М. и др. — Ядерная физика, 1977, т.25, с.723-731.
3. Васильев Ю.А., Сидоров А.В. — Нейтронная физика, М., 1976, ч.5, с.86-89.
4. Блинов М.В., Казаринов Н.М., — Ядерная физика, 1972, т.16, вып.6, с.1155-1160.
5. Bowman H.R., Thompson E.G., Milton J.C., Swiatecki W.J., — Phys. Rev., 1962, v.126, p.2120.
6. Richs P., — Acta Physica Austriaca, 1981, v.53, p.271.
7. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А. — Physics and chemistry of fission (Proc. of a Simp. 1979), Vienna, 1980, p.267.
8. Пик-Пичак Г.А — Ядерная физика, 1969, т.10, с.321.
9. Рубчяна В.А. — Препринт РИ-28, Л., 1974.
10. Fuller R.L. — Phys. Rev., 1962, v. 126, p.684.
11. Boneh J., Frankel Z. — Phys.Rev., 1974, 010, p.893.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ  
ДЕЛЕНИИ КАЛИФОРНИЯ-252

О.И. Батенков, А.Б. Блинов, М.В. Блинов, Б.Ф. Герасименко,  
В.А. Рубченя, С.Н. Смирнов

(Радиовый институт им. В.Г. Хлопина)

Измерены методом пролета и рассчитаны по статистической теории Хаузера-Фешбаха спектры нейтронов деления калифорния-252 для выделенных интервалов масс и полных кинетических энергий.

The measurements by time-of-flight method and the Hauser-Feshbach model calculations of Cf-252 fission neutron spectra for selected masses and total kinetic energies were carried out.

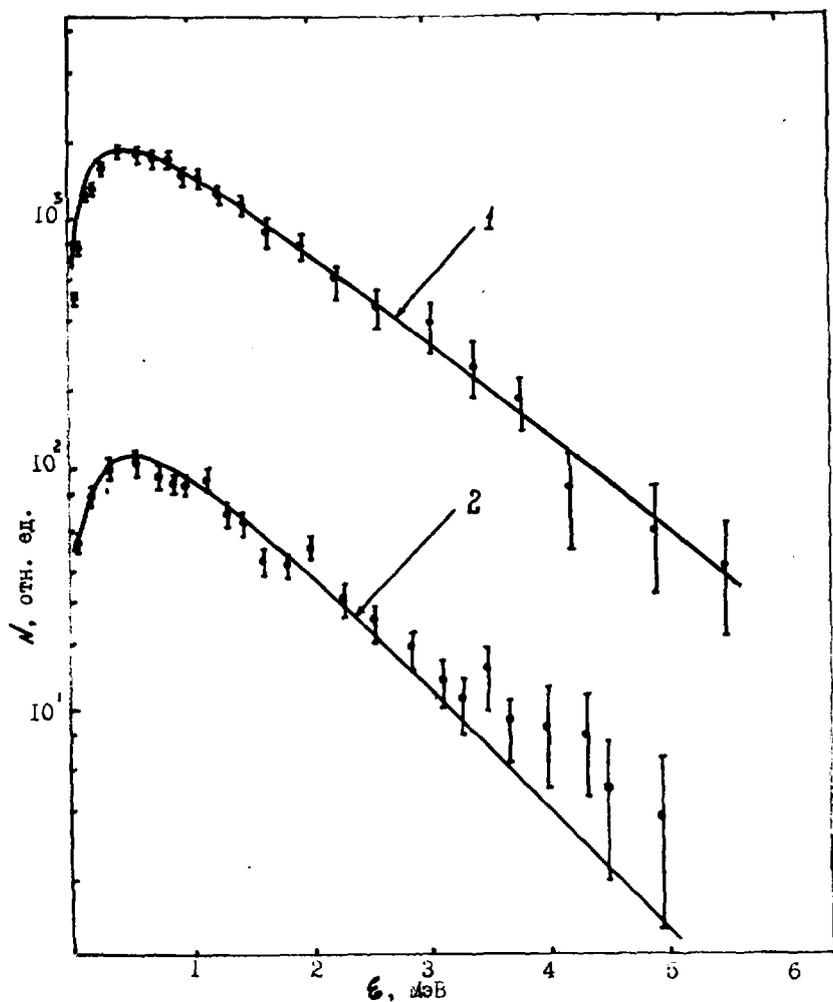
Изучение спектров нейтронов деления при выделенных массах и энергиях осколков позволяет не только исследовать процесс деления, но и получать данные о высоковозбужденных состояниях ядер и о механизме разрядки этих состояний. Имевшаяся в настоящее время информация о таких спектрах довольно ограничена и недостаточно точна. Не проводились также детальные сравнения экспериментальных дифференциальных спектров нейтронов с теоретическими расчетами как с целью выяснения особенностей, связанных с механизмом деления, так и закономерностей эмиссии частиц из сильно возбужденных состояний ядер-осколков.

Механизм эмиссии мгновенных нейтронов из осколков деления определяется соотношением трех характерных промежутков времени, связанных с релаксацией осколков. Во-первых, это время перехода коллективной энергии возбуждения во внутреннюю  $\tau_{\text{вн.с.}}$ , во-вторых, время ускорения осколков при разлете  $\tau_{\text{ж.к.}}$  и, наконец, время жизни возбужденных состояний осколков относительно эмиссии частиц  $\tau_{\text{с}}$ . Результаты исследований угловых распределений спектров нейтронов при малых углах в лабораторной системе координат (л.с.к.) относительно направления скорости осколков приводят к выводу, что нейтроны испускаются, в основном, из полностью ускоренных осколков, т. е.  $\tau_{\text{ж.к.}} < \tau_{\text{с}}$ . Соотношение времен  $\tau_{\text{вн.с.}}$  и  $\tau_{\text{с}}$  может проявиться в форме энергетических спектров мгновенных нейтронов, поскольку от него будет зависеть температура осколков. При  $\tau_{\text{вн.с.}} \ll \tau_{\text{с}}$  вся энергия возбуждения быстро пере-

ходит в тепловую, и эмиссия частиц подчиняется статистическим законам. В противоположном случае ( $\bar{v}_{эмисс.} > \bar{v}_{тепл.}$ ) можно ожидать значительного вклада предравновесных процессов. Для выяснения этого вопроса необходимо сравнивать теоретические расчеты с экспериментальными дифференциальными спектрами.

В данной работе проводилось экспериментальное изучение и расчеты энергетических спектров нейтронов (в с.д.м.) спонтанного деления калифорния-252 для выделенных интервалов масс и полных кинетических энергий. Экспериментальная информация о спектре нейтронов в с.д.м. получалась из данных, измеренных для угла  $0^\circ$  в л.с.к. между направлением вылета нейтрона и направлением движения осколка. Угол  $0^\circ$  был выбран по той причине, что для этого угла влияние эмиссии нейтронов нестатистического характера должно быть наименьшим [1].

В измерениях использовался слой калифорния-252 массой 0,1 мкг, нанесенный на тонкую подложку из окиси алюминия (толщина 10 мкг/см<sup>2</sup>). Массы и полная кинетическая энергия осколков определялись путем регистрации осколков в двух полупроводниковых счетчиках. Отношение пика к провалу в массовом распределении было равно 30 (с учетом эмиссии нейтронов). Массовое разрешение составляло около 4 М.Е. Измерения спектров нейтронов проводились методом времени пролета; временное разрешение 0,8 нс/м. Нейтроны детектировались с помощью кристалла стибена (50x20мм.), сочлененного с фотоумножителем 43У-30. Эффективность регистрации нейтронов различных энергий определялась путем измерения интегрального спектра нейтронов деления калифорния-252—стандарта. Порог регистрации нейтронов составлял 100кэВ (использовались фотоумножители с квантовым выходом фотокатода около 150 мкА/лм.). Измерения в области высоких энергий ограничивались недостаточной точностью и ухудшением энергетического разрешения при использованных пролетных базах. Использование блока  $n/\gamma$  разделения позволило исключить влияние рассеянных и запаздывающих гамма-квантов деления, которые могут искажать высокоэнергетическую часть спектра нейтронов. Для повышения надежности результатов измерения проводились на двух пролетных базах (37,75 и 75 см). Результаты измерений показали, что данные для этих двух баз весьма близки (с учетом временного разрешения). Фон случайных совпадений был весьма мал и составлял 1% при энергии нейтрона 10 МэВ, а истинно-случайных совпадений (от некоррелированных осколков) 1% для энергии 0,3 МэВ. Рассеяние нейтронов в камере деления и окружающей среде было мало и учитывалось экспериментальными расчетными методами. На данном этапе измерений массы осколков и их полные кинетические энергии разбивались на 36 групп (6x6), в каждой из



Экспериментальные (•) и расчетные (сплошная линия) спектры<sup>1</sup> нейтронов в системе центра масс: 1 -  $M = 109 \pm 5$  М.Е.,  $E_R = 175 \pm 5$  МэВ; 2 -  $M = 143 \pm 5$  М.Е.,  $E_R = 175 \pm 5$  МэВ

которых ширина массового интервала была равна 10 М.Е., а кинетических энергий—10 МэВ.

Спектры, измеренные в данной работе для массы  $M=109\pm 5$  М.Е. и  $M=143\pm 5$  М.Е. при  $E_k=175\pm 5$  МэВ, приведены на рисунке. Сравнение этих спектров с измеренными в работе [2] дает в целом вполне удовлетворительное согласие, так как погрешности имеющиеся в работе [2] и рассмотренные в работе [1] имеют значение в основном для больших углов. Однако строгого совпадения со "стандартной формой" [2] не имеется. В работе были рассчитаны по статистической теории Хаузера-Фешбаха [3] спектры нейтронов деления для выделенных масс при фиксированных кинетических энергиях пары осколков. Расчетные спектры приведены для сравнения с экспериментальными данными на рис. 1 для соответствующих интервалов масс и кинетических энергий. При данной кинетической энергии осколков остается неопределенность в величине средних значений  $\bar{E}^*$  и дисперсии  $\sigma_{E^*}$  энергии возбуждения осколков. Необходимо привлечение либо дополнительного предположения о способе разделения  $\bar{E}^*$ , либо экспериментальных средних значений и дисперсий распределения числа мгновенных нейтронов деления для отдельных осколков. Мы использовали модифицированные соотношения  $\bar{E}^* = \sqrt{(\beta_n + \epsilon_n + \delta_n)} + \beta_n/2$  где  $\beta_n$  — энергия связи нейтрона и  $\delta_n$  — поправки на четность в массовой формуле, взяты усредненными по каскаду. Усреднение по энергии возбуждения проводилось с величинами дисперсии  $\sigma_{E^*}$ , взятыми из работы [6]. Коэффициенты трансмиссии для нейтронов рассчитывались по оптической модели с параметрами Бечетти-Гринлиса [4], а плотность уровней рассчитывалась по полуэмпирической формуле из работы [5], учитывающей зависимость от энергии возбуждения. Таким образом, модель не содержит произвольных параметров.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает, что статистический механизм эмиссии нейтронов для рассмотренного случая хорошо описывает эмиссионные спектры мгновенных нейтронов деления, полученные из измерений под малыми углами. На основе более детального сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными можно получить такие важные характеристики ядер, как плотность уровней и сечение поглощения нейтронов возбужденным ядром.

#### Список литературы

1. Батенков С.И., Блинов М.Б., Витенко В.А. — Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, IAEA, 1980, p.267.
2. Bowman H.K., Thompson G.G., Milton J.C., Swiatecki W.J. — Phys. Rev., 1962, v.126, p.2120.

3. Герасименко Б.Ф., Рубченя В.А., Поздняков А.В. - Нейтронная физика, Киев, 1980, ч.3, с.114.
4. Becchetti F., Greenlee G.W. - Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190.
5. Игнатов А.В., Смиренин Г.Н., Тихин А.С. - Ядерная физика, 1975, т.21, вып.3, с.486.
6. Hifenecker H., Signarbieux C., Babinet R., Poiton J. - Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v.2, p. 117.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНОГО СПЕКТРА  
МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$

Б.Ф.Герасименко, В.А.Рубцова

(Радионейтронный институт им. В.Г.Хлопина)

В работе излагаются результаты расчетов интегрального спектра мгновенных нейтронов деления. Расчеты проведены с использованием метода Хаузера-Фембаха в предположении угловой изотропии спектров в с.п.м. Анализируется влияние на результаты расчетов параметров выбранной модели. Результаты расчета интегрального спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  сравниваются с экспериментальными данными.

The results of the total prompt neutron spectra calculation is described. H-F method was used in the calculations. Angular isotropy assumption concerning neutron s.p.m.-spectra was made. The influence of input parameter data on the accepted model calculation results is discussed. The calculated total californium-252 fission neutron spectrum is compared with the experimental one.

Исследование механизма испускания мгновенных нейтронов деления представляет значительный интерес как с точки зрения изучения механизма деления и разрядки возбужденных состояний ядер, так и с практической точки зрения - для расчета нейтронных спектров тех нуклидов, для которых отсутствуют опытные данные.

В теоретических расчетах спектров нейтронов деления используются два подхода: различные модификации каскадно-испарительной модели и статистический подход на основе метода Хаузера-Фембаха. Для сопоставления расчетных нейтронных спектров с экспериментальными в качестве последних часто используются спектры нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , т.к. для этого ядра они измерены достаточно точно в широкой области энергий.

В работе [1] предложена простая испарительная модель для расчета интегральных спектров, но сделанные в ней упрощающие предположения затрудняют анализ причины расхождения с экспериментальными данными в различных участках спектра.

Последовательные расчеты в рамках каскадно-испарительной модели проведены в работе [2] и получено довольно хорошее согласие рассчитанного интегрального спектра с экспериментальным. Но в этой работе не приведены расчёты при  $E_n < 1 \text{ МэВ}$ , по-видимому, потому, что не учитывалась конкуренция  $\gamma$  - излучения.

Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе статистического метода Хаузера-Фешбаха является наиболее последовательным, хотя и весьма трудоемким в вычислительном отношении. В настоящей работе для расчета спектров мгновенных нейтронов деления применялся статистический метод Хаузера-Фешбаха в предположении изотропии с.ц.м. - спектров по углу вылета нейтронов и наличия  $\gamma$  - конкуренции, учитывался каскадный механизм испускания нейтронов.

Парциальные с.ц.м. - спектры нейтронов из отдельных осколков вычислялись так же, как в работе [3]. Составленные из них соответствующие каскадные спектры из осколков на основании данных по кинетическим энергиям и массовым выходам осколков пересчитывались в л.с.к. и суммировались в интегральный спектр.

По сравнению с работой [4], в которой также использован статистический метод Хаузера-Фешбаха, были внесены некоторые уточнения.

Во-первых, мы использовали более реалистическую, на наш взгляд, формулу для плотности уровней, предложенную в работе [5]. В этой формуле учтена зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения ядра, что важно для правильного описания высокоэнергетической части спектра.

Во-вторых, учёт каскадного механизма эмиссии нейтронов из осколков деления мы выполняли, как нам кажется, последовательнее, чем в работе [4], т.к. вычисление эволюции распределения энергии возбуждения осколка в процессе каскадного испускания нейтронов производилось с учетом формы соответствующих парциальных спектров испущенных нейтронов.

Чтобы добиться согласования рассчитанных значений  $\bar{V}(A)$  и используемых при расчете средних значений энергии возбуждения осколков, мы применили выражение, которое отличается от используемого в [2,4]

$$\bar{E}^*(A, Z) = \bar{V}(A) \cdot [\bar{E}_n(A) + \bar{B}_n(A, Z) + \bar{\delta}(A-1, Z)] + \frac{\bar{B}_n(A, Z)}{2},$$

где  $\bar{\nu}(A)$  и  $\bar{\epsilon}_n(A)$  - средние значения числа нейтронов и кинетической энергии (в с.ц.м.) нейтронов из осколка  $(A, Z)$ ;

$\bar{E}_n$  и  $\bar{\delta}$  - усредненные по каскаду значения энергий связи нейтрона и поправки на четность соответственно.

В этой формуле полнее учитывается механизм разрядки возбужденных осколков деления: каскадный механизм испускания нейтронов посредством введения средних значений  $\bar{E}_n$  и  $\bar{\delta}$ , наличие  $\gamma$  - испускания - слагаемым  $E_n/2$ , имеющим смысл средней энергии, уносимой из осколка  $\gamma$  - квантами.

По описанной выше модели были проведены расчеты интегрального спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{235}\text{Cf}$ . Ввиду стремления к оптимальному времени счета на ЭВМ и к ожидаемой точности конечного результата, расчеты были проведены для 14 выделенных осколков в интервале от  $A = 96$  до  $A = 156$ .

Коэффициенты проницаемости  $T_{ij}$  вычислялись с параметрами оптического потенциала, предложенными в работе [6]. Значения  $\bar{\nu}(A)$  и  $\bar{\epsilon}_n(A)$ , а также средних кинетических энергий пар осколков брались из работ [7, 8]. На рисунках 1 и 2 представлены результаты расчета интегрального спектра деления  $^{235}\text{Cf}$  в сопоставлении с экспериментальными значениями, взятыми из работ [9, 10, 11] и со спектром, рассчитанным в работе [4].

Как можно заключить из приведенных рисунков, рассчитанный по описанной выше модели спектр хорошо согласуется с экспериментальными значениями в широкой области кинетической энергии нейтронов. Из рисунка 2 видно, что в области  $E_n < 3$  мэВ наши результаты согласуются с экспериментом лучше, чем результаты расчета, полученные в работе [4]. Как показали наши расчеты, имеется определенная чувствительность результатов к зависимости параметра плотности уровней от энергии возбуждения осколка, а также к способу разделения полной средней энергии возбуждения пары между образовавшимися осколками, в то время как к изменению формы исходного распределения энергии возбуждения осколка чувствительность расчетов незначительна.

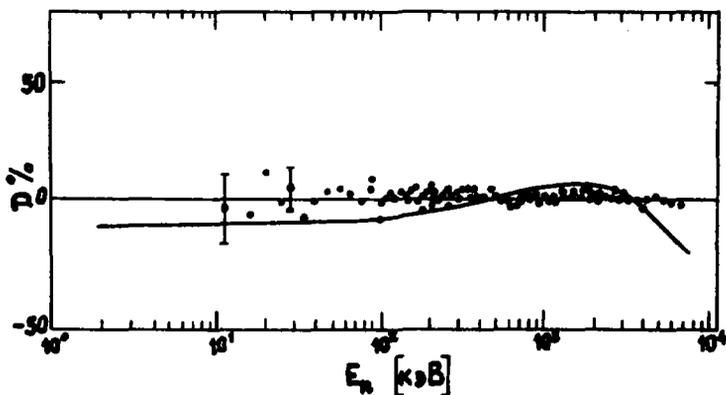


Рис.1. Сравнение экспериментальных [9] ( точки ) и теоретических интегральных спектров мгновенных нейтронов деления  $^{238}\text{Cf}$  в виде отношения к максвелловскому спектру с  $T=1,42$ .

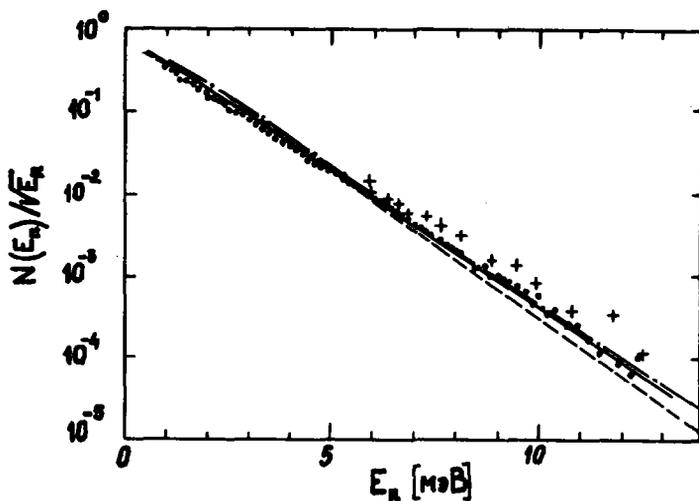


Рис.2. Расчётные и экспериментальные интегральные спектры нейтронов спонтанного деления  $^{238}\text{Cf}$  : — — — — рассчитанный спектр в работе [2]; - - - - - спектр, рассчитанный в работе [4]; — — — — спектр, рассчитанный в настоящей работе; • — эксперимент [10]; + — эксперимент [11]

В проведенном расчете получены следующие значения параметров интегрального спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ :  
средняя кинетическая энергия  $\bar{E}_n = 2,074$  мэВ;  
полное среднее число мгновенных нейтронов  $\bar{\nu} = 3,770$ .

Из полученных результатов следует, что описанная модель с использованием метода Хаузера-Фешбаха позволяет достаточно полно учесть основные особенности процесса испускания мгновенных нейтронов из осколков деления.

#### Список литературы

1. Madland D., Nix J. - Nucl.Sci.Engng., 1982, v.81, p.213.
2. Mårten H., Seeliger D. - Proc. Eur. Top. Conf. NIR, Bratislava, 1982, v.10, p.287.
3. Герасименко Б.Ф., Рубчяня В.А., Поздняков А.В. - Нейтронная физика. Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980, ч.3, с.114.
4. Browne J., Dietrich F. - Phys.Rev., 1974, v.810, p.2545.
5. Игнатюк А.В., Смиринкин Г.Н., Тишин А.С. - Ядерная физика, 1975, т.21, вып.3, с.485.
6. Becchetti F., Greenlees G. - Phys.Rev., 1969, v.182, p.1190.
7. Пиксайкин В.М., Дьяченко П.П., Куцаева Л.С. - Ядерная физика, 1977, т.25, с.723.
8. Nifenecker H., Signarbieux C., Babinet R., Poiton J. - Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v.2, p.117.
9. Blinov V.M., Boykov G.S., Vitenko V.A. - Nuclear Data for Science and Technology, ECSS, EEC, EAEC, Brussels and Luxembourg, 1983, p.479.
10. Green L., Mitchell J., Steen N. - Nucl.Sci.Engng., 1975, v.50, p.257.
11. Meadows J.M. - Phys.Rev., 1976, v.157, p.1076.

ИЗМЕРЕНИЕ И МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ  
СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  
КАЛИФОРНИЯ-252 В ЗАВИСИМОСТИ ОТ  $\theta$ ,  $M_T$ ,  $E_{\text{кин. сумм}}$

Васильев В.А., Сидоров Л.В., Васильева Н.К., Барашков В.А.,  
Голованов О.А., Копалкин Н.В., Немудров Н.И., Сурин В.М.,  
Хачатуров Д.Ф.

Приводятся результаты измерений на  $4\pi$ -спектрометре спектров нейтронов в интервале углов  $\theta = 26^\circ + 154^\circ$  для семи диапазонов масс и суммарных кинетических энергий осколков. Экспериментальные спектры сравниваются с расчётами по модели испарения нейтронов из движущихся осколков.

The results of the  $4\pi$ -spectrometer measurement of the neutron spectra for seven groups of fragments with different masses and total kinetic energies are given. Experimental spectra have been analyzed for consistency with the hypothesis of neutron emission from moving fragments.

Экспериментальные исследования [1-5] показали, что угловые и энергетические распределения нейтронов при низкоэнергетическом делении тяжёлых ядер можно объяснить в предположении эмиссии нейтронов не только из полностью ускоренных осколков, при  $V_{\text{оск.}} = V_{\text{оск.}\infty}$  но и на более ранних стадиях деления, например, при разделении ядер на осколки ("разделительные" нейтроны) или в процессе ускорения осколков, при  $V_{\text{оск.}} < V_{\text{оск.}\infty}$ . Имеющиеся данные пока не позволили однозначно установить причину "ранней" эмиссии нейтронов.

В нашей работе [6] были приведены постановка и некоторые результаты измерений на  $4\pi$ -спектрометре нейтронов по времени пролёта энергетических спектров нейтронов под двенадцатью углами  $\theta$  ( $26^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ ) к направлению разлёта осколков спонтанного деления калифорния-252 в нескольких диапазонах масс  $M_T$  ( $M_D$ ) и суммарных кинетических энергий осколков  $E_{\text{кин. сумм}}$ . (рис. I, таблица). Позднее для корректного сравнения экспериментальных спектров с расчётами по моделям эмиссии нейтронов в спектры были введены поправки, учитывающие влияние эмиссии нейтронов на скорости осколков. Поправки находились методом Монте-Карло: последовательно, акт за актом, рас-

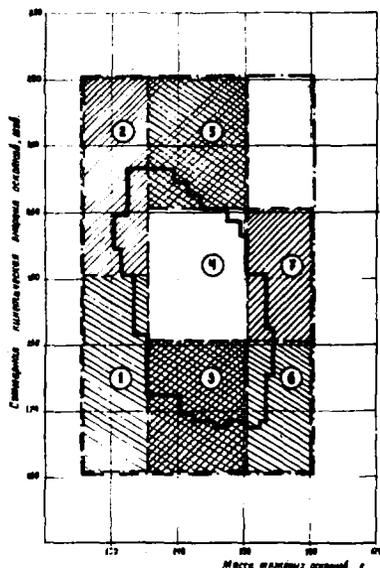


Рис. 1. Положение диапазонов на двумерном распределении  $\mathcal{N}$  дел ( $M_T, E_{\text{кин.сумм.}}$ ). В пределах контура число делений в ячейке  $1\text{e} \times 1\text{ МэВ}$  превышает 500

№ диапазона	Число делений	$\bar{M}_T, \text{г}$	$\bar{E}_{\text{кин.сумм.}}, \text{МэВ}$
1	78852	132,6	181,6
2	111244	132,6	200,3
3	294260	144,2	173,9
4	646539	142,8	189,8
5	87383	140,8	204,9
6	120635	154,2	172,0
7	73678	153,3	186,9

экспериментальных спектров (21 значение энергий нейтронов в интервале 0,8 + 5,4 МэВ и 12 углов  $\theta$  для каждого диапазона  $M_T, E_{\text{кин.сумм.}}$ ).

считывалась эмиссия нейтронов из лёгких и тяжёлых осколков с определением конечных, после испускания всех нейтронов, скоростей обоих осколков, псевдомасс  $M_T^*$  и псевдокинетических энергий осколков  $E_{\text{кин.сумм.}}^*$ , а также дифференциальных по  $\theta$  спектров нейтронов, соответствующих диапазонам начальных ( $M_T, E_{\text{кин.сумм.}}$ ) и псевдомасс и энергий осколков ( $M_T^*, E_{\text{кин.сумм.}}^*$ ). Величины поправок для многих спектров были большими (до 50%).

Поправленные спектры нейтронов затем были сопоставлены с результатами расчётов по модели эмиссии нейтронов из движущихся осколков. Спектры нейтронов в системе центра масс (СЦМ) осколков были выбраны в виде распределений Максвелла (расчёт 1) или суммы двух спектров испарения (расчёт 2). В обоих расчётах кроме величин, характеризующих спектры в СЦМ осколков, параметрами были также средние кинетические энергии осколков на нуклон при эмиссии нейтронов  $\bar{E}_{f1}, \bar{E}_{f2}$ , которые могли изменяться в пределах  $0 \leq \bar{E}_{fi} \leq 1,5 E_{fi\infty}$ , где  $E_{fi\infty}$  — максимальные энергии осколков на нуклон. Значения параметров находились методом наименьших квадратов по наилучшему согласию расчётных и

На рис.2 показаны значения параметров  $\bar{E}_{fN}$ ,  $\bar{E}_{fT}$  в сравнении с распределениями осколков по  $E_{f\infty}$  и средними значениями  $\bar{E}_{f\infty}$ . Из рис.2 следует, что "ранняя" эмиссия нейтронов имеет место при больших энергиях возбуждения осколков; при низких энергиях возбуждения нейтроны испускаются из полностью ускоренных осколков (кроме групп осколков с  $\bar{M} = 132,6$  и  $140,8$  e). Среднее число нейтронов  $\bar{\nu}_N$ ,  $\bar{\nu}_T$  и средние энергии нейтронов в СЦМ осколков  $\bar{h}_N$ ,  $\bar{h}_T$  в диапазонах, в основном, согласуются с данными работ [7] и [1], соответственно; некоторые различия можно частично объяснить использованием в работах [7, 1] представлений об эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков. Значения  $\bar{E}_{fi}$ ,  $\bar{\nu}_i$ ,  $\bar{h}_i$  в расчётах 1 и 2 совпали с точностью, определяемой статистическими ошибками параметров (2 - 3%).

Были рассчитаны времена ускорения осколков  $T_i$  до значений кинетических энергий на нуклон, равных  $\bar{E}_{fi}$ . Функции  $E_{fi}(t)$  находились в приближении точечных зарядов осколков, скорости осколков при разделении ядер принимались равными нулю. Одна из функций  $E_{fi}(t)$  приведена на рис.3. Времена  $T$  для осколков с массами  $\bar{M} = 97,8; 107,8; 109,2; 119,4; 144,2$  e (большие энергии возбуждения, рис.2) оказались  $\sim 10^{-20}$  с, для осколков с массами  $\bar{M} = 132,6$  e  $\sim (0,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-20}$  с.

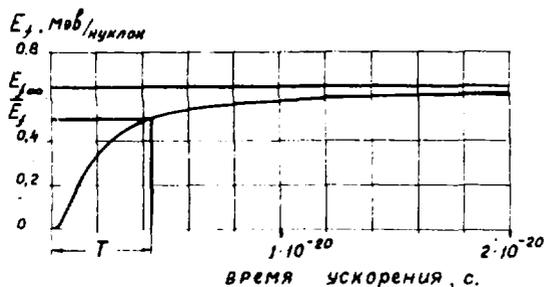


Рис.3. Функция  $E_f(t)$ , значения  $E_{f\infty}$ ,  $\bar{E}_f$  и  $T$  для Д.1,  $\bar{M} = 132,6$  e

осколков с массами  $\bar{M} = 132,6$  e разумно объясняются меньшими значениями  $V_N$  для осколков с числом нейтронов  $N > 82$ . Отметим, что сравнение времен  $T$  и  $\bar{\tau}_N$  обосновано лишь в случае быстрого перехода энергии деформации в энергию возбуждения осколков, что, по-видимому, и имеет место.

Времена  $T \sim 10^{-20}$  с совпадают с результатами оценок времени жизни возбуждённых осколков до эмиссии нейтронов  $\bar{\tau}_N$  по статистической теории при параметре плотности уровней  $\alpha \sim 10$  МэВ<sup>-1</sup> и энергии связи последнего нейтрона  $B_N \sim 4$  МэВ; меньшие времена жизни

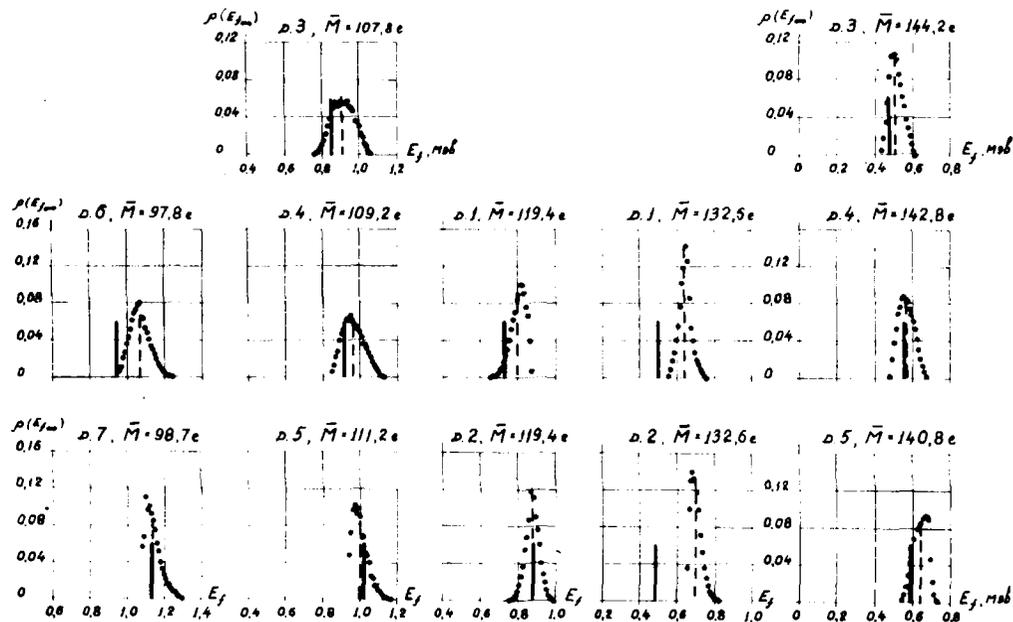


Рис.2. Значения параметров  $\bar{E}_f$  (сплошные вертикальные линии). Точки распределения осколков  $\rho(E_{f0})$ , пунктирные вертикальные линии -  $E_{f0}$

Результаты анализа дифференциальных по  $\theta$ ,  $M$ ,  $E_{кин.сумм.}$  спектров нейтронов определенно свидетельствуют о том, что основной причиной "ранней" эмиссии нейтронов является испарение нейтронов из осколков с большими энергиями возбуждения и из осколков с числом нейтронов  $N > 82$  за времена, сравнимые с временами ускорения осколков. Как следствие, несмотря на трудности в получении и обработке экспериментальной информации, можно получать данные о временах диссипации энергии и о характеристиках нейтронно-избыточных ядер-осколков деления.

#### Список литературы

1. Bonham H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J. - *Phys.Rev.*, 1962, v.126, p.2120; *Phys.Rev.*, 1963, v.129, p.2133.
2. Sharyng K., Bergheim K. - *Nucl.Phys.*, 1963, v.45, p.72.
3. Блинов М.В., Казаринов Н.М., Крижак И.Т. - *Ядерная физика*, 1972, т.16, вып.6, с.1155.
4. Писарский В.М., Дьяченко П.П., Куцаева Л.С. - *Ядерная физика*, 1977, т.25, вып.4, с.723.
5. Замятин Д.С., Рязанов Д.К., Басова Е.Г., Рабинович А.Д., Коростылев В.А. - *Ядерная физика*, 1979, т.29, вып.3, с.595.
6. Васильев Д.А., Сидоров Л.В., Васильева Н.К., Барашков Д.А., Голованов О.А., Залядов Н.Н., Копалкин Н.В., Немудров Н.И., Сурия В.М., Хачатуров Д.Ф., Чулков Н.М. - *Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы*, М., ЦНИИАтоминформ, 1981, вып. I(40), с.65.
7. Hifenecker H., Sigmarbieux C., Babinet R., Poitou J. - *Physics and Chem. of Fission. Proceedings of a Symposium, Rochester, IAEA*, 1974, v.2, p.117.

## НЕЙТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ

В.Н.Нефедов

(НИИАР, ГКАЗ СССР)

Приводятся результаты измерения спектров нейтронов, испускаемых осколками деления - изомерами формы.

Presented are the results from measurements of the neutron spectra emitted by fission fragments being the shape isomers are presented.

Многочисленные исследования процесса деления атомных ядер выяснили основные закономерности физики деления. Однако ряд экспериментальных результатов не нашел убедительного теоретического обоснования. К таким данным можно отнести следующие:

1. Линейчатая структура спектра запаздывающих нейтронов деления [11-11].

2. Меньшее значение максимальной энергии запаздывающих нейтронов деления по сравнению с возможной, определяемой энергетическим окном  $(Q_\beta - B)$ , где  $Q_\beta$  - максимальная энергия  $\beta$ -частиц;  $B$  - энергия связи последнего нейтрона в дочернем ядре.

3. Линейчатая структура спектра мгновенных нейтронов деления [12-16].

Предложенный в работе [17] механизм нейтронной эмиссии осколков деления - изомеров формы, образующихся в районах масс осколков, имеющих один или несколько нейтронов над замкнутыми нейтронными оболочками с числом  $N = 50$  и  $N = 82$  позволяет объяснить перечисленные выше результаты [17].

Нейтронная эмиссия из осколков деления - изомеров формы объясняет также природу запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления, испускаемых в диапазоне времени  $10^{-9}$  -  $10^{-3}$  с. Уже в первых опытах было обнаружено, что основная часть  $\gamma$ -квантов деления с энергией меньше 0,25 МэВ испускается за время  $(0,5-2,5) \cdot 10^{-9}$  с [18]. В другой работе [19] было обнаружено, что около 5%  $\gamma$ -квантов деления с энергией меньше 2 МэВ испускается в диапазоне времени  $1 \cdot 10^{-9}$  -  $5 \cdot 10^{-3}$  с, а основная доля излучается за время  $< 5 \cdot 10^{-8}$  с. В более поздних работах [20-22] найдено, что

доля запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления в диапазоне  $3 \cdot 10^{-10} - 10^{-6}$  с составляет 5-10%. Механизм такого "запаздывания" испускания  $\gamma$ -квантов деления неизвестен. Классическая изомерия ядер не может объяснить наблюдаемые запаздывания, так как при делении ядер образуются нейтронно-избыточные осколки деления, не соответствующие теоретическим предпосылкам изомерии ядер [23]. Нейтронная эмиссия изомеров формы позволяет объяснить запаздывание испускания  $\gamma$ -квантов тем, что в результате испускания нейтрона ядро остается в возбужденном состоянии, снимаемом каскадом  $\gamma$ -квантов, испускаемых практически одновременно с вылетом нейтрона. Время испускания нейтронов изомерами формы определяется вероятностью перехода ядра из второй потенциальной ямы в первую и дает запаздывание испускания сопутствующих  $\gamma$ -квантов. Испускаемые изомерами формы нейтроны имеют линейчатую структуру спектра [16, 17] и сопровождаются каскадом  $\gamma$ -квантов с энергией, определяемой схемой уровней конечного ядра. Для проверки такого предположения в настоящей работе были выполнены измерения спектров нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , совпадающих с отдельными энергетическими линиями запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления, идентифицированными в работе [24]. Измерения выполнялись методом времени пролета. В качестве старта использовались импульсы от детектора  $\gamma$ -квантов деления. Детектором  $\gamma$ -квантов служил кристалл  $\text{NaI(Tl)}$  с размерами 40x40 мм в сочетании с фотомножителем ФЭУ-30. В качестве детектора нейтронов использовался кристалл стильбена 40x30 мм с фотомножителем ФЭУ-36. Слой калифорния интенсивностью  $1,5 \cdot 10^5$  I/c располагался на расстоянии 60 мм с кристалла  $\text{NaI(Tl)}$ . Для исключения эффектов рассеяния нейтронов на детекторе  $\gamma$ -квантов между детекторами  $\gamma$ -квантов и нейтронов располагалась защита из смеси парафина с  $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ . Для выбора определенной энергии  $\gamma$ -квантов использовался управляющий канал с дифференциальным дискриминатором, управляющим анализатором  $LP-4900$ , осуществляющим набор информации. В качестве реперного спектра использовался спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , измеряемый в тех же условиях, но при измерении которого в качестве стартовых служили импульсы от осколков деления, регистрируемые слоем пластмассового сцинтиллятора толщиной 100 мкг/см<sup>2</sup>. Измерения выполнялись на пролетных расстояниях 25 и 50 см. Были измерены спектры нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , совпадающие с  $\gamma$ -линиями запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления, имеющими следующие характеристики: 1)  $E = 1279,8$  кэВ,  $T_{1/2} = 164$  нс; 2)  $E = 296,9$  кэВ,  $T_{1/2} = 162$  нс; 3)  $E = 238,9$  кэВ,  $T_{1/2} = 5$  нс [24]. В результате измерений были получены временные спектры нейтронов, показанные на рис. 1, 2.

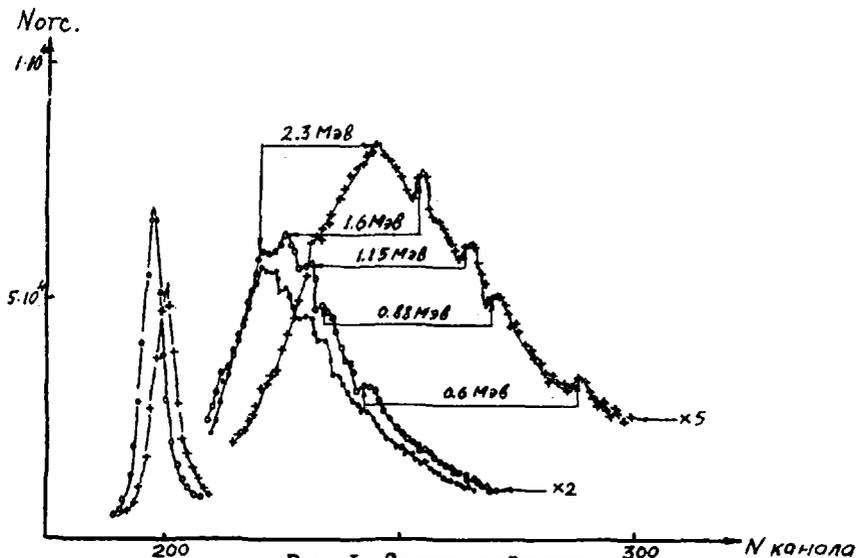


Рис. 1. Спектры нейтронов  
 o - пролетное расстояние 25 см,  $E_{\gamma} = 296,9$  кэВ  
 • - пролетное расстояние 25 см,  $E_{\gamma} = 1278$  кэВ  
 + - пролетное расстояние 50 см,  $E_{\gamma} = 296,9$  кэВ  
 цена канала анализатора - 0,5 нс

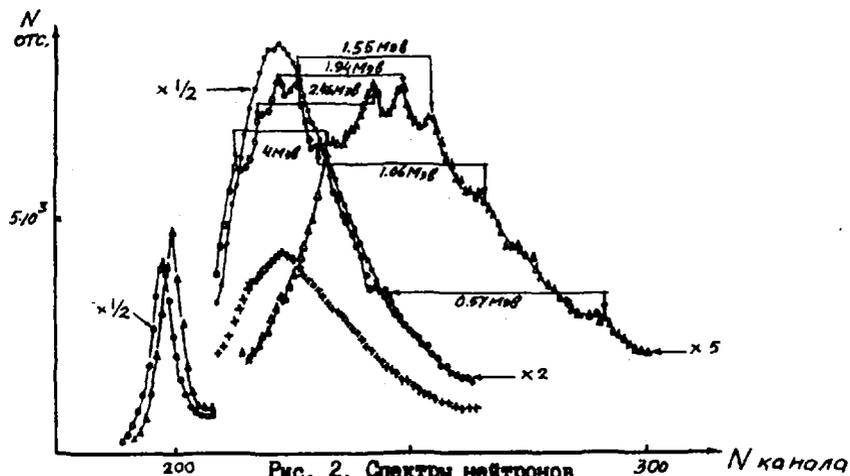


Рис. 2. Спектры нейтронов  
 o - пролетное расстояние 25 см,  $E_{\gamma} = 239$  кэВ  
 Δ - пролетное расстояние 50 см,  $E_{\gamma} = 239$  кэВ  
 • - пролетное расстояние 25 см, старт от осколков деления  
 + - пролетное расстояние 25 см,  $E_{\gamma} > 1300$  кэВ

Из рисунков видно, что спектры нейтронов имеют тонкую структуру, которая сохраняется при повторных измерениях. В то же время реперный спектр имеет практически гладкую форму, что исключает эффекты дифференциальной нелинейности. Наблюдаемые пики сдвигаются пропорционально пролетному расстоянию, что также подтверждает их физическую природу. Оценка возможного вклада от запаздывающих нейтронов показывает его пренебрежимо малую величину.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы: 1. Источниками запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления являются осколки - изомеры формы. 2. Количество нейтронов, испускаемых изомерами формы, может достигать 5-10% от общего числа нейтронов, испускаемых в акте деления, так как количество запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления достигает 10%.

Необходимо отметить, что существование задержанной нейтронной эмиссии изомеров формы искажает результаты измерения спектров мгновенных нейтронов деления методом времени пролета и для получения правильных данных по спектрам нейтронов деления следует использовать другие способы измерения спектров нейтронов.

#### Список литературы

1. Shalev S., Cuttler J.M. Nucl.Sci.Engng. 1973, v.51, p.52.
2. Shalev S., Rudstam G. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1971, v.14, p.373.
3. Chulic E.T. et al. Nucl.Phys., 1971, v.A168, p.250.
4. Franz et al. Angew.Chem., 1971, Bd83, s.902.
5. Rudstam G., Shalev S., Tonsson O.C. Nucl.Instr.Methods, 1974, v.120, p.333.
6. Sloan W.R., Woodruff G.L. Nucl.Sci.Engng., 1974, v.55, p.28.
7. Fieg G. J.Nucl.Energy, 1972, p.585.
8. East L.V., Walton R.B. Nucl.Instrum. and Methods, 1969, v.72, p.161.
9. Evans A.E., East L.V. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1974, v.19, p.396.
10. Kratz K.L. et al. Proc.AED-Conf.77-017-001, Hirscheegg, 20B, 1977.
11. Kratz K.L. Proc.Consultants Mtg. Delayed Neutron Properties, Vienna, 1979, INDC(NDS)-107/G, p.703, IAEA, 1979.
12. Нефедов В.Н. Препринт НИИАР Р-52, 1969.
13. Аверченков В.Я., Нефедов Ю.Я., Хилков Ю.В. "Ядерная физика", 1971, т.14, вып.6, с.1134.
14. Замятнин Ю.С. и др. "Ядерные данные для реакторов", 1970, т.2, с.183.
15. Нефедов В.Н. "Спектры мгновенных нейтронов деления", 1972, с.82, Вена.
16. Нефедов В.Н., Старостов Б.И. "Тезисы конференции по ядерно-физическим исследованиям", Харьков, 1982, 113.
17. Нефедов В.Н., Старостов Б.И. "Тезисы конференции по ядерно-физическим исследованиям", Харьков, 1982, 113.
18. Складьевский В.В. и др. ЖЭТФ, 1957, 32, 256.
19. Malenschein F.C. et al., Proc. of the Second Intern.Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, v.15, p.366.
20. Вальский и др.: "Атомная энергия", 1965, т.18, 223.

21. Jhansson S.A.E. Nuclear Physics, 1965, v.64, p.147.
22. Skarsvag K. Nuclear Physisc, 1970, v.A153, p.82.
23. Карсунский М.И. "Изомерия атомных ядер", Москва, 1954.
24. Walter John et al. Phys, Rev., v.2, No.4, 1451, 1970.

## О СТАТИСТИЧЕСКОЙ СТАДИИ В ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

В.А.Шитин

(МАН им. И.В.Курчатова)

Обосновывается существование барьера к отделению осколков, статистического равновесия, предшествующего прохождению барьера, и быстрого спуска с барьера. По высоте барьер близок второму барьеру в модели Струтинского. Барьер определяет массовые, энергетические и угловые распределения осколков.

The existence of separation barrier for each fragment, statistical equilibrium preceding the barrier, and rapid descent from the barrier are grounded. The barrier height is close to that of the second barrier in the Strutinsky model. The barrier governs mass, energy and angular distributions of fragments.

Подход и его обоснование. Наибольшие успехи в количественном описании массовых и энергетических распределений осколков достигнуты в статистическом подходе. Обычно при этом предполагается, что распределения задаются в конце вязкого спуска с барьера деления перед разрывом ядра [1]. Здесь рассматривается иной статистический подход, в котором распределения задаются на барьере  $V_S$ , предшествующем отделению осколка от ядра (от парного ему осколка). Барьер  $V_S$  не учитывается в обычном подходе, его существование мы обосновываем далее. Барьер  $V_S$  сравним по высоте с капельным барьером деления ядра  $V_i$  (рис. 1а) и свой для каждой пары осколков. В потенциальной яме  $H_S$ , предшествующей барьеру, устанавливается статистическое равновесие. Спуск с барьера быстрый, невязкий.

Существование барьера  $V_S$  следует, согласно расчетам, в двухцентровой параметризации системы [2], как результат более быстрого изменения (по сравнению с кулоновским) ядерного взаимодействия ядер (в частности, осколков) с размытым краем при их сближении или удалении. Очень важно, что барьер появляется в области незначительного перекрытия плотностей ядер (с  $f_{max} \approx 0,1 \rho_0$  в области касания), что оправдывает предполагаемое слабое возмущение распределения плотности каждого из ядер соседним ядром.

Барьер  $V_S$  и яма  $H_S$  наблюдаются в глубоко неупругих столкновениях ядер [3]. Установление статистического равновесия в яме в этом

процессе [4] и энергетически более выгодные деформации разлетающихся ядер показывают, что барьер не является следствием быстроты (во времени) процесса и что много (безбарьерного) отделения двух ядер (в том числе и осколков при делении) не существует.

Быстрое (с расстоянием) изменение ядерного взаимодействия ядер (с параметром  $\alpha_0 \approx 0,5\phi$ ) с последующим его насыщением приводит к небольшой ширине барьера  $B_s$  и к выполаживанию дна ямы еще в области касания ядер с  $\rho_{max} \approx 0,5\rho_0$ . Дальнейшее сближение ядер можно описывать одноцентровой капельной моделью, поскольку переход к ней оказывается плавным; как это видно по форме линии равной плотности системы, (рис.1б). В одноцентровой модели конфигурация касающихся осколков (с  $\rho_{max} \approx 0,5\rho_0$ ) возникает либо вблизи капельного барьера деления  $B_i$  - для легких делящихся ядер, с малыми  $A_f, Z_f$ , либо далеко на спуске с барьера  $B_i$  - для тяжелых ядер [5]. Естественно, что вместе с этим меняется положение барьера  $B_s$  относительно барьера  $B_i$  и, как следствие, соотношение их высот. При больших  $A_f$  барьер  $B_s$  оказывается далеко на спуске с барьера  $B_i$  и  $B_s < B_i$ , при уменьшении  $A_f$  барьеры сравниваются, а при малых  $A_f$ :  $B_s > B_i$  (рис.1а).

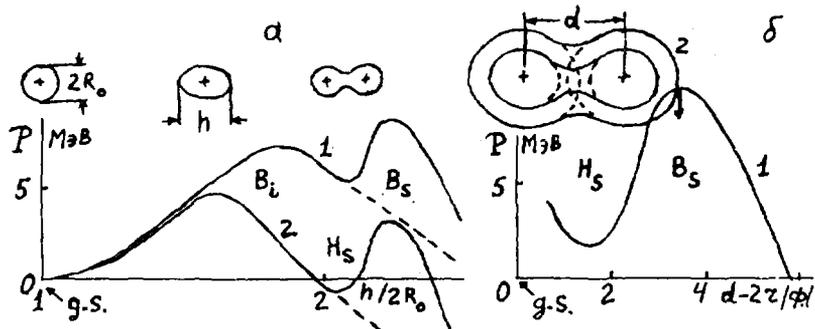


Рис.1. Потенциальная энергия  $P$  и формы делящегося ядра в капельной модели (правее ямы  $H_s$  параметризация двухцентровой).  
 а: Схематичный рисунок:  $h$  и  $R_0$  см. на рис.; 1-  $B_s > B_i$  (для  $Z_f \approx 88$ ); 2-  $B_s < B_i$  ( $Z_f \approx 96$ ).  
 б: Результат расчета по [6] для  $^{240}\text{Pu}$  (учтены только квадрупольные деформации осколков  $\beta_1 = \beta_2 = 0,2$ ; с учетом других деформаций и  $\delta$  барьер понизится и приблизится к 6 МэВ); 1-барьер  $B_s$  к отделению осколков,  $d$  см. на рис.,  $z$  - радиус сферического осколка; 2- распределение плотности в каждом осколке (пунктир) и их суммарной плотности (сплошные линии) для ядра в яме  $H_s$  (даны линии 0,1 и 0,9  $\rho_0$ ).

Наши расчеты в двухцентровой параметризации, полагающие, что

энергия системы является функционалом плотности вещества, подтверждают описанное поведение  $V_s$  и показывают, что  $V_s \approx V_i \approx 6$  МэВ достигается при  $Z_f \approx 92-94$  [6] (рис. 1б). Дно ямы при этом оказывается приблизительно на уровне основного состояния ( $g.s.$ ) делящегося ядра. При  $Z_f = 114$  барьер  $V_s$  и яма почти исчезают. Нетрудно заметить, что поведение  $V_i$  и  $V_s$  и ямы между ними сходно с поведением двух барьеров  $V_1$  и  $V_2$  и ямы в подходе Струтинского [7], однако природа  $V_s$  иная, чем  $V_2$ ;  $V_s$  относится к существенно большим деформациям системы.

Барьер  $V_s$  отсутствует в широко распространенном одноцентровом описании деления. Однако для описания последней стадии деления более пригодно используемое здесь и далее барьер двухцентровое описание, поскольку оно является однозначным, избегает произвольной кривизны ядерной поверхности, естественным образом учитывает размытый край при плавном переходе к одноцентровому описанию и оправдывается экспериментально.

Установление статистического равновесия в яме  $H_s$  следует из сходства условий в ней и в яме основного состояния делящегося ядра и подтверждается в опытах по глубоко неупругим столкновениям ядер [4]. Заселение состояний ямы всегда возможно в процессе деления. По статистическим оценкам [8] при яме глубиной 6 МэВ и небольших возбуждениях  $\lesssim 4$  МэВ над барьером  $V_s$  время жизни системы в яме составляет  $\approx 10^{-16}$  с и достаточно для установления статистического равновесия по разным степеням свободы, включая деформацию осколков [9] и асимметрию системы, для которой время установления равновесия  $\approx 10^{-19}$  с [4, 6].

Быстрый, невязкий спуск с барьера  $V_s$  является следствием быстро увеличивающейся обособленности осколков на спуске и краткости пути (ядерное взаимодействие осколков падает в 10 раз на интервале  $\lesssim 1,5$  ф.). Убедимся, что спуск, занимающий при этом  $\lesssim 5 \cdot 10^{-22}$  с, не сопровождается возбуждением нуклонов. Действительно, возбуждение нуклонов за счет движения осколков не происходит, так как ядерное взаимодействие осколков на спуске при растущей поверхности системы само потребляет энергию, а ускорение осколков недостаточно для кулоновского возбуждения нуклонов (энергия приобретаемая отдельными нуклонами за время между их столкновениями ( $3 \cdot 10^{23}$ ) за счет изменения кулоновского поля ( $< 10$  КэВ), недостаточна для возбуждения нуклонов и передается движению осколков в целом). Вместе с тем из-за обособленности осколков за время спуска происходит

менее одного столкновения между нуклонами соседних осколков, из тех, которые могут возбудить нуклоны (оценка по [6]).

Следствия подхода. I. При наличии барьера  $V_S$  и статистического равновесия в яме  $H_S$  распад системы из ямы подобен распаду составного ядра. Парциальный выход осколка (пары осколков) определяется через число возбуждаемых состояний на его барьере к отделению [8]. Разные по нуклонному составу и деформациям осколки имеют разные барьеры и, соответственно, разные выходы. Осколки с близкими выходами чаще всего имеют близкие барьеры.

2. Барьеры  $V_S$  и  $V_i$  и яма  $H_S$  ведут себя подобно барьерам и яме Струтинского, что позволяет ожидать в нашем подходе эффекты, характерные для его подхода [7] без привлечения дополнительных (кроме  $V_i$  и  $V_S$ ) барьеров. Наш подход не исключает также возможности расщепления барьера  $V_i$  на два [7] или иной его природы (например, молекулярной [6]).

3. Кривые зависимости  $\tilde{V}_S(\beta_1)$  капельного (без учета оболочечных поправок) барьера к отделению данного осколка пары от его квадрупольной деформации  $\beta_1$  (1,2-индекс осколка) сравнительно пологие и слабо различаются по форме для разных  $\beta_2$  соседнего осколка (рис.2) и даже при смене его на другой (по  $A$  и  $Z$ ) осколок. В таких условиях каждый осколок "выбирает" свою форму (отвечающую минимальному барьеру) независимо от формы и нуклонного состава соседа, соответственно оболочечным поправкам  $\delta(\beta)$  в нем самом и почти не меняющейся кривой  $\tilde{V}_S(\beta)$ . Колебания в  $\delta(\beta)$  плавные и обычно сопровождаются перепадами ( $> 6$  МэВ), превышающими изменения  $\tilde{V}_S(\beta)$ , поэтому форма осколка, как правило, определяется минимумом в его  $\delta(\beta)$ . Последнему способствует также то, что в области повышения  $\tilde{V}_S(\beta)$ :  $\beta \approx 0$  и  $\beta \approx 1$ , минимумы  $\delta$  также достигают наибольшего значения (для сферического осколка и осколка с отношением осей  $\sim 2$ ). Таким образом, осколок с данными  $A$  и  $Z$  имеет при делении любого ядра одну и ту же форму на барьере -  $\beta^B$  (естественно с дисперсией, обусловленной выходом осколков с близкими формами).

4. Энергия невязкого спуска с барьера переходит в кинетическую энергию осколков, а возбуждение разлетевшихся осколков  $F_1 + F_2$  при делении вблизи барьера возникает из энергии деформации осколков на барьере. (Деформация осколка на барьере и в конце спуска близки из-за большого времени развития деформации  $\sim 5 \cdot 10^{-21}$  с [9] и быстрого спуска  $\sim 5 \cdot 10^{-22}$  с. Постоянство  $\beta^B$  осколка при делении любых ядер приводит к постоянству его энергии возбуждения и числа вылета-

щих из него нейтронов  $-v$ ). Отсюда следует универсальный для всех делящихся ядер характер зависимости  $v(A)$  [более точно  $v(A, Z)$ ]

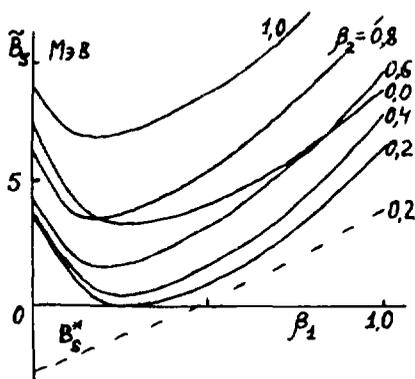


Рис.2. Зависимость высоты капельного барьера  $V_B$  для  $^{240}\text{Pu}$  от деформаций осколков  $\beta = a/b - 1$  (а и b - полуоси осколков,  $A = A_0 = 120$ ), расчет по [6]. 1, 2 - индекс осколка;  $\beta_1, \beta_2$  - барьер  $V_B$  с учетом  $\delta$  ( $\beta^5$ ) (приближенно). За нуль шкалы  $V_B^*$  принят минимальный барьер

при условии деления ядер вблизи барьера  $V_B^*$  - кривая Террелла [10]. (Наблюдаемые  $Z$  приводят к  $\beta^5 \lesssim 1$ , т.е. отношение осей осколка не превосходит  $\sim 2$ ).

5. С учетом того, что минимум  $\delta$  наиболее велик, если  $\beta^5 \approx 0$  или  $\approx 1$ , кривая  $V_B^*(\beta^5) = V_B(\beta^5) + \delta(\beta^5)$  приобретает вид возрастающей с  $\beta^5$  функции (рис.2). Поэтому при прочих равных условиях барьер  $V_B$  растет с увеличением деформации осколка на барьере. Отсюда в области близких капельных барьеров  $V_B$  (не очень асимметричного деления данного ядра) наименьший выход имеют осколки с большими  $\beta_1^5 + \beta_2^5$  и большими  $v_1 + v_2$ . Одинаковым  $v_1 + v_2$  отвечают одинаковые выходы (См.  $^{235}\text{U}/10^7$ ).

6. Деформации осколков на барьере  $\beta_1^5, \beta_2^5$  определяют расстояние между центрами осколков и при невязком спуске с барьера - кинетическую энергию  $T$  разлетающихся осколков. Поэтому большим  $\beta_1^5 + \beta_2^5$  и  $v_1 + v_2$  отвечают пониженные значения  $T$  ("дефицит" энергии  $/10^7$ ).

Большая дисперсия  $T$  возникает из-за слабой зависимости высоты барьера  $V_B$  от  $\beta$  осколков, приводящей к вкладам от осколков с разными  $\beta$  (Наблюдаемой дисперсии  $T$  отвечают отклонения  $\beta \sim \pm 0,1$ ).

7. Барьер  $V_B$  создает условия для выделения состояний (ограничения их числа) с определенными  $K$ , а быстрый невязкий спуск с него - для их сохранения, поэтому угловые распределения осколков определяются барьером  $V_B$ . Разные барьеры осколков приведут к их разным угловым распределениям.

Проверка подхода. Предлагаемый подход можно проверить по ряду экспериментов, в которых он дает отличный от обычного подхода  $\langle I \rangle$  результат.

1. Даваемое нашим подходом различие барьеров  $B_s$  у осколков с разным выходом обнаруживается по различию их угловых распределений  $\langle II \rangle$ , энергетических зависимостей выходов  $\langle III \rangle$  и массовых распределений при переходе от вынужденного к спонтанному делению, где важна также ширина барьера  $B_s$  (см.,  $^{258}Fm$   $\langle I2 \rangle$ ).

2. Кинетическая энергия осколков в момент отрыва -  $T_0$  в обычном подходе  $\langle I \rangle$  имеет порядок температуры,  $\sim 1$  МэВ, а в нашем - равна энергии спуска, обычно  $\geq 10$  МэВ. Угловые и энергетические распределения  $\alpha$ -частиц в тройном делении дают  $T_0 \approx 10$  МэВ  $\langle I3 \rangle$ .

3. В обычной модели энергия вязкого спуска  $\varepsilon$  добавляется к возбуждению осколков. Так как  $\varepsilon \approx 0$  для легких делящихся ядер и  $\varepsilon \approx 10-20$  МэВ для тяжелых ядер, то при делении ядер вблизи барьера деления  $\gamma$  должно увеличиваться для осколков тяжелых ядер в среднем на 1 нейтрон, что приведет к нарушению универсальности кривой Терелла. Однако, для ядер от  $Ac$  до  $Cf$   $\langle I4 \rangle$  универсальность сохраняется, что согласуется с нашим подходом.

4. Только в нашем подходе спуск невязкий и магические осколки существенно не возбуждаются, в частности и при спонтанном симметричном делении  $^{259}Fm$ , что и наблюдается  $\langle I2 \rangle$ .

#### Список литературы

1. Ford P.-Phys. and Chem. of Fission, Proc. of Simp., Jülich, 1980, v.2, p.382; Wilkins B.D. et. al.-Phys. Rev., 1976, v. C14, n5 p.1832
2. Ngo C. et. al.-Nucl. Phys., 1975, v. A246, p.35-3; Brueckner K.A. et. al. Phys. Rev., 1968, v. 173, n4, p.944; Bandorf J.P. et. al., Phys. Rev., 1974, v.150, p.83
3. Lefort M., Ngo C.-Ann. Phys., 1978, v.3, n1, p.5
4. Malletto L.G., Schmitt R.P.-Rep. Prog. Phys., 198-1, v.44, p.533
5. Swiatecki W.J., Cohen S.-Ann. Phys. (N.Y.), 1963, v.22, p.406
6. Шлягин В.А.-Ядерная физика, 1971, т.14, с.696; 1978, т.27, с.67
7. Strutinsky V.-Nucl. Phys., 1968, v. A112, p.1; Bjornholm S., Lynn J.E.-Rev. Mod. Ph-ys., 1980, v.52, n4, p.725
8. Bohr N.-Phys. Rev., 1939, v. 566, p.426
9. Biedel C. et. al.-Z. Ph-ys., 1979, v. A290, p.47
10. Terrell J.-Phys. and Chem. of Fission, Proc. of Symp., Sulzburg, 1965, v.2, p.3
11. Конеску Е. е. а.-Phys. and Chem. of Fission, Symp., Rochester, 1974, v.2, p.3  
Дубровина С.М. и др.-Ядерная физика, 1973, т.17, № 3, с.470; Лохберг Б.М. и др.-"Нейтр. физика", конф.; Киев, 1980, т.3, с.157.
12. Hoffman D.-Phys. and Chem. of Fission, Symp., Jülich, 1980, v.2, p.275
13. Tsuji K.-Phys. and Chem. of Fission, Symp. Rochester, 1974, v.2, p.405
14. Конеску Е., Schmitt H.W.-Phys. Rev., 1968, v. 172, n4, p.1213

В. А. Рубченя

( Радиевый институт им. В. Г. Хлопина )

На основе расчётов в модели касающихся осколков со статистическим усреднением показано, что отклонения массовых и энергетических распределений при делении доактинидных ядер от предсказываемых моделью жидкой капли связаны с влиянием оболочек в осколках вблизи точки разрыва.

On the base of the tangent fragment model calculations with statistical averaging it is shown that the deviations of the experimental mass and kinetic energy distributions from that predicted by liquid drop model in the case of fission of preactinide nuclei are connected with the influence of the fragment nuclei shells at the neck rupture point.

Проблема массовой асимметрии при низкоэнергетическом делении атомных ядер остаётся центральной в физике деления. Многочисленные экспериментальные данные показывают, что в районе  $R_n$  меняется характер массовых распределений от асимметричного через трёхгорбое распределение к симметричному. Измерения при низких энергиях возбуждения деления доактинидных ядер сильно затруднены в связи с ростом барьера деления и падением делимости этих ядер, поэтому проводившиеся опыты до последнего времени не давали указаний на существование асимметричной моды деления доактинидных ядер. В работах [1,2] были изучены массовые и энергетические распределения при делении составного ядра  $^{213}\text{At}$  при довольно низких энергиях возбуждения ( $E_{\alpha}=25$  МэВ) и обнаружено асимметричное деление, проявляющееся на склоне симметричного пика. Наблюдение в массовых и энергетических распределениях структур, характерных для деления актинидных ядер, представляет большой интерес для выяснения механизма деления. В работе Пашкевича [3] было обнаружено, что в районе свинца на потенциальной поверхности ядра существуют две седловые точки, более высокая при большой асимметричной деформации соответствует наблюдаемой асимметрии масс при делении  $^{213}\text{At}$ . Однако для получения окончательных распределений осколков необходимо провести динамические расчёты эволюции делящегося ядра на спуске

с седловой точки, проведение которых в настоящее время представляет очень трудную задачу. Имеющиеся динамические расчеты [4], имеющие оценочный характер, показывают, что предположение о сильной диссипации в процессе спуска с седловой точки не противоречит экспериментальным данным. Если диссипативные процессы существенны, то к моменту развала на осколки установится статистическое равновесие, и вероятность различных конфигураций будет определяться статистическим весом. При этом должны проявиться свойства будущих осколков, поскольку для доактинидных ядер форма уже в седловой точке имеет четко выраженную перетяжку и точка разрыва приближена к седловой точке. Для определения линии разрыва на потенциальной поверхности необходимо решить динамическую задачу с учетом неустойчивости шейки относительно разрыва. В работе [5] нами были предложены критерий определения линии разрыва, исходя из требования примерного постоянства радиуса шейки около 2 фм, и метод перехода от параметризации точки разрыва единой фигурой к параметризации двумя осколками на основе требования равенства низших моментов функции распределения плотности для двух способов параметризации. Расчеты показали, что определенные таким образом параметры осколочной конфигурации в точке разрыва близки к параметрам, определенным в модели касающихся осколков из требования максимума статистического веса. Ранее нами было проанализировано влияние оболочечной структуры осколков на характеристики деления от  $R_a$  до  $Z = 116$  [6]. В данной работе проведены расчеты массовых и энергетических распределений для доактинидных ядер с целью исследования влияния структуры осколков.

Конфигурация системы в точке разрыва аппроксимировалась двумя осколками с общей осью симметрии, а для описания формы ядер использована параметризация в лемнистатных координатах [3]. При расчете строится поверхность статистических весов в координатах параметров деформации осколков при различных энергиях возбуждения для каждой пары осколков. Вероятность выхода пара с массовыми числами  $A_H$  и  $A_L$  получается путем интегрирования по параметрам деформации осколков и суммирования по зарядам статистических весов

$$K(A_H, A_L) \propto \sum_Z \iint d\varepsilon_H d\varepsilon_L \int_0^{E_{sc}} \rho_H(E_{sc} - U) \rho_L(U) dU.$$

Здесь  $\rho_H$  и  $\rho_L$  - плотности уровней ядер,  $E_{sc}$  - энергия возбуждения в точке разрыва,  $\varepsilon_H$  и  $\varepsilon_L$  - параметры деформации осколков. Дополнительным параметром конфигурации является расстояние между ближайши-

ми полюсами осколков, которое определяется из условия малости ядерной части взаимодействия между осколками и равно примерно 3 фм. При этом кинетическая энергия осколков на бесконечности равна кулоновской энергии взаимодействия, поскольку пренебрегаем кинетической энергией в точке разрыва. Средние значения и дисперсия кинетической энергии вычислялись путём усреднения по области изменения параметров деформации осколков. Энергия возбуждения в точке разрыва равна разности между величиной энерговыделения и потенциальной энергией  $V_{sc}$ , равной сумме энергии деформации осколков и кулоновской энергии взаимодействия между осколками. Энергия деформации вычислялась по методу оболочечной поправки Струтинского. Плотность уровней рассчитывалась по сверхтекучей модели ядра, в рамках которой учитывается оболочечная структура одночастичного спектра и парные корреляции. Одночастичные спектры вычислялись в деформированном потенциале типа Вудса-Саксона.

Статистический вес конфигурации определяется в основном потенциальной энергией в точке разрыва. На рис. 1а приведены рассчитанные зависимости  $V_{sc}$  относительно седловой точки  $V_B$  от массового числа тяжёлого осколка при делении составных ядер  $^{227}\text{Ac}$  и  $^{213}\text{At}$ . В случае  $^{227}\text{Ac}$  получается, как и для актинидных ядер, максимальная энергия возбуждения для пар с магическими осколками с  $Z=50$  и  $N=82$ . При делении  $^{213}\text{At}$  эта зависимость меняется таким образом, что энергия возбуждения для симметричного разделения становится больше, что также следует из анализа энергетической зависимости асимметричного деления  $^{213}\text{At}$  [2]. Для данных на рис. 1а принято, что барьер деления  $V_f = 17$  МэВ для  $^{213}\text{At}$  и  $V_f = 7,2$  МэВ для  $^{227}\text{Ac}$ . Из рис. 1а следует, что точка разрыва для ядра  $^{213}\text{At}$  лежит по энергии выше основного состояния и при самых низких энергиях  $\alpha$ -частиц в работе [1]  $E_\alpha = 34,7$  МэВ является низкоэнергетическим, так как  $E_{sc} \leq 19$  МэВ. Поскольку энергия возбуждения невелика, то сохраняется влияние оболочек в осколках. Это видно на примере расчёта средних кинетических энергий, приведённом на рис. 1б, для деления  $^{213}\text{At}$  при энергии возбуждения  $E_c = 25$  МэВ и  $^{227}\text{Ac}$  при  $E_c = 15$  МэВ. Как видно из рис. 1б, и в случае деления  $^{213}\text{At}$  сохраняется характерный провал в  $E_K(A_H)$  при симметричном разделении, связанный с влиянием оболочек  $Z=50$  и  $N=82$ . В работе [1] отмечалось сильное отклонение зависимости  $E_K(A_H)$  для  $^{213}\text{At}$  от спадающей параболической зависимости, предсказываемой моделью жидкой капли. Таким образом, зависимость  $E_K(A_H)$  на рис. 1б согласуется с наблюдаемой на опыте.

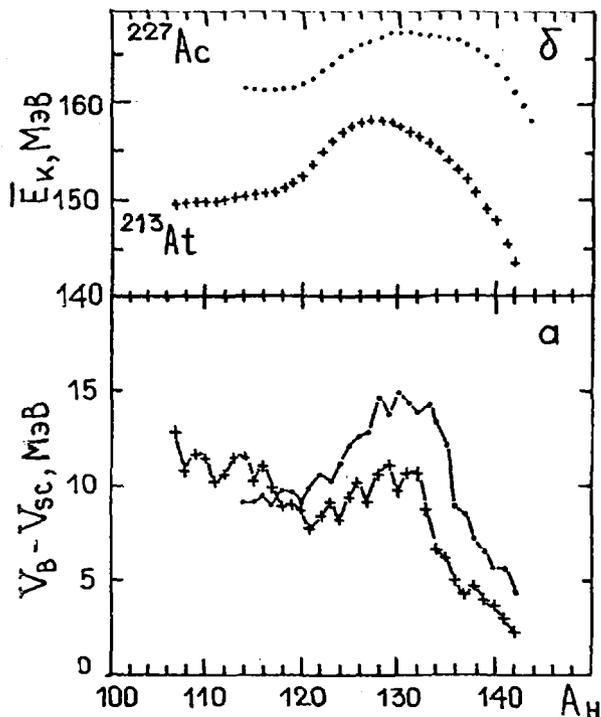


Рис. 1. Зависимость от массы тяжёлого осколка разности между потенциальными энергиями на барьере и в точке разрыва ( а ) и средних кинетических энергий ( δ ): • - расчёт для Ac при  $E_c = 15$  МэВ; + - расчёт для At при  $E_c = 25$  МэВ.

На рис.2 показано сравнение рассчитанного массового распределения деления ядра  $^{213}\text{At}$  с экспериментальным из реакции  $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$  при  $E_\alpha = 34,7$  МэВ, а также рассчитанное массовое распределение для  $^{227}\text{Ac}$  при  $E_c = 15$  МэВ. Как видно из рис.2, теоретические распределения  $\gamma(A_H)$  имеют асимметричную составляющую при  $A_H \approx 130$ , как и для актинидных ядер [6]. Из сравнения с распределением для  $^{227}\text{Ac}$  видно, что для ядер легче Ac асимметричная составляющая в выходах масс убывает. На опыте асимметричный пик подавлен значительно сильнее и находится при  $A_H \approx 140$ , как и в случае деления актинидных ядер. В работе [2] отмечалось, что асимметричный пик при самых низких энергиях возбуждения имеет структуру при  $A_H \approx 130$ , что совпадает с

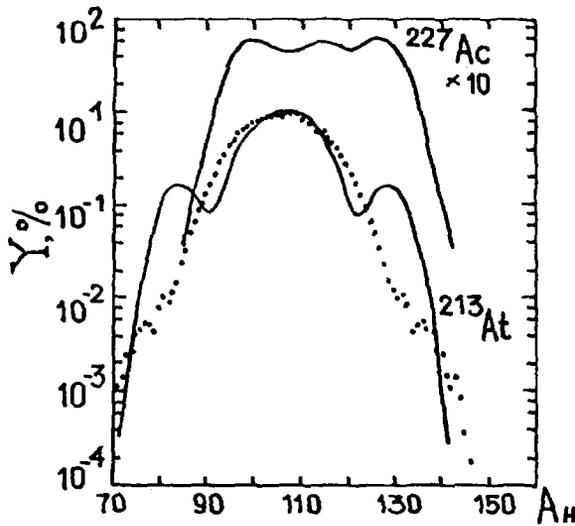


Рис. 2. Массовые распределения  $Y(A_H)$ : точки - опытные данные для At [2]; сплошные кривые - расчёт при  $E_c = 25$  МэВ для At и  $E_c = 15$  МэВ для Ac

расчётом. Ширина рассчитанного симметричного пика отличается от экспериментальной только на 4 массовые единицы. Рассчитанная зависимость отношения симметричного пика к асимметричному слабо зависит от энергии возбуждения, что согласуется с опытом [2] и связано с характером зависимости  $v_{bc}(A_H)$ , показанной на рис. 1а.

Таким образом, учёт оболочечной структуры осколков в точке разрыва позволяет объяснить результаты по асимметричному делению доактинидных ядер. Представляется возможным устранить оставшиеся расхождения между расчётом и экспериментальными данными путём совершенствования модели. В частности, в работе [7] было показано, что учёт обмена между осколками после разрыва шейки может привести к смещению асимметричного пика от  $A_H = 130$  до  $A_H = 140$ . В рамках рассматриваемой модели получено, что асимметричная составляющая в  $Y(A_H)$  убывает с уменьшением  $Z^2/A$ , поэтому представляет интерес проследить эту тенденцию для деления ядер с  $Z \leq 83$ .

### Список литературы

1. Грузинцев Е.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, Вып. 10, с. 449.
2. Грузинцев Е.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, Вып. 8, с. 304.
3. Pashkevich V.V. - Nucl. Phys., 1971, v. A169, p. 275.
4. Negels J.W. et.al. - Phys. Rev., 1978, v. C17, N. 3, p. 1098.
5. Рубченя В.А., Явшиц С.Г. - Препринт ФИ - 163, Л., 1983.
6. Рубченя В.А. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5 Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980г., М., 1980, часть 3, с. 137 и с. 143.
7. Рубченя В.А., Явшиц С.Г. - Препринт ФИ - 146, Л., 1983.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ  
ТОЧКИ РАЗРЫВА.

В.А.Рубченя, С.Г.Явшиц

(Радионный институт им.В.Г.Хлопина)

Рассмотрены некоторые аспекты динамики делящейся системы вблизи точки разрыва. Предложен метод перехода от конфигурации ядра перед разрывом к конфигурации двух осколков и модель обмена нуклонами между осколками. Для деления  $^{236}\text{U}$  рассчитаны массовые распределения осколков, согласующиеся с экспериментальными данными.

Some aspects of fission dynamic near the scission point are considered. The method of transition from configuration of nucleus before scission to configuration of two fragments and nucleon exchange model for fragments are suggested. The mass distribution of fission fragments for case of fission of  $^{236}\text{U}$  are calculated in accordance with experimental data.

В процессе движения делящегося ядра от седловой точки до точки разрыва ядро становится неустойчивым по отношению к развалу на два осколка. Неустойчивость возникает как следствие формирования индивидуальной оболочечной структуры образовавшихся осколков. В результате параметризация формы делящегося ядра единой фигурой перестает быть корректной. Дальнейшее описание эволюции системы требует перехода к конфигурации двух (или более) осколков. Такой переход может быть получен в предположении быстрого разрыва шейки конечной толщины порядка  $2 \text{ фм}$  [1]. Условие быстрого разрыва означает, что волновая функция системы за время разрыва практически не меняется, что позволяет найти способ перехода, не прослеживая детально процессов, протекающих в шейке в момент разрыва. Для этого заменим условие неизменности волновой функции условием приближенного равенства функций распределения плотности нуклонов до и после разрыва в форме сохранения нескольких первых моментов распределения.

Предполагая аксиальную симметрию конфигураций, в цилиндрических координатах  $(r, z)$  моменты имеют вид:

$$I_{em} = 2\pi/A \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot z^e \int_0^{\infty} dr \cdot r^{m+1} \rho(r, z), \quad (I)$$

где  $\rho(r, z)$  — функция распределения плотности.

Связь между параметрами деформации ядра до разрыва и параметрами оболочечной конфигурации определяется системой уравнений, выражающих сохранение моментов:

$$I_{\ell m}(\{d_i\}) = I_{\ell m}(\{d_f\}). \quad (2)$$

Здесь введены коллективные координаты  $\{d_i\}$ , описывающие форму ядра в параметризации единой фигурой, и координаты  $\{d_f\}$ , задающие конфигурацию системы осколков, причем оба набора координат берутся на линии разрыва. Моменты, стоящие в правой части системы (2), рассчитываются с функцией распределения плотности, равной сумме функций распределения плотностей осколков.

Уравнения (2) для низших моментов имеют простой физический смысл: уравнение для  $I_{00}$  выражает сохранение числа частиц; уравнение для  $I_{10}$  — сохранение центра тяжести; уравнения для  $I_{20}$ ,  $I_{02}$  — размеры по оси  $z$  и  $r$  и т.д. Массовые числа осколков  $A_1$ ,  $A_2$  определяются условием:  $A_i = AV_i/V$ , где  $A = A_1 + A_2$  — масса делящегося ядра,

$V = V_1 + V_2$  — его объем,  $V_i$  — объемы осколков, равные объемам левой и правой частей фигуры при проведении сечения через точку с минимальным диаметром. Заряды осколков связаны с массой условием, предполагающим равномерное распределение заряда по объему ядра:  $Z_i = A_i/A Z$ ,  $Z = Z_1 + Z_2$  — заряд делящегося ядра.

В качестве набора  $\{d_i\}$  использовались параметры деформации формы ядра, заданной в лемнискатных координатах [2]:  $\{d_i\} = (\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$ , где  $\alpha$  — параметр лемнискаты,  $\alpha_4$  — параметр гексадекаполюсной деформации,  $\alpha_1$  — параметр асимметрии конфигурации. Набор  $\{d_f\}$  определялся как  $\{d_f\} \equiv (A_1, Z_1, d^1; A_2, Z_2, d^2; \Delta)$ , где  $d^1, d^2$  — параметры лемнискаты осколков,  $\Delta$  — расстояние между ближайшими полюсами осколков. Функция распределения плотности нуклонов выбиралась в виде распределений типа Вудса-Саксона [2] с параметрами:

$$\rho_0 = 1,12 A^{1/3} - 0,86 A^{-1/3}, \quad a = 0,56 \text{ фм}, \quad \rho_0 = 0,17.$$

На рис. 1 приведен пример перехода между конфигурациями  $\{d_i\} \equiv (\alpha=0,98, \alpha_1=0,04, \alpha_4=0,04)$  и  $\{d_f\} \equiv (A_1=130, Z_1=50, d^1=0,1; A_2=132, Z_2=42, d^2=0,37; \Delta=3,2 \text{ фм})$  для деления  $^{236}\text{U}$ . Как видно из рисунка, тяжелый магический осколок имеет форму, близкую к сферической.

В области разрыва были исследованы свойства потенциальной поверхности ядра в пространстве переменных  $(\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$ . Потенциальная энергия вычислялась по методу оболочечной поправки [3]:

$$V_{\text{pot}} = E_{\text{ld}} + \delta V + E_{\text{pair}}, \quad (3)$$

где  $E_{\text{ld}}$  - жидкокапельная часть энергии,  $\delta V, E_{\text{pair}}$  - оболочечная поправка и энергия спаривания.

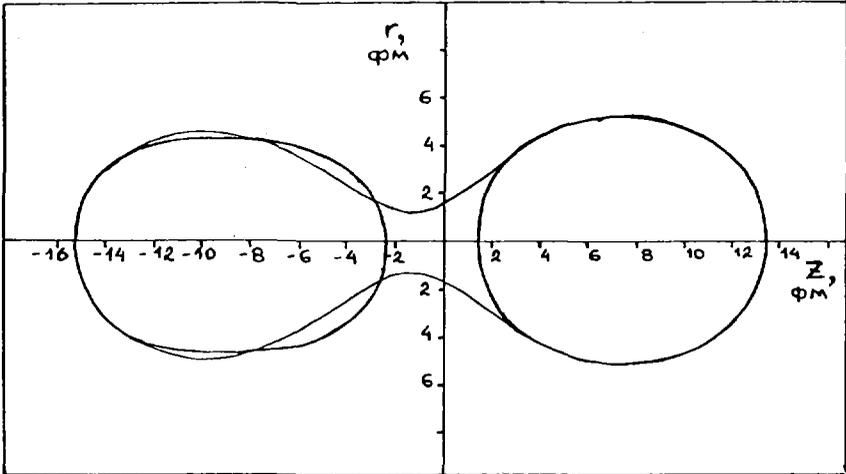


Рис.1. Переход от конфигурации ядра перед разрывом к конфигурации системы осколков:

$$\{\alpha_i\} \equiv (\alpha = 0,98, \alpha_1 = 0,04, \alpha_2 = 0,04), \quad \{Z_i\} \equiv (A_T = 130, Z_1 = 50, \alpha^1 = 0,1; \\ A_2 = 106, Z_2 = 42, \alpha^2 = 0,37; \quad \Delta = 3,2 \text{ фм})$$

Расчет спектров производился по программе "DIANA" [4] в деформированном потенциале типа Вудса-Саксона с параметрами деформации  $\{\alpha\}$  и параметрами потенциала, выбранными согласно [5]. Расчеты показывают, что как жидкокапельная часть  $E_{\text{ld}}$ , так и полная потенциальная энергия имеет минимум по  $\alpha_2$  при фиксированном значении  $\alpha_1$  и  $\alpha$ . Однако для  $E_{\text{ld}}$  этот минимум не зависит от асимметрии, в то время как для  $V_{\text{pot}}$  положение минимума испытывает скачок с изменением знака в области  $\alpha_1 = 0,04 + 0,05$ , что соответствует массе тяжелого осколка  $A_T = 130 + 133$ . Такой результат можно рассматривать как проявление оболочечной структуры формирующегося дважды магического осколка  $132_{50}$ .

При фиксированном значении значение радиуса шейки  $R_w$  зависит от  $\alpha_1$  в том случае, когда  $\alpha_2$  выбирается из условия минимума  $V_{\text{pot}}$  и постоянно, если  $\alpha_2$  определяется из минимизации  $E_{\text{ld}}$ , что также

можно рассматривать как влияние структуры ядра на радиус шейки в области разрыва. Однако максимальный статистический вес в обоих случаях соответствует симметричной конфигурации, что не согласуется с экспериментальными данными по низкоэнергетическому делению  $^{236}\text{U}$ . Поэтому необходимо учесть влияние структуры ядра в области разрыва и на деформацию, определяемую параметром  $\alpha$ . В силу отсутствия количественного критерия устойчивости ядра относительно развала такой учет приходится производить феноменологически, считая, что оболочечная структура образующегося дваждымагического осколка  $^{132}\text{Sn}$  проявляется в виде максимального статистического веса у этой конфигурации, как это имеет место в статистическом подходе [6]. В рамках используемой параметризации такой учет структуры ядра приводит к минимуму критического значения радиуса шейки  $R_{ш}^{кр}$  для конфигураций, приводящих к образованию тяжелых осколков вблизи  $^{132}\text{Sn}$ .

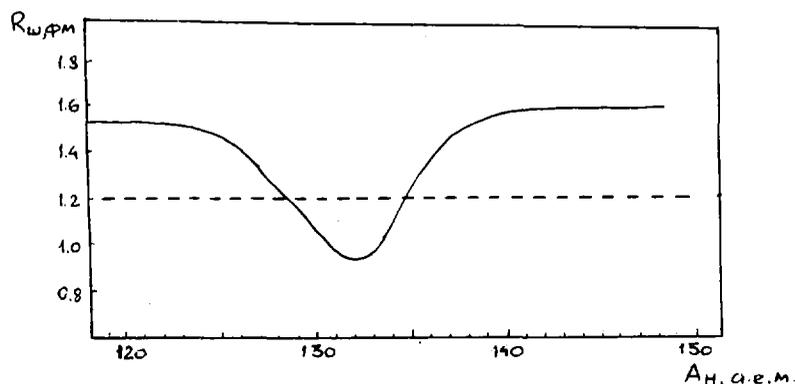


Рис.2. Зависимость  $R_{ш}^{кр}$  от параметра асимметрии  $\alpha_1$  (— для низкоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$ , - - - для высокоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$ )

На рис.2 показана предполагаемая зависимость  $R_{ш}^{кр}$  от параметра асимметрии  $\alpha_1$  для высокоэнергетического (минимизация  $E_{fd}$ ) и низкоэнергетического (минимизация  $V_{pot}$ ) деления  $^{236}\text{U}$ . Значение критического радиуса полностью определяет форму ядра перед разрывом, т.е. набор  $\{\alpha_i\}_p$ .

Другим следствием быстрого разрыва является нарушение статистического равновесия, сложившегося в ядре к моменту разрыва в результате вязкого спуска [7]. Эффекты неравновесности в осколочной системе будут приводить прежде всего к появлению потоков массы и

заряда между осколками. Действительно, за короткий промежуток времени в каждом из осколков устанавливается приблизительно независимое среднее поле. Однако химические потенциалы частиц, принадлежащих разным осколкам, в общем случае не равны, т.е. возникает пространственный градиент химического потенциала, что и приводит к потокам частиц из осколка в осколок. В силу периферийности процесса величина и скорость обмена невелики и для описания процесса обмена можно использовать диффузионное приближение [8,9], где управляющим уравнением является уравнение Фоккера-Планка. Для вычисления транспортных коэффициентов, входящих в управляющее уравнение, использовалась модель подбарьерного обмена [9]. Непосредственно после разрыва потенциал, в котором рассматривается движение нуклонов, представляет из себя две потенциальные ямы, разделенные барьером, поэтому обмен идет путем подбарьерных переходов. Интенсивность обмена определяется, в основном, величиной барьера, а направление - разностью соответствующих химических потенциалов. Решение управляющего уравнения для переменных  $A_I, Z_I$ , т.е. массы и заряда одного из осколков, определяется начальным распределением осколков, транспортными коэффициентами и временем взаимодействия осколков путем обмена.

Для обоих случаев - низкоэнергетического и высокоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$  вычислялся статистический вес конфигураций согласно [10], определяющий начальное распределение осколков по массам и зарядам, решалась система (2) и для полученной осколочной конфигурации в модели подбарьерного обмена находились транспортные коэффициенты и конечные распределения осколков. Результаты расчетов транспортных коэффициентов для низкоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$  показывают, что в области масс тяжелых осколков от 124 до 132 а.е.м. система неустойчива по отношению к переходам из легкого осколка в тяжелый, а затем направление среднего тока меняется на обратное. Такой результат является следствием оболочечной структуры ядер, близких к дважды магическому ядру  $^{132}\text{Sn}$ , уровень Ферми которых находится ниже, чем уровень Ферми соответствующих легких осколков.

На рис.3 приведены начальное и конечное массовые распределения осколков низкоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$  при  $\tau_{\text{вз}}=5 \cdot 10^{-21}$  с в сравнении с экспериментальными данными. Как видно, полученные конечные распределения согласуются с экспериментальными. Результаты расчетов для высокоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$  показывают, что разностный ток нуклонов близок к нулю во всей рассматриваемой области масс осколков. Обмен в этом случае приводит лишь к уширению

начального распределения, сохраняя преимущественный выход осколков симметричного деления.

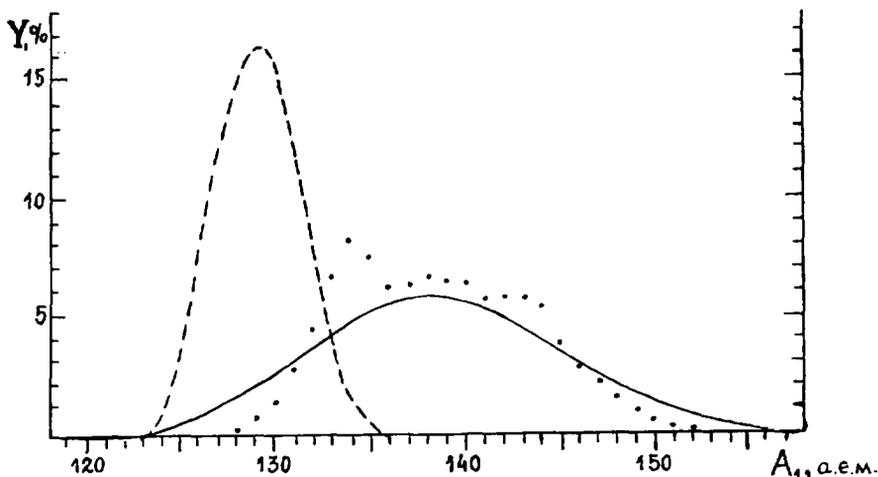


Рис.3. Начальное (---), конечное (—) и экспериментальное распределения по массам осколков низкоэнергетического деления  $^{236}\text{U}$

Таким образом, результаты, полученные в рамках предлагаемой модели, показывают, что на конечной стадии деления ядра необходимо рассматривать как равновесные свойства конфигурации ядра перед разрывом, так и неравновесные эффекты в системе осколков. Более полное описание требует включения дополнительных степеней свободы, что позволит применить модель и к расчетам таких характеристик, как распределения кинетических энергий и энергий возбуждения осколков.

#### Список литературы

1. Рубчєна В.А., Явщиц С.Г. Препринт РИ-163, Л., Радиєвий ин-т им.В.Г.Хлопина, 1983.
2. Pashkevich V.V. - Nucl.Phys., 1971, v.A169, p.275.
3. Strutinsky V.M. - Nucl.Phys., 1969, v.A132, p.1.
4. Рубчєна В.А., Пашкевич В.В. - Бюллетень центра данных ЛМФ, 1976, вып.3, с.3.
5. Соловьєв В.Г. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
6. Рубчєна В.А. Препринт РИ-104, Л., Радиєвий ин-т им.В.Г.Хлопина, 1979.
7. Koonin S.P., Nix J.R. - Phys.Rev., 1976, v.13, p.209.
8. Nörenberg W.N. - Z. Phys., 1975, v.A274, p.241.
9. Рубчєна В.А., Явщиц С.Г. Препринт РИ-146, Л., Радиєвий ин-т им.В.Г.Хлопина, 1981.
10. Игнатьєв А.В. - Ядерная физика, 1979, т.29, 875.

МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ  
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Л.Н.Андроненко, Л.А.Вайшнене, А.А.Котов,  
М.М.Нестеров, В.Нойсберт, Н.А.Тарасов

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Исследованы массовые распределения осколков деления высоковозбужденных ядер. Показано, что распределения, полученные с помощью время-пролетной методики, меняют характер при переходе от тяжелых ядер к легким. Этот эффект связывается с предсказываемым в модели жидкой капли переходом в область массовой неустойчивости.

The mass distributions of fission fragments emitted by highly excited nuclei have been investigated. It has been shown that the fragment mass distributions obtained by the time-of-flight method change their character in the region of the light nuclei.

Известно, что при высоких энергиях возбуждения оболочечные эффекты в ядрах исчезают. При этом для описания коллективного движения ядер может быть использована модель жидкой капли, которая предсказывает изменение характера массовых распределений осколков при делении легких ядер (в районе ядер серебра) [1]. Для изучения этого явления было проведено исследование процесса деления ядер

$\text{Bi}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Sb}$ ,  $\text{Ag}$  и  $\text{Ni}$ , которое возможно только в ядерных реакциях, приводящих к высоким энергиям возбуждения делящихся ядер. Такие высоковозбужденные ядра могут быть получены при взаимодействии с частицами высоких энергий. Нам кажется предпочтительным исследовать деление, вызываемое высокоэнергетичными нуклонами, что приводит, в отличие от реакций с тяжелыми ионами, к относительно небольшому угловому моменту делящейся системы. В этом случае можно избежать трудностей, связанных с влиянием углового момента и начальной массовой асимметрии в системе мишень-ион на исследуемое массовое распределение осколков.

Эксперименты были выполнены на выведенном пучке протонов с энергией 1 ГэВ синхротронного ускорителя ЛИЯФ с использованием двухплечевого спектрометра. Измерение массы осколка в первом плече спект-

рометра осуществлялось путем измерения его энергии и времени пролета. Эксперименты проводились в двух вариантах, отличающихся друг от друга типом детекторов, используемых во втором плече спектрометра для регистрации дополнительного осколка. В первом варианте измерялась только энергия дополнительного осколка с помощью полупроводникового Si (Au) - детектора. Во втором варианте вместо Si (Au) - детектора был установлен чувствительный к месту регистрации плоско-параллельный лавинный счетчик, который дал возможность измерять время пролета второго осколка и угол между направлениями разлета осколков двойного деления ядер. Это позволило однозначно выделить процесс двойного распада ядер на фоне других процессов.

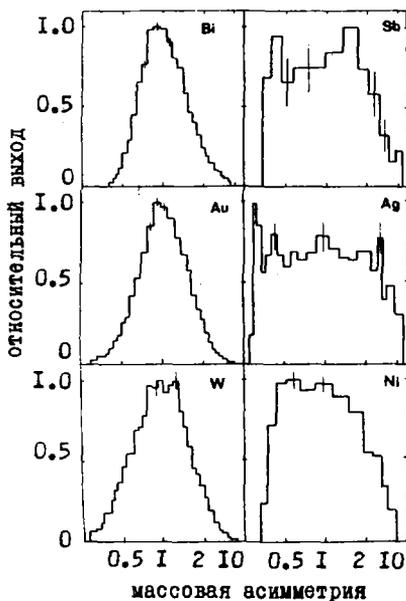


Рис.1.

На рис.1 изображены массовые распределения, полученные для мишеней Bi, Au, W, Sb, Ag и Ni при облучении протонами с энергией 1 ГэВ. На гистограммах видно увеличение асимметрии масс с уменьшением массового числа ядра мишени. Максимум, являющийся характерным для симметричного деления таких ядер, как Bi, Au и W, исчезает для ядер Sb, Ag и Ni.

Для выяснения причин наблюдаемого эффекта был проведен теоретический анализ в рамках каскадно-испарительной модели и статистической теории деления без учета структурных эффектов [2]. В работе [3] показано, что такой подход позволяет объяснить полученные в эксперименте массовые распределения осколков деления

как тяжелых, так и средне-тяжелых ядер. Проведенный в настоящей работе анализ показывает, что изменение формы массовых распределений для ядер  $Sb$ ,  $Ag$  и  $Ni$  обусловлено не только обсуждавшимся в работе [3] широким спектром и большой величиной энергии возбуждения делящихся ядер, но и процессом испарения нейтронов и других легких частиц из высоковозбужденных осколков деления. На рис. 2 приведены рассчитанные массовые распределения продуктов деления ядер золота и серебра с учетом (сплошная гистограмма) и без учета (пунктирная гистограмма) процесса испарения частиц из возбужденных осколков.

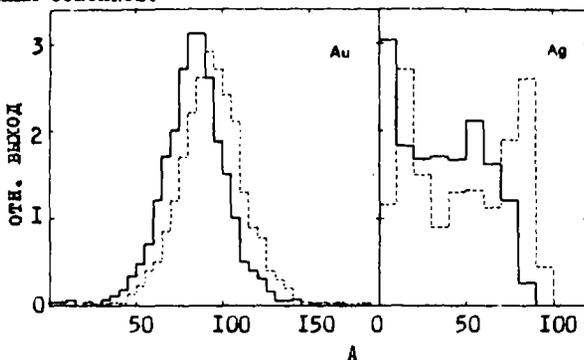


Рис. 2.

Из рисунка 2 видно, что при делении тяжелых ядер этот процесс приводит к изменению положения среднего и ширины массового распределения, но не влияет существенно на его форму. В то же время расчет показывает, что массовое распределение осколков деления

$Ag$  протонами с энергией 1 ГэВ до испарения из них частиц, т.е. в точке разрыва, является асимметричным. Испарение частиц из высоковозбужденных осколков сглаживает асимметрию и делает массовое распределение равномерным, т.е. таким, каким оно наблюдается в эксперименте.

Для того чтобы экспериментально наблюдать асимметричный характер массового распределения, необходимо провести измерения такой характеристики реакции, на которую в меньшей степени оказывает влияние процесс испарения частиц из осколков, или произвести отбор событий, соответствующих сравнительно небольшим энергиям возбуждения делящихся ядер. Можно ожидать, что процесс испарения частиц из возбужденных осколков в меньшей степени исма-

жает распределение осколков по скорости, поскольку в системе центра масс испарение носит изотропный характер. Полученные экспериментальные распределения по скорости осколков деления ядер  $\text{Bi}$  и  $\text{Ag}$  протонами с энергией 1 ГэВ представлены на рис.3.

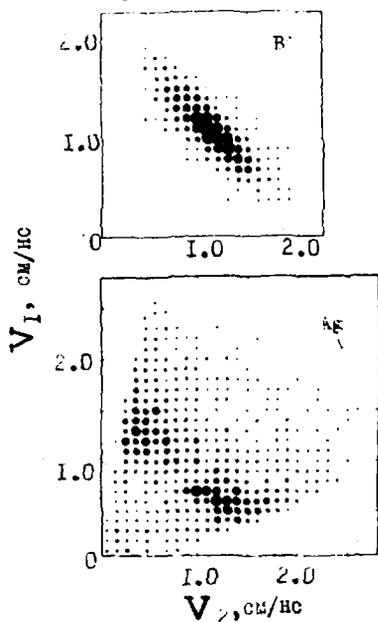


Рис.3.

Видно, что если отношение скоростей осколков деления ядер  $\text{Bi}$  группируются в симметричной области, то соответствующее распределение для ядер  $\text{Ag}$  носит ярко выраженный асимметричный характер и подтверждает сделанные выше выводы об эффектах асимметрии в массовых распределениях.

Таким образом, можно считать, что наблюдаемое в эксперименте изменение формы массовых распределений продуктов деления ядер легче  $\text{Sb}$  по сравнению с тяжелыми ядрами  $\text{Bi}$ ,  $\text{Au}$  и  $\text{W}$  свидетельствует о переходе в область массовой неустойчивости.

#### Список литературы

1. Fazio G., *Nuovo Sim.*, 1955, v.1, p. 629, 1277.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. - "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами". 1972, Москва, Атомиздат.
3. Andronenko E.N., Kotov A.A., Nesterov M.M. et al. *Zeit. Phys.*, 1962, v.210, 247.

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ДЕЛЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ

Г.Д.Алеев, И.И.Гончар

(Омский государственный университет)

Изучено влияние неравновесности процесса деления на величину дисперсии кулоновской энергии взаимодействия осколков  $\sigma_{\nu}^2$ . Результаты статистической и динамической теорий получены как пределы соответственно большого и малого трения по делительной степени свободы.

THE INFLUENCE OF FISSION NONEQUILIBRATION ON THE FRAGMENTS ENERGY DISTRIBUTION. The influence of fission nonequilibrium on the variance  $\sigma_{\nu}^2$  of the Coulomb energy of fragments interaction is studied. Results of statistical and dynamical theories are obtained as the limiting cases of large and small friction of the separation degree of freedom respectively.

Существующие в настоящее время динамические [1-3] и статистические [4-6] модели деления не объясняют ни абсолютных значений дисперсий кинетических энергий осколков, ни быстрого роста этих дисперсий с увеличением заряда делящегося ядра [7]. Недавно для описания распределений осколков по массам и энергиям начали применять уравнение Фоккера-Планка для квантовой функции распределения [8-10]. Такой подход позволяет учесть динамику процесса деления, его диссипативный характер, квантовые и тепловые флуктуации. Он дает возможность также получить результаты динамических и статистических моделей как предельные случаи малого и большого трения по делительной степени свободы, исследовать влияние неравновесности на ширины распределений осколков. Результаты таких расчетов для энергетического распределения представлены в настоящем докладе.

Исходным является уравнение Фоккера-Планка для квантовой функции распределения  $P(\vec{x}, t)$ :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \sum_{i=1}^4 \frac{\partial}{\partial x_i} [\Phi_i(\vec{x}, t) P] + \sum_{i,k=1}^4 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} [D_{ik}(\vec{x}, t) P],$$

$$\begin{aligned} \vec{x} &= (x_1, x_2, x_3, x_4), & \Phi_1 &= v_x^2, & \Phi_2 &= v_y^2, & (1) \\ x_1 &= 2(\rho \cdot \rho_{sd}) \equiv x, & \Phi_3 &= -(m_{x,x} v_x^2 + \eta_x v_x^2 + U_x) / m_x, \\ x_2 &= h = y, & x_3 &= v_x, & x_4 &= v_y, & \Phi_4 &= -(m_{y,y} v_y^2 + \eta_y v_y^2 + U_y) / m_y. \end{aligned}$$

В формулах (1)  $\rho$  — половина расстояния между центрами масс будущих осколков в единицах радиуса равновеликой делящемуся ядру сферы  $R_0$ ; индекс *sd* означает, что значение величины берется в седловой точке;  $h$  — параметр формы ядра, определяющий толщину шейки (см. например, [17]); индекс, стоящий после запятой, означает дифференцирование по данной переменной.

Расчеты проводились с аппроксимацией зависимости потенциальной энергии  $U(x, y)$  от  $x$  перевернутой параболой:

$$U(x, y) = -\Delta E \left( \frac{x}{x_s} \right)^2 + \frac{C_h y^2}{2}. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta E > 0$  — разность энергий деформации в седле и в точке разрыва, индекс *sc* указывает, что значение величины берется в точке разрыва. Жесткость  $C_h$  брали равной 300 МэВ, что приблизительно соответствует средней жидкокапельной жесткости на пути от седла до разрыва для ядер, тяжелее радия.

Фрикционные и инерционные параметры  $\eta_x, \eta_y, m_x, m_y$  считались постоянными и рассматривались в качестве свободных. В тензоре диффузии считались ненулевыми лишь компоненты

$$D_{xx} \equiv D_x = \eta_x T / m_x^2, \quad D_{yy} \equiv D_y = \eta_y T^* / m_y^2 \quad (3)$$

Здесь  $T^* = (\hbar \omega / 2) \operatorname{ctth}(\hbar \omega / 2T)$ ,  $T$  — температура, которая вычислялась по формуле

$$T = [10(E^* + \Delta E / 2 - E_f) / A]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $A$  — массовое число делящегося ядра,  $E^*$  — энергия возбуждения,  $E_f$  — жидкокапельный порог деления. Величина  $\Delta E / 2$  введена в определение температуры, чтобы учесть диссипацию энергии при спуске от седла до разрыва.

Решение уравнения (1), отвечающее  $\delta$ -образным начальным условиям (функция Грина), выбиралось гауссовым с параметрами, зависящи-

ми от времени. В силу линейности уравнений Ланжевена, соответствующих уравнению (I), для этих параметров можно получить аналитические выражения [10]. В реальном случае распределение по коллективным переменным в седловой точке, которая берется в качестве начальной в наших расчетах, видимо, ближе к равновесному, чем к  $\delta$ -образному. Чтобы учесть это, в вычислениях использовали не функцию Грина уравнения (I), а ее свертку с начальным равновесным распределением на барьере. При этом начальные ширины распределений по  $x$ ,  $y$ ,  $v_x$ ,  $v_y$  определяются параметрами  $m_x, m_y$ , барьерным значением жесткости  $\hbar$ -моды  $C_{\hbar sd}$  и температурой в седловой точке, которую вычисляли по формуле (4) с  $\Delta E = 0$ .

В данном докладе представлены результаты вычисления дисперсии кулоновской энергии отталкивания осколков  $\sigma_{v_c}^2$ , которая, как предполагается, должна давать основной вклад в дисперсию кинетической энергии осколков. Вычисление  $\sigma_{v_c}^2$  проводилось по методу, предложенному в [10] с использованием линии деления, которая аппроксимируется вблизи точки разрыва прямой  $y - y_{sc} = b_0 (x - x_{sc})$ . Коэффициент  $b_0$  в зависимости от предположений о конфигурации разрыва может меняться от  $-0,62$ , если разрыв происходит при радиусе шейки  $r_n \approx 0,3 R_0$ , до  $-0,47$  при  $r_n = 0$ . Наши "флуктуационно-диссипативные" расчеты мы сравнивали со статистическим и динамическим пределами. Статистический предел вычисляется по формуле ([10])

$$\sigma_{v_c}^2 = \left[ \left( \frac{\partial V_c}{\partial x} \right)_{sc} + \left( \frac{\partial V_c}{\partial y} \right)_{sc} b_0 \right]^2 \sigma_y^2 / b_0^2, \quad (5)$$

где для  $\sigma_y^2$  надо брать равновесное значение в точке разрыва. Под динамическим пределом понимается значение  $\sigma_{v_c}^2$ , которое получается, если положить  $\eta_x = \eta_{sc} = 0$ , т.е. исключить на спуске с барьера трение и флуктуации. В этом случае  $\sigma_{v_c}^2$  вычисляется по формуле (15) работы [10], при этом для вычисления  $\sum_x^2$  используются

$$\sigma_y^2 = T_{sd}^* / C_{\hbar sd} \left( \frac{\omega_y^2}{\omega_y^2} \sin^2 \omega_y t + \cos^2 \omega_y t \right), \quad (6)$$

$$\sigma_x^2 = \frac{T_{sd}}{m_x} \left( 1 - \frac{2}{\pi} \right) (\text{sh}^2 \omega_x t) / \omega_x^2,$$

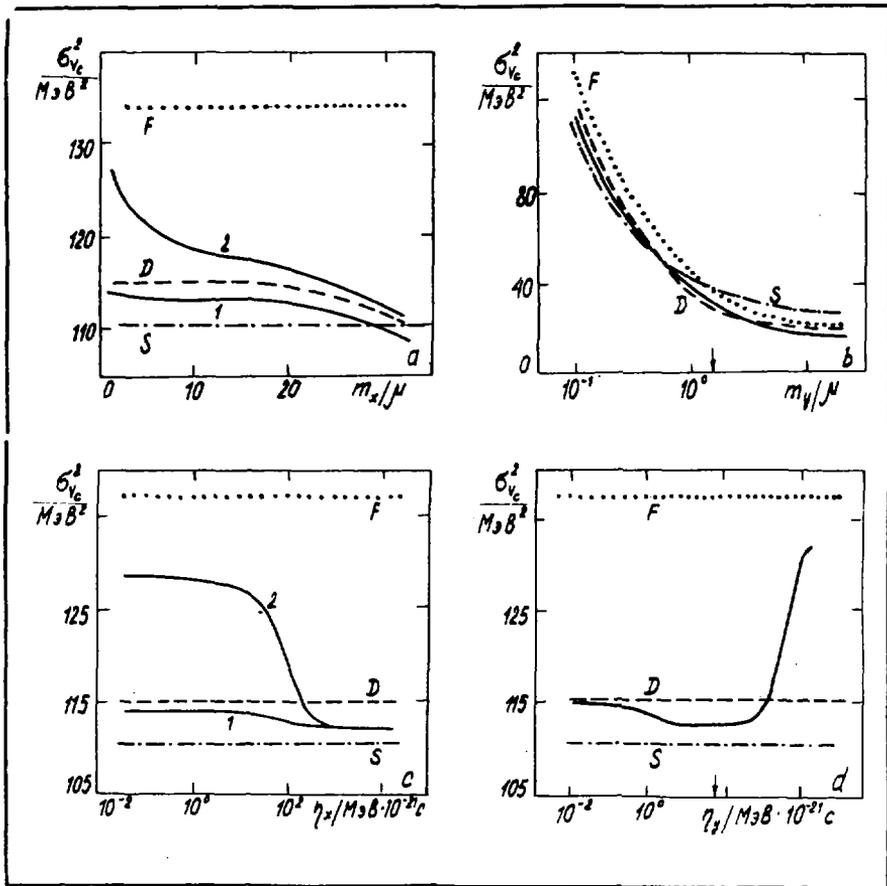
$$x_m = \left( \frac{2}{\pi} \cdot \frac{T_{sd}}{m_x} \right)^{1/2} \frac{1}{\omega_x} \text{sh} \omega_x t, \quad (7)$$

где  $\omega_x^2 = 2 \Delta E / (m_x x_{sc}^2)$ ,  $\omega_y = \sqrt{C_{\hbar} / m_y}$ .

В случае очень большого трения по  $y$  ( $\eta_y \gg 2\sqrt{m_y c \hbar}$ ) в расчетах появляется еще одно предельное значение — предел замороженных начальных условий. При его вычислении для  $\sigma_x^2$  и  $X_m$  используются формулы (?), а  $\sigma_y^2$  принимаются равным  $T_{sd}^2 / C_{h,d}$ . Из рис. а видно, что  $\sigma_{vc}^2$  не слишком сильно зависит от  $m_x$ . При уменьшении  $m_x$   $\sigma_{vc}^2$  стремится к динамическому пределу для малых  $\eta_y$  (кривая 1) и к пределу замороженных начальных условий при больших  $\eta_y$  (кривая 2). Увеличение  $\sigma_{vc}^2$  при уменьшении  $m_y$  (рис. в) связано с возрастанием квантовых флуктуаций  $\hbar$ : при  $\hbar \omega_y \gg T$   $T \sim m_y^{-1/2}$ . С увеличением  $m_y$  эти флуктуации играют все меньшую роль и при  $\hbar \omega_y \ll T$   $\sigma_{vc}^2$  вовсе перестают зависеть от  $m_y$  ( $T \approx T$ ). Интересно, что изменение  $m_y$  приводит к изменению взаимного расположения предельных значений  $\sigma_{vc}^2$ : при больших  $m_y$  (классический предел) статистический предел является наибольшим, а при малых  $m_y$ , когда существенны квантовые флуктуации, — наименьшим.

Статистический предел оказывается пределом большого трения по делительной степени свободы при фиксированном  $\eta_y$ . Одновременное увеличение  $\eta_x$  и  $\eta_y$  может не приводить к уравниванию  $\sigma_y^2$  (и  $\sigma_{vc}^2$ ). Поскольку  $\sigma_{vc}^2$  можно для оценок считать пропорциональным  $\sigma_y^2(t_{sc})$ , то чем больше  $t_{sc}$ , тем ближе окажется  $\sigma_{vc}^2$  к равновесному значению, а  $t_{sc}$  возрастает с увеличением  $\eta_x$ . Увеличение  $\eta_y$  приближает  $\sigma_y^2(t_{sc})$  к равновесному значению при  $\eta_y < 2m_y \omega_y$ . Если же  $\eta_y \gg 2m_y \omega_y$ , то с увеличением  $\eta_y \sigma_y^2(t_{sc})$  отдаляется от своего равновесного значения.

Из результатов расчетов можно сделать вывод, что неравновесность процесса деления может как уменьшать, так и увеличивать значение  $\sigma_{vc}^2$ , вычисленное в предположении равновесных начальных условий, по сравнению со статистическим пределом. Величина  $\sigma_{vc}^2$ , вычисленная при  $\delta$ -образных начальных условиях, может лишь уменьшаться за счет неравновесности.



Зависимость дисперсии кулоновской энергии отталкивания осколков  $\sigma_{V_c}^2$  для  $^{236}\text{U}$  от фрикционных и инерционных параметров. Кривые 1 -  $\eta_y = 0.5 \text{ МэВ} \cdot 10^{-21} \text{ с}$ , 2 -  $\eta_y = 5000 = 5000 \text{ МэВ} \cdot 10^{-21} \text{ с}$ . Буквами обозначены:  $S$  - статистический предел,  $D$  - динамический предел,  $F$  - предел замороженных начальных условий.  $m_x = \mu$ ,  $m_y = 0, 1 \mu$ ,  $\eta_x = 15 \text{ МэВ} \cdot 10^{-21} \text{ с}$ ,  $E^* = 6 \text{ МэВ}$ ,  $b_0 = -0,5855$ .  $\mu$  - приведенная масса двух осколков. Стрелками показаны значения  $\eta_y = 2 m_y \omega_y$  (а) и  $m_y$ , соответствующее  $\hbar \omega_y / k = T$  (в)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nix J.R. - Nucl.Phys., 1965, v. 71, p.1.
2. Nix J.R. - Nucl. Phys., 1968, v. A130, p.1.
3. Hasse P.W. - Nucl.Phys., 1969, v.A 128, p.609.
4. Fong P. -Phys.Rev., 1964, v.B1338;Phys.Rev., 1956, v. 102,p.434.
5. Facchini U, Saetta-Menichella E. -Phys. Lett., 1974, v.49B,p.153.
6. Рубченя В.А. - Препринт РИ-104, Ленинград, 1979.
7. Lazarev Yu.a. - At,En.Rev., 1977,v.15,p.75.
8. Pomoraki K., Hofmann H. - J.Physique, 1981, v.42, p.381.
9. Samaddar S.K. et.al. - Physica Scripta, 1982, v.25,p.517.
10. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - Ядерная физика, 1983, т.37, с.1113.
11. Brack M. et.al. - Rev.Mod. Phys., 1972,v.44,p.320.

ИЗОВЕКТОРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛОТНОСТИ В ДЕЛЯЩЕМСЯ  
ЯДРЕ И ДИСПЕРСИИ ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ

Г.Д.Адеев, И.И.Гончар, Л.А.Марченко

(Омский государственный университет)

В гидродинамической модели рассчитаны энергии изовекторных колебаний плотности в делящемся ядре для форм, характерных для района разрыва. Рассчитанные значения энергий дипольных изовекторных колебаний использованы для определения эффективной массы, соответствующей обмену зарядом между осколками, и для оценок дисперсий зарядового распределения.

ISOVECTOR DENSITY VIBRATIONS IN THE FISSIONING NUCLEUS AND THE WIDTHS OF THE CHARGE DISTRIBUTION IN FISSION. Eigenenergies of the isovector density vibrations in the fissioning nucleus are calculated in the framework of hydrodynamical model. These eigenenergies are used for the estimation of the width of the charge distribution in fission.

Хорошо известно, что дисперсии зарядовых распределений осколков деления остаются практически постоянными при увеличении энергии возбуждения компаунд-ядра до 40-50 МэВ [1]. Эта экспериментальная закономерность, а также тот факт, что такое постоянство ширины зарядового распределения находится в противоречии с предсказаниями статистической модели [2,3], часто рассматривается [1,4] как указание на то, что основную роль при формировании дисперсий зарядового распределения играют квантовые нулевые изовекторные колебания плотности в делящемся ядре, а статистические флуктуации, по крайней мере при низкоэнергетическом делении, не вносят существенного вклада в дисперсии. Для такой интерпретации зависимости зарядового распределения от энергии возбуждения необходимо, чтобы энергии изовекторных колебаний плотности в основном состоянии заметно превосходили температуру компаунд-ядра при  $E^* = 40-50$  МэВ и были сравнимы с ней при более высоких энергиях возбуждения.

Подробное изучение изовекторных колебаний плотности в делящемся ядре и их роль в формировании зарядового распределения к настоящему времени почти совсем отсутствует. Как единственное исключение отметим работу [5], в которой изовекторные колебания рассматривались для ограниченного класса форм делящегося ядра. Целью настоящей рабо-

ты явилось систематическое изучение изовекторных колебаний плотности в рамках гидродинамической модели [6] для форм деформирующегося ядра, характерных при его спуске с седловой точки к точке разрыва. Была использована параметризация  $\{c, h, \alpha\}$  [7]. Рассчитанные значения энергий дипольных изовекторных колебаний затем использованы для оценок дисперсии зарядового распределения при его динамическом описании. При динамическом рассмотрении формирования зарядового распределения инерционные параметры и частоты изовекторных колебаний, обнаруживая сильную зависимость от вытянутости ядра и параметра шейки, в значительной степени определяют общую картину эволюции зарядового распределения.

В гидродинамической модели предполагается, что ядерное вещество состоит из двух взаимопроникающих жидкостей: протонной с плотностью  $\rho_p$  и нейтронной с плотностью  $\rho_n$ . Считается, что ядерное вещество в целом является несжимаемым и полная плотность  $\rho_0 = \rho_p(\vec{r}, t) + \rho_n(\vec{r}, t)$  не зависит от времени. При разделении ядра на осколки начинает происходить перераспределение плотностей, которое описывается флуктуацией плотности  $\eta(\vec{r}, t)$ . Протонная и нейтронная плотность выражается через флуктуацию следующим образом:

$$\rho_p(\vec{r}, t) = \rho_{p0} [1 + \eta(\vec{r}, t)], \quad \rho_n(\vec{r}, t) = \rho_{n0} [1 - \frac{Z}{N} \eta(\vec{r}, t)], \quad (1)$$

где  $\rho_{p0}$  и  $\rho_{n0} = Z/N \cdot \rho_{p0}$  — равновесные протонная и нейтронная плотности. Флуктуация  $\eta(\vec{r}, t)$  удовлетворяет волновому уравнению [8] с фазовой скоростью  $U = \delta a_{sym} ZN / (M^* A)$ , где  $M^*$  — эффективная масса нуклона и  $a_{sym}$  — коэффициент энергии симметрии в формуле Вайцеккера. При гармонических колебаниях плотности  $\eta(\vec{r}, t) = \eta(\vec{r}) e^{-i\omega t}$  находим, что  $\eta(\vec{r})$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\nabla^2 \eta(\vec{r}) + k^2 \eta(\vec{r}) = 0 \quad (2)$$

с однородным граничным условием

$$\vec{n} \cdot \nabla \eta(\vec{r}) \text{ поверхность} = 0, \quad (3)$$

где  $\vec{n}$  — вектор нормали к поверхности ядра. Волновое число  $k$  связано с коэффициентом энергии симметрии следующим образом:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{U^2} = \omega^2 (M^* A / \delta a_{sym} ZN)^2. \quad (4)$$

При рассмотрении изовекторных колебаний плотности в гидродинамической модели можно учесть их затухание, обусловленное вязкостью. Такой учет приводит к комплексным волновым числам в (2) и незначительной перенормировке частот [8].

Решения уравнения Гельмгольца в сферических координатах имеет вид

$$\varphi_i(\vec{r}) = \sum_{l,m} a_{l,m}^i j_l(k^i r) P_{l,m}(\theta) e^{im\varphi}, \quad (5)$$

где  $l$  характеризует мультипольность флуктуации плотности,  $i$  — обертоны колебаний,  $a_{l,m}^i$  — являются амплитудами соответствующих колебаний. Волновые числа  $k^i$ , определяющие частоты изовекторных колебаний, определяются из граничного условия (3), которое для произвольной аксиально симметричной формы, описываемой уравнением  $R = R(\cos \theta) = R(x)$ , записывается [5] как

$$\sum_{l,m} a_{l,m}^i \{ k_{j_l}^i (k^i R) R^2 P_{l,m}(x) - (1-x^2) j_l(k^i R) R \frac{dR}{dx} \cdot \frac{dP_{l,m}}{dx} \} = 0. \quad (6)$$

Умножая (6) на  $P_{l,m}$  и интегрируя по  $x$  в пределах от  $-1$  до  $+1$ , сводим (6) к следующей системе уравнений:

$$\sum_{l,m} a_{l,m}^i G_{ll}^m(k^i) = 0 \quad (7)$$

с коэффициентами, определяемыми в цилиндрической системе координат следующим выражением:

$$G_{ll}^m = \frac{(2l+1)(l-m)!}{(l+m)!} k^i \int_{z_n}^{z_n} \{ [(\ell(\tau^2 - \frac{1}{2} z \frac{d\tau^2}{dz}) - (\ell+1)Z(z, \frac{1}{2} \frac{d\tau^2}{dz})) \frac{j_\ell(k^i \sqrt{z^2 + z^2})}{z^2 + z^2} - \frac{k^i (\tau^2 - \frac{1}{2} z \frac{d\tau^2}{dz})}{\sqrt{z^2 + z^2}} j_{\ell+1}(k^i \sqrt{z^2 + z^2})] P_{l,m}(\frac{z}{\sqrt{z^2 + z^2}}) P_{l,m}(\frac{z}{\sqrt{z^2 + z^2}}) + (\ell \cdot m + 1) \frac{z + \frac{1}{2} \frac{d\tau^2}{dz}}{\sqrt{z^2 + z^2}} \times \\ + j_\ell(k^i \sqrt{z^2 + z^2}) P_{l,m}(\frac{z}{\sqrt{z^2 + z^2}}) P_{l,m}(\frac{z}{\sqrt{z^2 + z^2}}) \} dz, \quad (8)$$

где функция  $\tau^2(z)$  определяется из уравнения поверхности ядра, а  $z_n$  и  $z_n$  — граничные точки поверхности ядра, в которых  $\tau^2(z)$  обращается в нуль. Ограничиваясь в разложениях (5)–(8) некоторым  $l_{max} = L$ , можно найти корни уравнения:

$$\text{Det} \{ G^m(k^i) \} = 0, \quad (9)$$

где  $G^m$  — матрица размерности  $L \times L$ . Максимальное значение  $L$  выбиралось из условия сходимости энергий изовекторных колебаний вплоть до значений 40 МэВ. Обычно для этого требовалось  $L \approx 10 + i2$ .

В первом приближении будем считать, что наиболее существенными для формирования зарядового распределения являются компоненты дипольных изовекторных колебаний с  $m=0$ , т.к. именно они соответствуют колебаниям плотности вдоль оси разделения ядра, приводя, таким образом, к наиболее эффективному перераспределению заряда между осколками. Типичные результаты расчетов энергии изовекторных колебаний с  $m=0$  показаны на рис. 1, 2. На этих рисунках нижайшая мода отвечает дипольным изовекторным колебаниям. Из рис. 1 видно, что

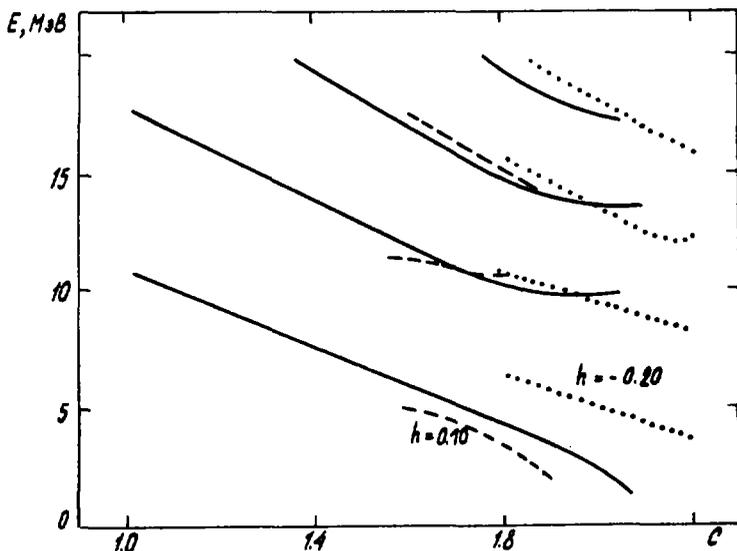


Рис.1. Энергии изовекторных колебаний с  $m=0$  как функции параметра разделения  $C$  при  $h=0,0$  для  $^{236}\text{U}$

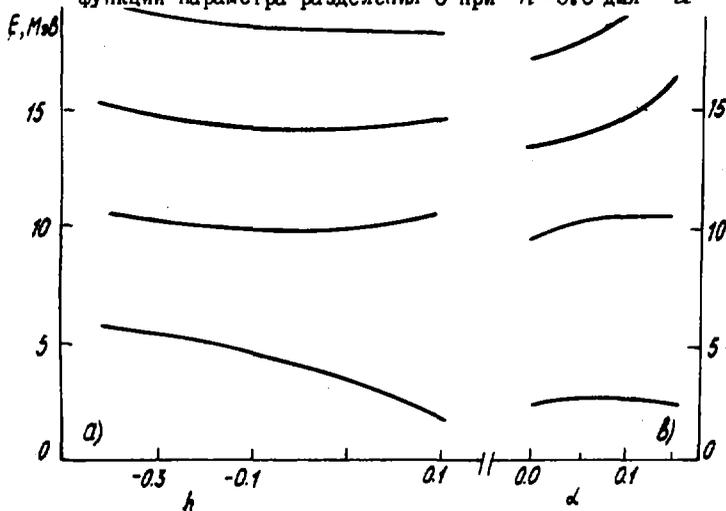


Рис.2. Энергии изовекторных колебаний с  $m=0$  как функции а) параметра шейки при  $C=1,9$  и  $\alpha=0$ , в) параметра асимметрии при  $C=2,0$  и  $h=0,0$  для  $^{236}\text{U}$

с ростом удлинения ядра энергии дипольных колебаний пропорциональны  $C^{-2}$  (при  $C \leq 1.6$ ), при дальнейшем увеличении  $C$  энергии уменьшаются более быстро, достигая в районе физической точки разрыва значений, равных 2-3 МэВ.

Сильная зависимость энергии дипольных колебаний наблюдается от параметра шейки  $\hbar$ , особенно при значениях  $C$ , характерных для самого момента разрыва (см. рис. 1 и 2а). При очень малом радиусе шейки энергия дипольных колебаний стремится к нулю, что соответствует быстросму росту инертной массы, соответствующей обмену зарядом между будущими осколками. С изменением асимметрии по массам в районе физической точки разрыва энергии дипольных колебаний практически не меняются, в то время как энергии колебаний более высокой мультипольности заметно растут (рис. 2в).

Рассчитанные значения энергий дипольных изовекторных колебаний использовались для определения инертной массы, соответствующей обмену зарядом между осколками. Значения констант жесткости относительно зарядовой координаты при этом рассчитывались по методу, предложенному в [2,9]. Оценки дисперсий  $\sigma_x^2$  и их зависимость от энергии возбуждения были сделаны в рамках динамического описания процесса деления, основанного на применении к делению уравнения Фоккера-Планка. Расчеты показывают, что при энергиях дипольных колебаний, характерных для момента разрыва (2±2,5 МэВ), заметный рост дисперсий зарядового распределения наблюдается при  $E^* > 40$  МэВ.

Таким образом, можно заключить, что при спонтанном и низкоэнергетическом делении дисперсия зарядового распределения обусловлена практически только квантовыми нулевыми дипольными колебаниями плотности. Статистические флуктуации при полученных значениях энергии дипольных колебаний в момент разрыва начинают заметно проявляться при  $E^* > 40$  МэВ.

#### Список литературы

1. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nuclear Fission, Academic Press, 1973.
2. Adeev G.D., Dossing T. - Phys.Lett., 1977, v.66B, p.11.
3. Волков Н.Г., Емельянов В.М., Крайнов В.П. - ЯФ, 1979, т.29, с.1171.
4. Asghar M. - Z.Physik, 1980, v.A296, p.79.
5. Hill D.L., Wheeler J.A. - Phys.Rev., 1953, v.89, p.1102.
6. Updegraff W.E., Onley D.S. - Nucl Phys., 1971, v.A161, p.191.
7. Steinwedel H.A., Jensen J.H.D. - Z.Naturf., 1950, v.5A, p.413.
8. Brack M., Damgaard J. et.al. - Rev.Mod.Phys., 1972, v.44, p.320.
9. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер, М., "Атомиздат", 1975, 295с.
9. Adeev Г.А., Филипенко Л.А., Черданцев П.А. - ЯФ, 1976, т.23, с.30.

## СОДЕРЖАНИЕ

### П л е н а р н о е   з а с е д а н и е

#### Открытие конференции

Пасечник М.В.

Развитие нейтронной физики в СССР  
(К 50-летию открытия нейтрона)..... 3

#### С е к ц и я   I.   Потребности в ядерных данных. Методы оценки ядерных данных

Манохин В.Н., Усачев Л.Н.

Потребности в ядерных данных для реакторов на быстрых  
нейтронах..... 18

Орлов В.В., Шаталов Г.Е., Шерстнев К.Б.

Термоядерный синтез и нейтронные процессы..... 36

Труханов Г.Я.

Разработка рекомендуемых и стандартных справочных данных для  
задач расчета полей нейтронов и сопутствующих эффектов в ат-  
мосфере Земли и в средах из основных породообразующих эле-  
ментов..... 48

Даниэль А.В., Матвеев В.Г.

Библиотека сечений адронов на ядрах средних и тяжелых  
элементов в диапазоне энергий 20 МэВ - 10 ГэВ..... 53

Осипов В.К., Тебин В.В.

Расчет коэффициентов чувствительности характеристик теплового  
реактора к погрешности микроскопических нейтронных данных... 56

Бёмер Б., Дитце К., Ферманн К., Усттель Г., Кумпф Г., Леманн Е.

Оценка параметров поглощения реакторных конструкционных  
материалов с помощью интегрального опыта нового типа..... 61

Юдкевич М.С.

Анализ экспериментов на критических сборках с целью проверки  
констант для расчета тепловых реакторов..... 73

Шиманская Н.С., Герасименко Б.Ф., Душин В.Н., Ипполитов В.Т., Королев Е.В., Матвеев Г.В., Явшиц С.Г.	
Системная модель интегральных экспериментов по наработке радионуклидов.....	80
Волков Н.Г., Крынев А.В.	
Устойчивые методы оценки нейтронно-физических характеристик нуклидов на основе экспериментальных данных.....	85
Марковски Б., Янева Н.	
Базовский подход к параметризации нейтронных сечений сов- местно с функциями пропускация.....	89
Лунев В.П., Мантуров Г.Н., Тшпунков А.О., Толстиков В.А., Оценка нейтронных сечений в области неразрешенных резонан- сов.....	97
Кошечев В.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Смирнова В.В.	
Точность оценки эффектов резонансной самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов.....	101
Бадиков С.А., Гаф Е.В., Работнов Н.С., Тшпунков А.О., Толстиков В.А.	
Оценка сечения захвата $^{236}\text{U}$ в интервале энергии $I \text{ кэВ} < E < I, I \text{ МэВ}$ на основе паде-аппроксимации.....	106
Бадиков С.А., Гаф Е.В., Работнов Н.С.	
Определение погрешностей резонансных кривых при аппроксима- ции рациональными функциями.....	111
Титаренко Н.Н.	
Комплекс программ расчета сечений двухчастичных реакций....	116
Смирнова В.В., Долгов Е.В., Кошечев В.Н., Николаев М.Н.	
Пакет прикладных программ ГРУКОН .....	121
Дорогов В.И., Чистяков В.П.	
Корреляция экспериментальных данных по нейтронным сечениям..	127
Hermisdorf D., Kalka H., Seeliger D., Ignatyuk A.V., Luney V.P.	
Description of energy and angular dependences of neutron mission gross-sections in the frame of GEM and DF.....	131

Секция II. Теория нейтронных реакций

Вигрин В.А., Попов Д.П., Фурман В.И. Форма гигантского электрического дипольного резонанса в области малых энергий.....	144
Николенко В.Г. Влияние выбора граничных условий R-матричного формализма на приведенные ширины, получаемые из эксперимента.....	148
Воронов В.В., Соловьев В.Г. О радиационных и нейтронных силовых функциях сферических ядер.....	152
Reffo G., Fabbri F. Role of E1 and M1 transitions in the $\gamma$ -decay following the neutron capture in $^{58,60}\text{Ni}$ and $^{56}\text{Fe}$ .....	157
Reffo G., Fabbri F., Mengoni A. Importance of valence mechanism in neutron capture.....	163
Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л. О вкладе прямого одноступенчатого механизма в реакцию перезарядки протонов на цирконии-90 при $E_p = 22,2$ МэВ.....	167
Савин М.В., Сараева М.К. Модельное описание спектров фотонейтронов.....	172
Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Влияние закона сохранения момента и четности на расчеты спектров эмиссии нейтронов.....	176
Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л. Анализ жесткой части спектра нейтронов реакции $^{90}\text{Zr}(p,n)$ ..	181
Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Лунев В.П., Сальников О.А., Титаренко Н.Н. Механизм неупругого рассеяния быстрых нейтронов и характеристики возбужденных уровней ядер $^{59}\text{Co}$ и $^{209}\text{Bi}$ .....	185
Ежов С.Н., Кабакова Н.Е., Плишко В.А. Применимость подхода независимых каналов при расчете эмиссии частиц из компаунд-ядра.....	191

Ежов С.Н., Кабакова Н.Е., Плюйко В.А. Влияние прямых процессов на флуктуационное сечение.....	195
Плюйко В.А. Метод определения вероятностей заселения входных состояний в ядерных реакциях.....	199
Плюйко В.А. Эмиссия частиц из компаунд-ядра при большом числе открытых каналов.....	204
Алешин В.П., Оффенгенден С.Р. Угловые корреляции продуктов распада быстровращающегося ядра.....	209
Кашуба И.Е., Пасечник М.В., Суховицкий Е.И. Рассеяние быстрых нейтронов ядрами с учетом их "мягкости" и неаксиальности.....	214
Кашуба И.Е., Ольховский В.С., Чинаров В.А. О распределении парциальных ширин и возможных различиях потенциалов поглощения в разных каналах нуклон-ядерных взаимодействий.....	219
Дегтярев А.П., Прокопец Г.А. Средние времена взаимодействия быстрых нейтронов с атомными ядрами при рассеянии и их дисперсии .....	223
Ольховский В.С. Исследования нейтрон-ядерных столкновений с помощью анализа времен жизни и эволюции распада компаунд-ядер....	228
Ольховский В.С., Прокопец Г.А. Определение длительностей ядерных реакций и энергетическая зависимость сечений.....	233
Ольховский В.С., Колотый В.В. Времена жизни пороговых состояний и возможности их измерений.....	238
Лютостанский Ю.С., Панов И.В., Сироткин В.К. Эмиссия нескольких нейтронов при бета-распаде ядер.....	242
Ольховский В.С. Об эффектах компаундных и прямых процессов в усредненных сечениях и длительностях ядерных реакций.....	247

Заварзия В.Ф., Кун С.Ю. О соотношении классического и квантового подходов для описания угловых распределений продуктов компаунд-реакций.....	251
Заварзин В.Ф., Кун С.Ю. Влияние вращения ядра на испарительный спектр легких частиц.....	256
Заварзин В.Ф., Кун С.Ю. Угловые корреляции продуктов распада компаунд-ядра с большим угловым моментом.....	260
Raffo G. A model for the calculation of neutron cross sections for fusion neutronic .....	265
Левашев В.П. Физика взаимодействия нейтронов с трехнуклонными ядрами....	271
Longo G., Fabbri F., Massotti C. Angular distributions of photons following the capture of 4-50MeV neutrons.....	277
С е к ц и я III. <u>Физика деления атомных ядер</u>	
Игнатюк А.Э., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Систематика сечений и барьеров деления изотопов урана и плутония.....	284
Егоров С.А., Немилов Ю.А., Рубчанин В.А., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б., Хлебников С.В., Яковлев В.А. Структура барьеров деления ядер Ra и Ac.....	290
Мостовой В.И., Устроенов Г.И. Измерение сечений деления изотопа $^{235}\text{U}$ на тепловых нейтронах.....	295
Даниелян Л.С., Захаров Ю.В., Зыков В.М., Мостовой В.И., Столяров А.В., Биржков С.А., Зисина Н.Ю., Осочников А.А., Светцов А.В. Исследование деления выстроенных ядер $^{235}\text{U}$ в интервале энергий нейтронов 1,7 эВ - 2 кэВ.....	299

Борухович Г.З., Звёздкина Т.К., Лаптев А.Б., Петров Г.А., Щербачев О.А.	
Исследование ( $\nu, \gamma, f$ )-процесса при делении $^{239}\text{Pu}$ резонансными нейтронами.....	304
Зайка Н.И., Киселёв Ю.В., Токарев В.П., Шитик В.А.	
Энергетическая зависимость анизотропии осколков деления и $K_0^2$ некоторых актиноидных ядер.....	309
Немилов Ю.А., Рубчяна В.А., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б., Хлебников С.В., Яковлев В.А.	
Угловая анизотропия и параметр $K_0^2$ при делении $^{226}\text{Ra}$ и $^{227}\text{Ac}$ нейтронами вблизи порога.....	314
Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф., Виноградов Ю.И., Гаврилов В.В. Швецов А.М.	
Эффект аномальной угловой анизотропии осколков при делении $^{242}\text{mAm}$ быстрыми нейтронами.....	320
Алхазов И.Д., Даниэль А.В., Дмитриев В.Д., Душин В.Н., Карасев В.М., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Кузнецов А.В., Ласточкин Н.К., Л.З. Малкин, Петряк К.А., Плескачевский Л.А., Фомичев А.В., Шпаков В.И.	
Множественность нейтронов при спонтанном делении $^{252}\text{Cf}$ .....	324
Алхазов И.Д., Даниэль А.В., Дмитриев В.Д., Душин В.Н., Коваленко С.С., Кузнецов А.В., Шпаков В.И.	
Определение множественности мгновенных нейтронов деления....	329
Батенков О.И., Блинов А.Б., Блинов М.В., Смирнов С.Н.	
Изучение эмиссии нейтронов под малыми углами к направлению движения осколков спонтанного деления.....	334
Батенков О.И., Блинов А.Б., Блинов М.В., Смирнов С.Н.	
О корреляции угловых и энергетических распределений нейтронов при спонтанном делении $^{252}\text{Cf}$ .....	339
Батенков О.И., Блинов А.Б., Блинов М.В., Герасименко Б.Ф., Рубчяна В.А., Смирнов С.Н.	
Дифференциальные энергетические спектры нейтронов при спонтанном делении калифорния-252.....	344
Герасименко Б.Ф., Рубчяна В.А.	
Статистический расчёт интегрального спектра мгновенных нейтронов деления $^{252}\text{Cf}$ .....	349

Васильев Ю.А., Сидоров Л.В., Васильева Н.К., Барашков Ю.А., Голованов О.А., Копалкин Н.В., Немудров Н.И., Сурия В.М., Хачатуров Ю.Ф.	
Измерение и модельное описание дифференциальных спектров нейтронов спонтанного деления калифорния-252 в зависи- мости от $\theta$ , $M$ , $E$ кин.сумм.....	354
Нефедов В.Н.	
Нейтронная эмиссия изомеров формы .....	359
Шигин В.А.	
О статистической стадии в делении ядер.....	364
Рубчя В.А.	
Проявление структуры осколков при делении доактивных ядер.....	370
Рубчя В.А., Явниц С.Г.	
Динамическая модель процесса деления атомных ядер вблизи точки разрыва.....	376
Андроненко Л.Н., Вайшине Л.А., Котов А.А., Нестеров М.М., Чойсерт В., Тарасов Н.А.	
Массовые распределения осколков деления высоковозбужденных ядер.....	382
Алеев Г.Д., Гончар И.И.	
Влияние неравновесности деления на формирование энергетичес- кого распределения осколков.....	386
Алеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А.	
Изовекторные колебания плотности в делящемся ядре и диспер- сия зарядового распределения осколков.....	392

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,  
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том I

Ответственный редактор О.А.Шалина

---

Подписано в печать 30.03.84. Т-08878. формат 60x84 1/16.  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 25,25. Уч.-изд.л. 20,0.  
Тираж 500 экз. Зак.тип. № 427

---

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, а6/ящ 971



**Нейтронная физика. Том 1 (Материалы 6-й Всесоюзной  
конференции по нейтронной физике, Киев,  
2—6 октября 1983 г.) М., 1984, 1—404.**