

На правах рукописи

Рябов Юрий Васильевич

ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
УРАНА И ПЛУТОНИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ.

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц.

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2007

Работа выполнена в отделе экспериментальной физики      Института ядерных исследований Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, Л.Б. Безруков (ИЯИ РАН)

Доктор физико-математических наук, член-корр. РАН, Г.В. Данилян (ФГУП ГНЦ РФ  
«ИТЭФ»)

Доктор физико-математических наук, профессор М.Г. Иткис (ОИЯИ, Дубна)

Ведущая организация:

Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского (г. Обнинск)

Защита диссертации состоится «    » \_\_\_\_\_ 2007 г. на заседании  
Диссертационного совета Д 002.119.01 Института ядерных исследований РАН  
(117312, Москва, проспект 60-летия Октября, д.7а).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института ядерных исследований РАН

Автореферат разослан «    » \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь  
Диссертационного совета,  
кандидат физико-математических наук

Б.А. Тулупов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

### Актуальность темы исследований.

Деление ядер - это само по себе очень сложное явление, пожалуй, самое сложное в коренной перестройке (спонтанной или вынужденной) структуры атомного ядра. Кроме того, в ядерной физике деление представляет уникальную возможность для изучения свойств сильно деформированных ядер, поскольку очень многое происходит в ядре между моментом захвата нейтрона и испусканием  $\gamma$ -квантов возбужденными конечными ядрами-осколками. Как известно, открытие деления привело Н.Бора и Дж.Уилера и независимо Я.Френкеля к идеи использования модели жидкой капли для описания этого явления. Так в этой модели энергия основного состояния стабильного ядра описывается известной полуэмпирической формулой Вайцекера. С помощью этой формулы можно было показать, что энергия тяжелого ядра значительно больше, чем сумма энергий двух средних ядер с такой же полной массой, как и масса исходного ядра. Отсюда та огромная энергия (до 200 МэВ), которая выделяется в делении, даже спонтанном. Исследования тяжелых ядер вблизи границы стабильности показали, что потенциальная энергия ядра может проходить через максимум при деформации и в конечном итоге ядро может разделиться на два осколка меньшей массы. Н.Бор и Дж.Уилер первыми изучали свойства такой деформированной несжимаемой заряженной жидкой капли при возможном ее разделении на две части за счет конкуренции между поверхностным натяжением, удерживающим каплю в стабильном состоянии, и кулоновским расталкиванием, стремящимся к разделению ее на два осколка. Такой подход позволил описать общие свойства этой сложной перестройки атомного ядра и находился в удовлетворительном согласии с известными к тому времени экспериментальными фактами.

В начале 60-х годов развитие экспериментальных методов исследований, новейшей электроники, запуск целого ряда новых сильноточных импульсных электронных ускорителей (и импульсных реакторов) для создания монохроматических нейтронных пучков высокого энергетического разрешения привели в изучении процесса деления, как и во всей ядерной физике, к постановке качественно новых экспериментов и, как следствие, к появлению целого ряда новых результатов, не укладывающихся в рамки существовавших в то время модельных представлений (спонтанно делящиеся изомеры, резонансы в сечениях около

энергетического порога деления, группировка подбарьерных и надбарьерных нейтронных резонансов, аномальные явления в переходном состоянии в энергетической щели вблизи энергии связи нуклона в составном ядре, аномалии в распределении делительных ширин нейтронных резонансов и расстояний между ними и т.д. и, наконец, парциальные сечения взаимодействия нейтронов с делящимися ядрами для нужд ядерной энергетики и, в частности, энергетики с воспроизводством ядерного горючего). Эти, как казалось поначалу, не связанные между собой факты были единообразно объяснены на основе модели двугорбого барьера деления, созданной в 1966 г. В. М. Струтинским. В расчетах Струтинского, основанных на новом развитом им теоретическом подходе, который получил название «метода оболочечной поправки», было обнаружено, что в области тяжелых деформированных ядер-актининов в потенциальной энергии деформации возникает глубокий минимум при значительном удлинении ядер (приблизительно в 1.8 раза) относительно деформации основного состояния, т. е. там, где, согласно первоначальной модели жидкой капли, должен быть только один широкий максимум. Энергия второго минимума (первый отвечает основному состоянию ядра), как следовало из расчетов, равнялась 2-2.5 МэВ над уровнем основного состояния, а высота барьеров, окружающих второй минимум, также составляла несколько МэВ, т. е. являлась величиной того же масштаба, что и «капельные» барьеры деления. Этот подход способствовал пониманию многих свойств процесса деления, непонятных в рамках прежних представлений, но и стимулировал поиск и исследования новых явлений, обусловленных такой структурой барьера, что привело к большому подъему в изучении физики процесса деления ядер во всем мире. Следует отметить, что многие характеристики деления ядер медленными и резонансными нейтронами представляют особый интерес и могут пролить свет на важные аспекты процесса деления в целом.

При энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, что соответствует резонансной области экспериментальных исследований, где отдельные ядерные уровни составного ядра хорошо разделяются, ожидалось, что распределение делительных ширин будет соответствовать узкому распределению, аналогичному таковому для радиационных ширин. Этот вывод следовал из того факта, что в модели составного ядра число выходных каналов в процессе деления огромно и для двойного деления даже без учета испускания мгновенных нейтронов и  $\gamma$ -квантов может достигать порядка  $10^{10}$ . Но уже ранние измерения сечения деления на стационарных реакторах с механическими селекторами показали, что эти предположения неверны. Эти неожиданные результаты были объяснены Оге Бором с помощью коллективной модели, примененной к переходным состояниям, через которые

проходит делящееся ядро при деформации, соответствующей седловой точке. Из-за ограничений по энергии, спину и четности переход в состояние составного ядра, образованный при захвате нейтрона ядрами урана и плутония с нечетными массовыми числами, возможен только через небольшое число переходных состояний. Благодаря статистической природе распределения делительных ширин и интерференции между резонансами, которая происходит из-за полной корреляции амплитуд парциальных делительных ширин резонансов, термин «канал» для деления обычно относится к среднему акту деления, проходящему через определенное переходное состояние. Идея о каналах деления — квантовых состояниях делящегося ядра в седловой точке, которые возникают вследствие возбуждения всех степеней свободы, кроме делительных ( $\beta$ -колебаний) — содержится уже у Н. Бора и Дж. Уилера.

В 1955 г. Оге Бором было высказано следующее более детальное предположение, что при низких энергиях возбуждения ядро, проходящее через седловую точку, в действительности является «холодным», так как большая часть его энергии переходит в потенциальную энергию деформации. Квантовые состояния, в которых ядро может находиться при критической деформации - «каналы деления», заметно разделены и представляют относительно простой тип движения ядра. Ожидается, что спектр этих каналов будет похож на спектр, наблюдаемый при малых возбуждениях основного состояния сильно деформированного ядра.

Итак, каналы деления - это квантовые «уровни» ядра в аномально деформированном переходном состоянии, соответствующем энергетически наиболее «узкому» месту в процессе деления - вершине барьера. Каждому каналу деления отвечает своя поверхность потенциальной энергии деформации, определяемая набором квантовых чисел: (угловой момент ядра),  $K$  (его проекция на направление деления, совпадающее с осью симметрии),  $\pi$  (четность состояний).

Таким образом, из-за наличия энергетической щели (1.5-2.0 МэВ над наинизшим порогом деления) в четно-четных составных ядрах существует область, в которой каналы нуклонной и коллективной природы разделены, и поэтому возбуждения, соответствующие нижним каналам (при делении  $s$ -нейтронами), имеют коллективную природу. Отсутствие количественной теории не позволяет предсказывать с достаточной определенностью влияние распределения избыточной энергии в пределах энергетической щели между каналами различной природы. Однако, установление экспериментальной связи между величинами, характеризующими переходное ядро на вершине делительного барьера и непосредственно

перед разделением на два осколка, характером обмена энергией между различными степенями свободы при спуске с вершины (в пространстве деформаций) и состояниями образовавшихся осколков в момент разлета позволило бы получить информацию, важную для разработки теоретических моделей и понимания физики процесса деления ядер. Как известно, каждая пара осколков, кроме массы, характеризуется величиной кинетической энергии и энергии возбуждения, которые и составляют основную часть полного энергосвободного. На этом фоне относительная величина возможного перераспределения энергии между каналами в пределах энергетической щели хоть и невелика, но существенно может влиять на физические характеристики самого процесса деления (изменение спина и четности переходных состояний, возбуждение конечных осколков, изменение длины пути спуска с барьера к точке разрыва в модели Броды). В модели же двугорбого барьера на пути делящегося ядра возникают два горба - две седловые точки со своими спектрами переходных состояний и возможно разными по высоте барьерами деления (горбами). Одним из наиболее интересных следствий сложной формы барьера деления является возможность образования квазистационарных состояний во II потенциальной яме. Особая роль среди таких состояний принадлежит  $\beta$ -вибрационным - продольным колебаниям ядра. Тесная связь  $\beta$ -колебаний с делительной модой дает принципиальную возможность выделить их с помощью реакции деления. Благодаря тому, что основное состояние второй потенциальной ямы приподнято на 2—3 МэВ над основным состоянием ядра, для четно - четных ядер даже в околороговой области затухание  $\beta$ -вибраций во второй яме оказывается не полным. Сильному затуханию по компаундным состояниям первой ямы препятствует внутренний горб барьера. Кроме того, большая делительная ширина  $\beta$ -состояний во второй яме делает возможным изучение их влияния на компаунд состояния как в надбарьерной, так и подбарьерной области энергий возбуждения переходных состояний. Влияние на компаунд-состояния состояний во второй потенциальной яме при различной силе связи между матричными элементами (сильная, слабая, промежуточная), описывающими и те, и другие состояния было подробно разработано в работах Дж. Линна. Модель нейтронных резонансных реакций Линна, созданная на базе «микромаскопического» метода расчета барьеров деления Струтинского, явилась основой программы экспериментальных исследований физики деления в переходных состояниях и интерпретации полученных результатов в группе физики деления Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

## **Цель и методы исследований.**

Основными задачами данной работы являются:

1. Использование метода времени пролета с помощью импульсных источников нейтронов на основе импульсного реактора периодического действия ЛНФ ОИЯИ (ИБР и ИБР в режиме бустера с электронным ускорителем-инжектором), а также импульсного нейтронного источника на основе электронного линейного ускорителя CEN Saclay (Франция) для проведения исследований процесса деления в переходном состоянии.

2. Разработка и создание новейшей детектирующей аппаратуры и экспериментальных установок для измерения парциальных сечений урана-235 и плутония-239.

3. Измерение методом времени пролета парциальных сечений (деление и радиационный захват) урана-235 и плутония-239 в энергетической области от тепловых нейтронов до 100 кэВ.

4. Анализ этих сечений реакции (сумма сечений деления и радиационного захвата), а также самих парциальных сечений, который позволил получать конкретную физическую информацию.

5. Получение полного набора параметров уровней урана-235 (область энергий 1-50 эВ) и плутония-239 (5-150 эВ).

6. Исследование корреляционной зависимости между различными параметрами уровней с целью определения связей выходных каналов распада составного ядра.

7. Исследование распределения энергии над наименьшим барьером деления и энергией связи нейтрона в составном ядре и связи с каналами в седловой точке путем измерения возбуждения осколков деления (возбужденные осколки испаряют нейтроны, и число вторичных нейтронов является критерием возбуждения).

8. Проведение дополнительных исследований с использованием других методов (две методики) регистрации мгновенных нейтронов деления для тех же ядер-мишеней на TOF-спектрометре с высоким временным (энергетическим) разрешением в CEN Сакле (Франция).

9. Исследования процесса деления после испускания  $\gamma$ -кванта (или квантов) с изменением четности и делением через каналы, лежащие ниже по энергии и подходящие по спине и четности, предсказанного теоретическими расчетами Линна.

10. Разработка и сооружение в течение последних 3-4 лет времяпролетного спектрометра, названного ТРОНС (Троицкий Нейтронный Спектрометр), на основе

модернизированной ловушки протонного пучка линейного протонного ускорителя ММФ ИЯИ РАН.

### **Научная новизна и практическая ценность работы.**

В работе получены следующие новые результаты.

Впервые проводились систематические исследования процесса деления ядер вблизи вершины барьера деления (при возбуждениях, близких энергии связи нуклона в составном ядре), которые позволяют изучать переходные состояния в модели О.Бора, соответствующие состояниям с различными квантовыми характеристиками (J,  $\pi$ , K)

Основным методом исследований являлся метод времени пролета с использованием импульсных источников нейтронов на основе импульсного реактора периодического действия ЛНФ ОИЯИ (ИБР и ИБР в режиме бустера с электронным ускорителем), а также импульсного нейтронного источника на основе электронного линейного ускорителя CEN Saclay (Франция).

Впервые в нашей стране была разработана методика, включая программное обеспечение, комплексного получения параметров делящихся ядер из измерений сечений деления, радиационного захвата (их суммы - сечения поглощения) и пропускания в «хорошей» геометрии (сечение поглощения + сечения резонансного и потенциального рассеяния), самоиндикации, что позволило уточнить известные данные о параметрах уровней урана-235 и плутония-239, а также существенно расширить число исследованных уровней.

Впервые был получен полный набор параметров для большого числа уровней составных ядер U-236 и Pu-240 и ограниченный - для U-234.

Исследована корреляционная зависимость между различными параметрами уровней с целью определения связей выходных каналов распада составного ядра.

Впервые проведены измерения возбуждения осколков деления урана-235 и плутония-239 в резонансных состояниях, образованных при взаимодействии с S-нейтронами.

Впервые была создана система детектирования мгновенных нейтронов деления с новой специализированной электроникой, одновременной регистрацией эффекта и фона, с системой кодирования экспериментальной информации и передачи в Измерительный центр ЛНФ на 20-разрядный регистратор с памятью на магнитной ленте и специализированный комплекс накопления, хранения экспериментальной информации, контроля за ходом



эксперимента и предварительной обработки данных с использованием «малой» вычислительной машины с визуальным каналом связи в виде осциллографа со световым карандашом и «большой» вычислительной машины ЛВТА ОИЯИ для обработки полученной экспериментальной информации

В измерениях среднего числа мгновенных нейтронов деления для нейтронных резонансов урана-235 и плутония-239 с разными спинами впервые была обнаружена, по-видимому, глубокая связь между двумя последовательными стадиями процесса деления: переходными состояниями ядра при критической деформации, с одной стороны, и моментом разделения на два осколка и их разлетом, с другой.

Впервые полученные средние значения по резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов (S-взаимодействие) числа мгновенных нейтронов на акт деления для урана-235 и плутония-239 представляют значительный интерес и для прикладных работ по расчетам энергетических реакторов с большой активной зоной, где вклад надтепловых нейтронов в общем спектре, увеличивается, а, значит, необходимо иметь более точную информацию о характеристиках взаимодействия надтепловых нейтронов с делящимися ядрами.

Разработаны экспериментальные методики поиска  $(n,\gamma f)$ -реакции при делении ядер в резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов, связанной с перераспределением энергии в пределах энергетической щели.

Впервые проведен цикл исследований по обнаружению  $(n,\gamma f)$ -реакции на ядрах-мишенях урана-235 и плутония-239 в резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов на TOF-спектрометрах ЛНФ ОИЯИ (Дубна) и CEN Saclay (Франция).

Разработан и сооружен в течение последних 3-4 лет нейтронный времяпролетный спектрометр, названный ТРОНС (Троицкий Нейтронный Спектрометр), на основе модернизированной ловушки протонного пучка линейного ускорителя ММФ ИЯИ РАН – первый импульсный источник нейтронов на протонном пучке средних энергий в нашей стране.

### **Положения, выносимые на защиту.**

На защиту выносятся результаты экспериментальных исследований:

1. парциальных сечений урана-235 и плутония-239 нейтронами резонансных и промежуточных энергий, анализа сечений с целью получения значений силовых функций для S- и P-нейтронов и определения влияния структуры уровней второй потенциальной ямы на

квазипериодические вариации в ходе сечений деления, что позволяет оценить плотность уровней второго типа (во второй потенциальной яме) и их ширины,

2. парциальных ширин уровней и их статистических свойств,  
3. распределения энергии возбуждения осколков деления в переходном состоянии,  
4. деления ядер в переходном состоянии с предварительным испусканием  $\gamma$ -кванта (или  $\gamma$ -квантов), изменяющего четность, понижающего барьер и увеличивающего вероятность деления ( $n,\gamma f$ -реакция),

5. физических и технических характеристик нейтронного времяпролетного спектрометра на основе импульсного протонного пучка Московской мезонной фабрики при реализации проекта «РАДЭКС» в ИЯИ РАН («ТРОНС» - TOF-спектрометр).

### **Апробация работы и публикации:**

Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на Международных и Всесоюзных Конференциях (Симпозиум по физике и химии деления, Зальцбург, Австрия, (1965), Международная Конференция по нейтронной физике, Антверпен (Бельгия), (1964), Международное совещание по методам обработки на ЭВМ, Дубна, (1968), Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna, (1968), Англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов, Дубна, 1968, Всесоюзная конференция по физике деления, Меликес, (1968), XIX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван, (1969), Международная конференция по ядерным данным для реакторов, Хельсинки, (1971), Всесоюзное совещание по методам Монте-Карло, Сухуми, (1969), Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, (1973, 1974, 1975, 1977), Международная конференция по ядерным данным, Санта-Фе, (США), (2005), ISINN, (Dubna), ICANS (2005, 2006), Всероссийское совещание по физике деления, Обнинск, (2003), Международное совещание по современным реакторам, Москва, (2006)) и были опубликованы в журналах (Phys. Lett. (1971), Nucl. Phys. (1973), Le Journal de Physique, (1973), Z.Phys. (1983), Nuevo Chimento, (1984), Ядерная физика, (1964-1978), Атомная энергия, (1965-2003), ПТЭ (1964-1973))

### **Структура и объем работы.**

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 177 страниц, 39 рисунков и 21 таблицу. Список литературы включает в себя 144 наименования, составлен к каждой главе и помещен в конце текста диссертации.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

Во Введении (Глава I) раскрывается актуальность научной проблемы, изучению которой посвящена настоящая работа. Изложены цели и методы исследований, научная новизна и практическая ценность работы, представлены положения, выносимые на защиту. Кратко описана структура диссертации и апробация работы.

В Главе II дано описание методик измерения парциальных сечений делящихся ядермишеней, примененных в исследованиях процесса деления в переходных состояниях. Даны характеристики времяпролетных спектрометров по времени пролета в ЛНФ ОИЯИ (Дубна) и CEN Saclay (Франция). При разработке методов нейтронной спектрометрии делящихся изотопов в ЛНФ ОИЯИ были опробованы различные варианты регистрации актов деления: газовый сцинтилляционный счетчик объемом 8.5 л, наполненного Хе до давления 2 атм., цилиндрическая ионизационная камера, уникальная многослойная искровая камера, позволяющая использовать граммовые количества  $\alpha$ -активных изотопов при эффективности регистрации осколков 40-60%, а  $\alpha$ -частиц менее 0.01%. Все перечисленные методы имеют низкую абсолютную эффективность регистрации исследуемой реакции и, кроме того, измерения только энергетической зависимости сечения деления и (или) полного сечения методом пропускания (методически самое простое исследование) содержат слишком ограниченную информацию о выходных каналах исследуемой реакции.

Для возможного использования в измерениях парциальных сечений деления и радиационного захвата был применен метод разделения мгновенных  $\gamma$  - квантов и нейтронов в кристалле стибьбена по форме импульса (PSD). Счет протонов отдачи пропорционален числу делений в образце под действием нейтронов. Был создан детектор быстрых нейтронов на основе кристалла стибьбен диаметром и образующей 7 см и ФЭУ-82, который обеспечивал работу при высоких счетных нагрузках (до  $\sim 8 \times 10^4$  имп/с) и имел эффективность регистрации быстрых нейтронов в области энергий от 100 кэВ до 30 МэВ равную  $80 \pm 10\%$ . С помощью этого детектора был проведен ряд исследований на TOF-спектрометре на пролетном расстоянии 250 м и на электростатическом генераторе ЭГ-5 ЛНФ. Поскольку импульсный нейтронный источник на базе ИБР-1, ИБР-30 и ИБР-30 в режиме бустера при довольно высокой по тем временам интегральной интенсивности нейтронов имел длинный нейтронный импульс (43, 55 и 5 мкс, соответственно), то на пролетном расстоянии 1010 м (максимальное пролетное расстояние для нейтронного спектрометра по времени пролета)

измеряемая ширина на полувысоте нейтронных резонансов составляла от нескольких десятков (для относительно высоких энергий нейтронов) до нескольких сотен мкс (для медленных нейтронов). Такая особенность нейтронного импульсного источника привела к оригинальной идеи создания высокоэффективной регистрирующей системы, позволяющей одновременно и с высокой эффективностью измерять сечения деления и радиационного захвата «толстых» образцов делящихся материалов. В основу была положена идея методики Рейнеса и Коуэна (1953-1959гг) по наблюдению взаимодействия реакторных нейтрино с протонами в реакции обратного  $\beta$ -распада:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . При рассмотрении применения этой методики высокоэффективной регистрации быстрых нейтронов деления было отмечено, что в акте вынужденного деления кроме мгновенных нейтронов одновременно испускаются в среднем 10  $\gamma$ -квантов со средней энергией  $\sim 0.75$  МэВ, а при радиационном захвате – 3-5  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией, равной энергии связи нейтрона в составном ядре. Были проведены расчеты методом Монте-Карло времени жизни нейтронов деления в жидком сцинтилляторе состава  $C_nH_{2n}$  и различных концентрациях ядер Cd. Расчеты показали, что для получения высокой эффективности и малой зависимости ее от энергии регистрируемого нейтрона, необходимо, чтобы линейные размеры детектора в несколько раз превышали среднее расстояние, которое проходит нейтрон в процессе замедления. В интересующем нас интервале энергий это расстояние составляет от 3 до 11 см. При поглощении замедленного нейтрона ядро кадмия (основной вклад в сечение захвата дает Cd-113, составляющий 12.3% в естественной смеси изотопов) испускает каскад из 4-х  $\gamma$ -квантов с полной энергией 9.2 МэВ. Свободный пробег этих  $\gamma$ -квантов в органическом сцинтилляторе составляет 20-25 см. Именно эта величина и определяла геометрические размеры всего детектора.

Было изготовлено два таких детектора – один объемом 350 л с 32 ФЭУ-24 и основной детектор в виде двух усеченных конусов общим объемом 550 л с 8-ю новыми более стабильными большекатодными ФЭУ-49 с относительно низким уровнем собственных шумов. В качестве основного сцинтиллирующего вещества использовался пара-терфенил (p-дифенил-бензол, максимум спектра излучения  $\lambda=3910\text{Å}$ ) и смеситель спектра в диапазон спектральной чувствительности мультищелочного катода ФЭУ-49 - РОРОР. В качестве органического растворителя, который достаточно эффективен в отношении передачи энергии возбуждения под действием ионизирующего излучения молекулам основного сцинтиллирующего вещества и обладает низкой оптической плотностью (обратная величина длине свободного пробега фотона) для длин волн спектра испускания основного сцинтиллирующего вещества, использовался толуол. В нашей детектирующей системе, как и

в работах Рейнеса и Коуена, кадмий вводился в виде раствора пропионовокислого кадмия (пропионата кадмия) в обезвоженном метиловом спирте. Уменьшение световыхода частично компенсировалось введением второй сцинтиллирующей добавки – нафталина, активированного антраценом. В результате полный световыход составлял 75% от световыхода «чистого» (без пропионата кадмия) сцинтиллятора. Созданный сцинтилляционный детектор являлся первым детектором такого типа с максимальным объемом (и эффективностью), наименьшим временем жизни нейтрона до захвата (8 мкс), и впервые использовался для экспериментов по времени пролета на нейтронных импульсных пучках.

Полное разделение случаев деления и радиационного захвата возможно только тогда, когда акты деления регистрируются с эффективностью 100%, что экспериментально до сих пор недостижимо. В использованной методике было возможно регистрировать только скорость счета актов деления в канале делений с некоторой эффективностью (относительно высокой) и скорость счета радиационного захвата вместе с  $\gamma$ -квантами деления (незарегистрированными в канале делений) в канале регистрации радиационного захвата. Последующей нормировкой возможно было полностью разделить зарегистрированные акты деления и радиационного захвата. В этом методе регистрации акта деления будет соответствовать импульс задержанного совпадения между импульсами, соответствующими регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления, фиксирующих момент деления, и регистрации  $\gamma$ -лучей от захвата кадмием одного из замедлившихся нейтронов деления, фиксирующего сам факт деления. Время, разделяющее эти события, определяется временем жизни нейтрона в замедляющей среде детектора до захвата ядром кадмия. Схема детектора и регистрирующей электроники приведена на рис.1. Эффективность регистрации актов деления равняется  $\epsilon_f = \epsilon_{f\gamma} \times \epsilon_{fn}$ , где  $\epsilon_{f\gamma}$  - эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления, а  $\epsilon_{fn}$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления в выбранном временном окне. В реальных измерениях на нейтронном пучке фон случайных совпадений, а это основной фон в делительном канале, довольно точно учитывался введением задержки, в 5 раз превышающей среднее время жизни нейтрона в детекторе. К этому моменту от зарегистрированного акта деления остается «хвост» нейтронов, не превышающий  $\sim 0.6\%$ . Такая информация также накапливалась в отдельной блоке памяти. Случаи, незарегистрированные в делительном канале, регистрировались в канале антисовпадений, предназначенном для выделения актов радиационного захвата. Счет по каналу антисовпадений, кроме зарегистрированных актов

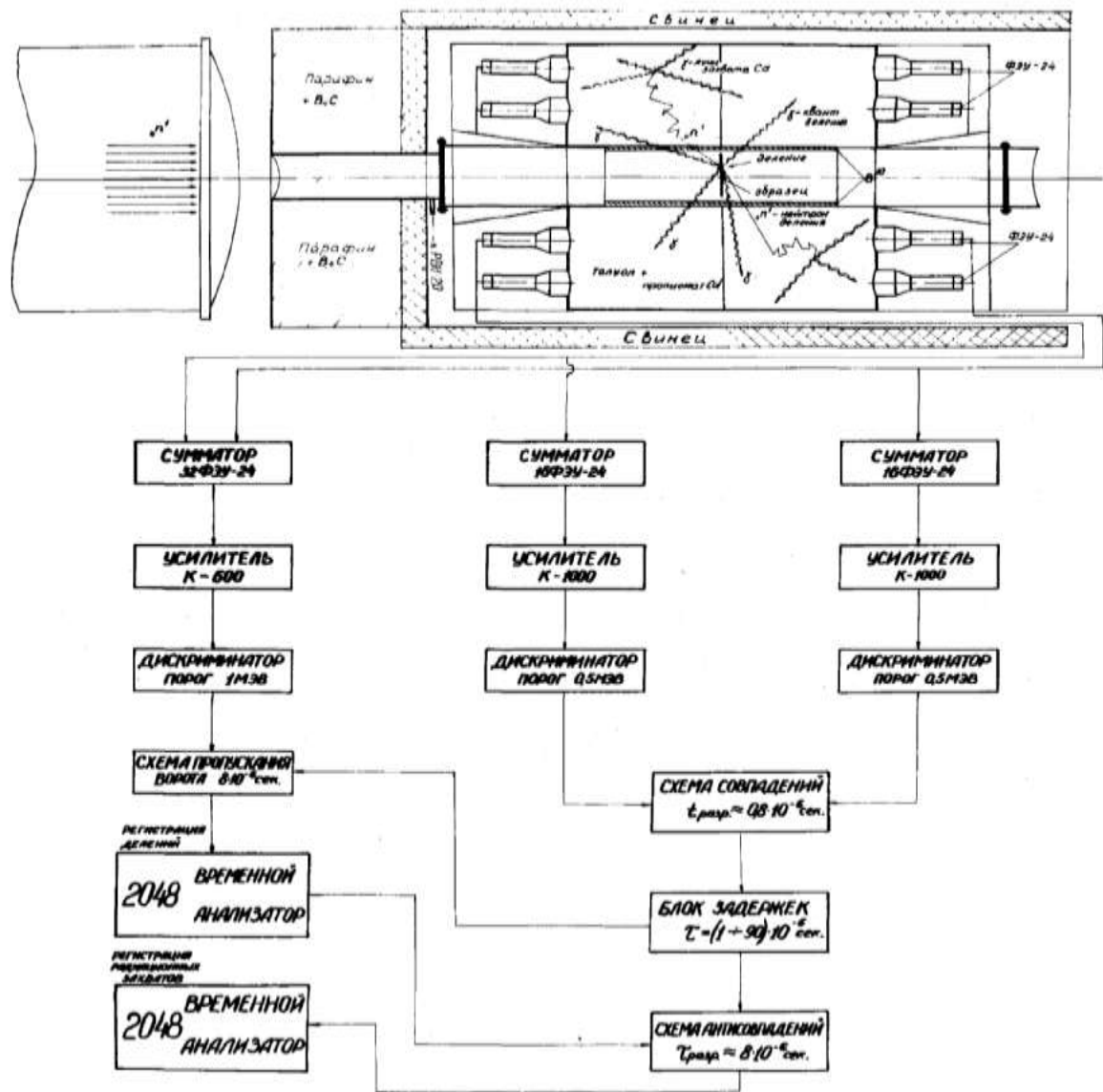


Рис. 1. Один из первых вариантов организации сбора информации с жидкостного сцинтилляционного детектора объемом 300л.

Слева показан вакуумный нейтроновод диаметром 80 см и коллиматор из парафина и карбида бора с центральным отверстием 18 см, формирующим размеры нейтронного пучка по размерам исследуемых образцов (на первом этапе исследований).

Далее внутренний вакуумный канал детектора с плоским образцом, окруженным цилиндрическим поглотителем из лития-6 для поглощения нейтронов, рассеянных образцом. Приведена блок-схема стандартной электроники. В последующих измерениях использовались временные анализаторы на 4096 и более каналов.

радиационного захвата, включает также акты, обусловленные рассеянными нейтронами и делением, незарегистрированным в делительном канале из-за того, что  $\varepsilon_f < 1$ . Таким образом, скорость счета в канале антисовпадений, после учета фонов, определялась только радиационным захватом и делением, незарегистрированным в делительном канале:  $\Delta N_\gamma = \varepsilon_c \Delta n_c + w \Delta n_f$ , где  $\Delta n_c$ ,  $\Delta n_f$  – число радиационных захватов и делений в образце для данного временного канала,  $\varepsilon_c$  – эффективность регистрации актов радиационного захвата,  $w$  – эффективность, с которой в канале антисовпадений регистрируются акты, относящиеся к делению.

$$\text{Физический смысл } w \text{ понятен из выражения} \quad w = \varepsilon_{f\gamma}(1 - \varepsilon_{fn}) + \varepsilon_n(1 - \varepsilon_{f\gamma}),$$

где  $\varepsilon_{f\gamma}$  – эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления в радиационном канале,  $\varepsilon_{fn}$  – эффективность регистрации мгновенных нейтронов в канале делений,  $\varepsilon_n$  – эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления в радиационном канале. Измеренные эффективности имели следующие значения:

$$\varepsilon_f = 0.386 \pm 0.005, \quad \varepsilon_{f\gamma} = 0.536 \pm 0.012, \quad \varepsilon_{fn} = 0.73 \pm 0.02,$$

$$\varepsilon_n = 0.39 \pm 0.02, \quad \varepsilon_c = 0.27 \pm 0.02, \quad \text{а } w = 0.33 \pm 0.02.$$

Сечение деления определялось из выражения:

$$\sigma_f(E_i) = \{ [N_{f(i)}/N_{B(i)}] / [\Delta N / \Delta N_f] \} \times \sigma_f(E_T) (E_T/E_i)^{1/2}, \quad (\text{II-1})$$

где  $N_{f(i)}$  и  $\Delta N_{ff}$  – число актов деления, зарегистрированных в  $i$ -том канале анализатора и при энергии  $E_T$ ;  $N_B(i)$  и  $\Delta N_{BT}$  – число отсчетов «тонкого» борного счетчика в том же канале анализатора и при энергии  $E_T$ ;  $\sigma_f(E_T)$  – сечение деления при  $E_T$ ;  $E_i$  – энергия, соответствующая  $i$ -тому каналу временного анализатора. Калибровка по тепловым сечениям, как наиболее точная, осуществлялась с использованием рециклических нейтронов. Ход нейтронного потока измерялся батареей из 10 тонких борных счетчиков польского производства, наполненных обогащенным  $\text{BF}_3$  (87.4% В-10) при давлении 600 мм Нг. Для получения сечения радиационного захвата экспериментально измерялось отношение этого сечения к сечению деления – величина  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$  (обозначение, принятое в реакторостроении). Выражение для  $\alpha$  получено из выше приведенного с теми же обозначениями

$$\alpha(E_i) = N_\gamma(i) / N_f(i) \varepsilon_f / \varepsilon_c - w / \varepsilon_c \quad (\text{II-2})$$

Это выражение справедливо в том случае, когда для исследуемого образца  $n\sigma_0 \ll 1$  (образец «тонкий») и можно пренебречь поправками на многократные взаимодействия нейтронов в образце.

Таким образом впервые были получены сечения радиационного захвата, деления и  $\alpha(E_n)$  в области энергий нейтронов 1 эВ – 30 кэВ для ядер-мишеней урана-235 и плутония-239. Эти сечения демонстрируют, что в области кэВ и десятков кэВ величина  $\alpha(E_n)$  ведет себя различно для U-235 и Pu-239, что может прямо влиять на процессы в активной зоне энергетических реакторов и в реакторах с воспроизводством топлива. Поскольку требования к точности определения парциальных сечений и  $\alpha(E_n)$  со стороны проектировщиков реакторов-размножителей и мощных энергетических реакторов были выше, чем достигнутые в экспериментах, то продолжалась разработка новых методик и проводились новые измерения. Это особенно важно было именно для Pu-239, потому что плутоний являлся конечным продуктом в уран-плутониевом цикле воспроизводства ядерного горючего. Поэтому дополнение ИБРа электронным инжектором (на первом этапе – микротроном, на втором – линейным электронным ускорителем) позволило проводить измерения с более высоким энергетическим разрешением до –15 нс/м. В этой серии измерений использовалась новая методика, которая заключалась в сравнении скорости счета ионизационной делительной камеры, содержащей 120 мг Pu-239, и большого жидкостного сцинтилляционного детектора, регистрирующего в зависимости от времени пролета  $\gamma$ -лучи из относительно «толстого» образца Pu-239, возникающие в результате радиационного захвата и (или) деления. Эффективность регистрации актов деления в камере составляла -70%.. Для регистрации  $\gamma$ -лучей деления и радиационного захвата использовался жидкий сцинтилляционный детектор объемом 600 л, аналогичный описанному выше, но без введенного в раствор кадмия. Число отсчетов камеры делений и жидкостного детектора в отдельном канале временного анализатора, после учета всех фонов можно представить в виде

$$\begin{aligned} N_f &= n_{f0}\varepsilon_f, \\ N_\gamma &= n_c\varepsilon_c + n_f\varepsilon_{\gamma f}, \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

Здесь  $n_{f0}, n_f$  – число делений в камере и в образце,  $n_c$  – число событий радиационного захвата нейтронов в образце,  $\varepsilon_f, \varepsilon_{cf}, \varepsilon_c$  – эффективности регистрации актов деления в камере и делений и радиационных захватов в образце. Из этих соотношений можно получить величину  $\alpha(E_n)$ :

$$\alpha(E_n) = AN_c / N_f - B, \quad (\text{II-4})$$

где  $A = [m_0/m] / [\varepsilon_f/\varepsilon_c]$ ,  $B = \varepsilon_{cf}/\varepsilon_c$  ( $m$  и  $m_0$  – количество Pu-239 в образце и камере), – константы, которые не зависят от энергии нейтронов, если предполагать, что  $\varepsilon_c$  слабо чувствительна к слабым вариациям спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата (это выполняется для большеобъемного детектора).



Таким образом, при измерениях сечений деления и радиационного захвата делящихся ядер определилось два направления исследований:

В первом -  $\gamma$ -кванты с высокой эффективностью регистрировались жидкостными сцинтилляционными детекторами большого объема, что существенно снижает чувствительность метода к вариациям спектра  $\gamma$ -квантов и возможным вариациям среднего числа мгновенных нейтронов деления. Однако следует учитывать, что все же фоны таких детекторов объемом 500-800 л высоки и могут приводить к ограничениям точности из-за существенных систематических ошибок.

Во втором, как это было показано выше,  $\gamma$ -кванты радиационного захвата и деления ( $\gamma$ -канал), а также мгновенные нейтроны деления (f-канал), регистрируются малогабаритными сцинтилляционными детекторами с низкой геометрической, а значит и полной, эффективностью (~1-2%). И в этом случае, после учета всех фонов по стандартной процедуре, выражение для отношения парциальных сечений радиационного захвата и деления в приближении тонкого образца можно записать в более строгой форме:

$$\alpha(E_n) = \frac{A \left[ \frac{n_\gamma(E_n)}{n_f(E_n)} \right] - 1}{B - \left[ \frac{n_\gamma(E_n)}{n_f(E_n)} \right] C}$$

$$\text{где } A = \frac{\sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{nf})^\nu] P(\nu)}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) v_\gamma^f(E) dE}; B = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^c(E) v_\gamma^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^c(E) v_\gamma^f(E) dE}; C = \frac{\int_{E_a}^{E_b} \varepsilon_\gamma^{cf}(E) v_\gamma^c(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_\gamma^f(E) v_\gamma^f(E) dE}. \quad (\text{II-5})$$

здесь  $n_f(E_n)$  - скорость счета мгновенных нейтронов деления (f-канал),  $n_\gamma$  - скорость счета  $\gamma$ -квантов в энергетическом интервале от  $E_1$  до  $E_2$  ( $\gamma$ -канал),  $\nu$ -число мгновенных нейтронов, испускаемых на акт деления,  $P(\nu)$  - вероятность испускания  $\nu$ -нейтронов на акт деления,  $\varepsilon_{nf}$  - эффективность регистрации мгновенного нейтрона спектра деления в f-канале,  $v_\gamma^c(E)dE$ ,  $v_\gamma^f(E)$  - число  $\gamma$ -квантов радиационного захвата и деления с энергией, заключенной между  $E$  и  $E+dE$ ,  $\varepsilon_\gamma^f(E)$ ,  $\varepsilon_\gamma^{cf}(E)$  - эффективности регистрации соответствующих  $\gamma$ -квантов в  $\gamma$ -канале,  $\varepsilon_\gamma^{cf}(E)$  - эффективность регистрации актов захвата в f-канале,  $E_a$ ,  $E_b$  - энергетический диапазон регистрации  $\gamma$ -квантов детектором нейтронов. Как и ранее,  $A, B, C$  - считаются постоянными и определяются из нормировок на хорошо изолированные резонансы с достаточно точно

измеренными параметрами. При этом всегда предполагалось, что спектр и множественность  $\gamma$ -излучения захвата и деления некоррелированы и не зависят от квантовых характеристик нейтронных резонансов, а, следовательно, и от энергии нейтронов источника по времени пролета. Подобные допущения делались и в отношении характеристик нейтронного излучения, сопровождающего деление. Кроме того, заранее предполагалось, что число отсчетов  $\gamma$ -квантов и мгновенных нейтронов деления строго пропорционально числу отсчетов осколков деления, т.е. сечению деления. Это позволяло при учете вклада  $\gamma$ -квантов деления, как показывает опыт значительного (до 80%), в суммарном  $\gamma$ -спектре заменять зависимость числа отсчетов  $\gamma$ -квантов деления числом отсчетов мгновенных нейтронов или осколков деления, как это следует из выражения (II-2). В дальнейших исследованиях с целью повышения точности измерений эти ограничения были сняты. Предполагалось, что на точность измерений  $\sigma_f(E_n)$  и  $\sigma_c(E_n)$  влияют индивидуальные свойства нейтронных резонансов при калибровке и групп резонансов при измерениях в областях с ограниченным энергетически разрешением. Также может проявляться зависимость от полного момента делящегося ядра, проекции полного момента на ось симметрии ядра, а также от соответствующих характеристик барьеров деления и подбарьерных флуктуаций в сечениях деления. В этом случае уже при достигнутом уровне точности измерений нет веских оснований категорически утверждать, что величины А, В и С в выражении (II-5) строго постоянны и не зависят от энергии взаимодействующего нейтрона. Тогда для дальнейшего повышения точности измерений необходимо либо развивать малочувствительные к изменениям этих величин методы, либо разрабатывать новые методы, экспериментально учитывающие такие изменения. Один из таких путей второго направления заключается в совершенствовании наиболее распространенной методики измерений  $\alpha(E_n)$  с помощью низкоэффективных детекторов. Так, выражение (II-5) с точностью до членов второго порядка по С ( $C < 10^{-2}$ ) можно преобразовать к виду

$$\alpha(E_n) = \left[ \int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_{\gamma}^c(E) v_{\gamma}^c(E) dE \right]^{-1} \left\{ \frac{n_{\gamma}(E_n)}{n_f(E_n)} \times \right. \\ \times \left[ \sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{n f})^{\nu}] P(\nu) - \right. \\ \left. - k \int_{E_a}^{E_b} \varepsilon_{\gamma}^f(E) v_{\gamma}^f(E) dE \right] - \frac{n_{\gamma}^f(E_n)}{n_f(E_n)} \left. \right\}, \quad (1)$$

где  $n_{\gamma}^f(E_n) = \int_{E_1}^{E_2} \varepsilon_{\gamma}^f(E) v_{\gamma}^f(E) dE \left\{ \sum_{\nu} [1 - (1 - \varepsilon_{n f})^{\nu}] \right. \\ \times P(\nu) \left. \right\} N_f$  - скорость счета  $\gamma$ -квантов в

совпадениях с актами деления в тех же энергетических пределах регистрации, что и суммарного  $\gamma$ -спектра;  $k \sim 1$ . Это позволило повысить точность проведенных относительных измерений до 5-10%. Следует отметить, что абсолютные измерения величины  $\alpha(E_n)$  до сих пор не предпринимались из-за принципиальных трудностей. Специалисты по расчетам ядерных реакторов ввели в рассмотрение сечения различных делящихся материалов, измеренные относительно сечения U-235, которое известно с максимально достижимой в настоящее время точностью. Попытка создать и экспериментально проверить методику относительного измерения сечения деления и радиационного захвата Pu-239 на времяпролетном спектрометре была также предпринята в ЛНФ ОИЯИ. Измерения проводились на пролетном расстоянии 500 м с энергетическим разрешением  $\sim 100$  нс/м. Акты деления регистрировались одновременно ионизационными камерами, содержащими тонкие слои U-235 и Pu-239.  $\gamma$ -Кванты радиационного захвата и деления регистрировались цилиндрическим 6-ти секционным жидкостным сцинтилляционным детектором объемом 200л. «Толстые» образцы и камеры помещались поочередно в центре детектора на оси цилиндрической вакуумированной трубы в геометрии близкой к  $4\pi$ . Экспериментальное отношение сечений деления U-235 и Pu-239 получалось из выражения

$$\frac{\sigma_{nf}(9)}{\sigma_{nf}(5)} = \left[ \frac{N_f(9) - \Phi_f(9)}{N_f(5) - \Phi_f(5)} \right] \frac{f_5(E) \varepsilon_5(E) S_5 m_k(5) t_5}{f_9(E) \varepsilon_9(E) S_9 m_k(5) t_9}, \quad (\text{II-6})$$

где  $N_f$ ,  $\Phi_f$  – скорости счета ионизационных камер,  $t$  – полное время измерений,  $\varepsilon_f$  – эффективность регистрации делений,  $f(E)$  – энергетическая зависимость хода нейтронного потока,  $S$  – площадь делящегося слоя,  $m_k$  – количество ядер на  $\text{см}^2$  в камере. Обозначения (9) и (5) относятся к урану и плутонию, соответственно. Отношения  $t_5/t_9$ ,  $f_5(E)/f_9(E)$  – близки к 1 и с высокой точностью ( $< 1\%$ ) определялись по интегральному счету мониторов нейтронного потока и по счету стартов временных кодировщиков. Величины  $S$ ,  $m_k$  и  $\varepsilon$  определялись различными методами в измерениях при изготовлении камер деления. Было получено и отношение  $\alpha(E)$  для U-235 и Pu-239 из выражения

$$\frac{\alpha(9)}{\alpha(5)} = k_1 \frac{\varepsilon_{\gamma f}(9) \varepsilon_c(5)}{\varepsilon_{\gamma f}(5) \varepsilon_c(9)} \left[ \frac{k_2 \frac{\varepsilon_f(9) m_k(9)}{\varepsilon_{\gamma f}(9) m(9)} \left\{ \frac{N_\gamma(9) - \Phi_\gamma(9)}{N_{nf}(9) - \Phi_f(9)} \right\} - 1}{k_3 \frac{\varepsilon_f(5) m_k(5)}{\varepsilon_{\gamma f}(5) m(5)} \left\{ \frac{N_\gamma(5) - \Phi_\gamma(5)}{N_{nf}(5) - \Phi_f(5)} \right\} - 1} \right], \quad (\text{II-7})$$

где  $\varepsilon_{\gamma f}$ ,  $\varepsilon_c$  –эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов деления и радиационного захвата жидкостным сцинтилляционным детектором,  $N_\gamma$ ,  $\Phi_\gamma$  - скорости счета  $\gamma$ -квантов и фона,  $m(9)$ ,

$m(5)$  – поверхностная плотность ядер в образцах, величины  $k_2, k_3$  – зависят от отношения счета мониторов и стартов временных кодировщиков в измерениях с камерами и образцами, а также от фиксированной геометрии образцов и камер. Остальные обозначения такие же, как в выражении (II-6). Поверхностная плотность образцов равнялась  $1.129 \times 10^{21}$  для Pu-239 и  $3.053 \times 10^{21}$  для U-235, а слоев ионизационных камер  $4.569 \times 10^{19}$  и  $4.718 \times 10^{19}$  ядер/см<sup>2</sup>, соответственно. Величина  $\varepsilon_{\gamma f}$  измерялась на интегральном спектре резонансных нейтронов в совпадениях жидкостного сцинтилляционного детектора с соответствующей ионизационной камерой деления и в дальнейших измерениях считалась независимой от энергии взаимодействующих нейтронов. Таким образом, все входящие в выражение (II-7) величины определялись экспериментально, кроме  $\varepsilon_c(5)/\varepsilon_c(9)$ . Отдельно величина  $\varepsilon_c$  не может быть определена, но в данном методе измерений достаточно убедиться в том, что она близка 1 при выбранных условиях регистрации  $\gamma$ -квантов. Для этого рассматривались хорошо изолированные резонансы со значениями величины  $\alpha(E_i)$  в пределах 0.4-0.6, 0.8-1.0, 1.2-1.5, 1.8-2.0 и  $>3.0$ . В результате оказалось, что для каждой из этих групп отношение суммарных счетов  $\gamma$ -квантов в пределах резонанса, нормированное на единичную площадь, не отличается от 1 более, чем на 3-4%. Эта величина и была принята для отношения  $\varepsilon_c(5)/\varepsilon_c(9)$  с ошибкой  $\pm 3.4\%$ , которая и является основной систематической ошибкой для конечной экспериментальной величины  $\alpha(9)/\alpha(5)$ . Эти измерения позволили получить относительные величины сечений и  $\alpha(E_n)$  в области энергий нейтронов до 100 кэВ.

Оказалось возможным провести анализ среднего суммарного сечения реакции  $\sigma_r$  с целью определения силовых функций для s и p волны. В нашем случае процедура существенно упрощается потому, что для урана и плутония в области энергий взаимодействующих нейтронов до  $\sim 50$  кэВ выполняется условие  $\Gamma_f + \Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ , где  $\Gamma_f$  – делительная,  $\Gamma_\gamma$  – полная радиационная и  $\Gamma_n$  – нейтронная ширины уровней составного ядра. Проводя обычное усреднение по энергии нейтронов формулы Брейта-Вигнера для изолированного уровня в области энергий, где резонансы еще не перекрываются, но уже не разрешаются нейтронным спектрометром по времени пролета и где основной вклад в суммарное сечение вносят нейтроны с орбитальными моментами  $l=0$  и 1, получаем с учетом

$$\langle \sigma_r \rangle = \langle \sigma_{r0} \rangle + \langle \sigma_{r1} \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \{ \langle (\Gamma_n/D)_0 \rangle + 3 \langle (\Gamma_n/D)_1 \rangle \}, \quad (\text{II-8})$$

где  $\lambda$  – длина волны нейтрона с энергией  $E_n$ ,  $D$  – среднее расстояние между уровнями составного ядра с моментом  $J$  и четностью  $\pi$ . Знаки  $\langle \rangle$  означает усреднение по уровням, входящим в энергетический интервал  $\Delta E$ . В области энергий нейтронов ниже 100 кэВ для урана и плутония по оптической модели хорошо выполняются соотношения

$$(\Gamma_n/D)_0 = S_0 \sqrt{E} \quad \text{и} \quad (\Gamma_n/D)_1 = [(R/\lambda)^2 / (1 + (R/\lambda)^2)] S_1 \sqrt{E}, \quad (\text{II-9})$$

где  $S_0$  и  $S_1$  – силовые функции нейтронов с  $l = 0$  и  $1$ , приведенные к  $1$  эВ;  $R$ -радиус ядра. Воспользовавшись разной энергетической зависимостью  $(\Gamma/D)_0$  и  $(\Gamma/D)_1$ , можно разделить вклад этих членов в выражении (2) и найти независимые параметры  $S_0$  и  $S_1$ . Методом МНК на ЭВМ БЭСМ-6 были получены следующие значения силовых функций:

$$\text{Для урана-235} \quad S_0 = (0.936 \pm 0.018) \times 10^{-4}, \quad S_1 = (2.08 \pm 0.22) \times 10^{-4}$$

$$\text{Для плутония-239} \quad S_0 = (0.879 \pm 0.029) \times 10^{-4}, \quad S_1 = (1.99 \pm 0.48) \times 10^{-4}.$$

Кроме того, как следует из модели Струтинского-Линна, в деформированном делящемся ядре возникают два промежуточных равновесных состояния. Это приводит к тому, что в сечении подбарьерного деления ядер монохроматическими нейтронами можно было ожидать проявления структуры, связанной с состояниями во второй потенциальной яме. Такие структуры экспериментально наблюдались в подбарьерном делении некоторых ядер. Тогда система уровней второй потенциальной ямы должна подобным же образом проявляться и при делении U-235 и Pu-239 в переходном состоянии вблизи вершины барьера, т.к. некоторые каналы могут оказаться как надбарьерными, так и подбарьерными. Чтобы попытаться обнаружить это влияние, необходимо было проанализировать сечения деления этих ядер в широкой области энергий взаимодействующих нейтронов, где эти сечения на первых взгляд ведут себя довольно гладко. Однако известный метод автокорреляционного анализа позволяет обнаруживать даже малые квазипериодические структуры. Таким образом, по современным представлениям деление урана и плутония s-нейтронами происходит через ограниченное число каналов. Для плутония канал  $K=0$   $J=0+$  лежит на 1.5 МэВ ниже энергии связи, а канал  $K=1$ ;  $J=1+$  незначительно превышает энергию связи. Так как деление через второй канал является подбарьерным, то в этом случае должно быть заметным влияние промежуточных состояний во второй потенциальной яме. И это влияние должно проявляться в среднем сечении деления с зависимостью, пропорциональной плотности уровней одного спинового состояния  $\sim(2J+1)$ . Аналогичные рассуждения применимы и к делению урана-235, где канал  $K=0$ ;  $J=3-$  лежит на 0.7 МэВ ниже энергии связи, каналы  $K=1$ ;  $J=3-$  и  $4-$  незначительно выше. Сечение радиационного захвата также анализировалось этим методом, но как следует из анализа, в этом сечении не проявляется влияние промежуточных состояний, т.к. радиационные переходы происходят преимущественно в первой потенциальной яме. Эти выводы были подтверждены в работах, выполненных с использованием такого же метода анализа в Ок-Ридже, Сакле и Харуэле. Так значения  $W =$

227 эВ для U-235 и  $W = 312$  и  $460 \pm 80$  эВ для Pu-239, что в пределах ошибок хорошо согласуется с нашими результатами 280 эВ и 450 эВ, соответственно (Таблица I).

Механизм образования делящегося изомера при диссипации энергии, соответствующей деформации второго потенциального минимума, с очевидностью следует из модели Струтинского. В частности, именно радиационный захват медленного или теплового нейтрона мог бы привести при диссипации энергии в виде  $\gamma$ -квантов, равной энергии связи нейтрона в составном ядре, к образованию изомера формы.

**ТАБЛИЦА I. Зависимость первого серийного корреляционного коэффициента ( $r_1$ ) от  $W$  (эВ) в сечениях деления U-235 и Pu-239.**

W	$r_1$	W	R1
40	0.656±0.015	60	0.095±0.026
60	0.340±0.022	120	0.026±0.048
100	0.259±0.033	180	0.049±0.072
140	0.079±0.045	240	0.247±0.100
180	0.160±0.059	300	0.057±0.125
220	0.192±0.071	360	0.108±0.143
240	0.245±0.080	390	0.322±0.322
260	<b>0.514±0.085</b>	420	<b>0.571±0.200</b>
300	<b>0.437±0.100</b>	450	<b>0.622±0.210</b>
320	0.238±0.110	480	<b>0.455±0.230</b>
360	0.172±0.124	510	0.381±0.250
440	0.139±0.167	630	0.048±0.333

Т.к. реакция  $(n,\gamma)$  в отличие от реакций с заряженными частицами является более простой и определенной в интерпретации получаемых результатов, то наблюдение  $\gamma$ -переходов, приводящих во второй потенциальной яме к образованию изомера, определение их энергии и мультипольности позволило бы экспериментально подтвердить существование изомерии формы. По этой причине была предпринята попытка обнаружить образование известного спонтанно делящегося изомера U-236m ( $t_{1/2} \approx 70-130$  нс) в реакции U-235( $n\gamma$ ) при

одновременной регистрации предшествующего  $\gamma$ -излучения. Нейтроны с энергией  $\sim 60$  кэВ были получены в реакции  $T(p,n)$  и  $Li(p,n)$  на ЭГ-5 при токах  $\sim 2-8$   $\mu A$ . В результате во всех сериях измерений с различными детекторами в качестве верхней границы выхода спонтанно делящегося изомера урана с сопровождающим  $\gamma$ -излучением следует принять  $1.5 \times 10^{-4}$ , т.к.  $\sigma^{is}/\sigma_f = (0.21 \pm 1.25) \times 10^{-4}$ . Достигнутая точность ограничивается в основном неблагоприятными фоновыми условиями, и отношение счета в пике мгновенного деления к счету случайных совпадений не могло быть получено лучше  $3 \times 10^3$ .

(Глава III) С момента становления нейтронной спектromетрии (1961г) на базе TOF-спектрометра ЛНФ ОИЯИ велись классические нейтронно-спектрометрические исследования делящихся и неделящихся ядер, цель которых - определение таких параметров нейтронных резонансов, как энергия  $E_0$ , полная ширина  $\Gamma$ , нейтронная ширина  $\Gamma_n$ , радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$ , делительная ширина  $\Gamma_f$  и спин  $J$ . Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами (в случае изолированного резонанса) описывается известной формулой Брейта- Вигнера

$$\sigma_t(x) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} + \frac{2a}{x} \frac{g_0 x}{1+x^2} + 4\pi a^2, \quad (III-1)$$

где  $a$  - амплитуда потенциального рассеяния;

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda^2 \frac{2g\Gamma_n}{\Gamma}, \quad g = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2I+1} - \text{статистический фактор, а } J - \text{ спин ядра - мишени;}$$

$$x = \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}.$$

Резонансное сечение радиационного захвата и резонансное сечение деления

$$\sigma_i(x) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \frac{\Gamma_i}{\Gamma}, \quad \text{где } i - \text{ относится или к радиационному захвату, или делению. Учет}$$

теплового движения ядер мишени приводит к изменению формулы для сечения

$$\sigma_t(x) = \sigma_0 \psi(\beta, x) + \sigma_0 \frac{2a}{\lambda} \phi(\beta, x) + 4\pi a^2,$$

где

$$\psi(\beta, x) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\left[\frac{(x-y)}{\beta}\right]^2\right\}}{1+y^2} dy,$$

$$\phi(\beta, x) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\left[\frac{(x-y)}{\beta}\right]^2\right\} |y|}{1+y^2} dy,$$

$$\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma},$$

$$\Delta = 2(E_0 k T_{эфф} / A)^{1/2}.$$

(III-2)

Здесь Тэфф- эффективная температура образца,  $k$  - постоянная Больцмана,  $A$  - атомный вес мишени. Наиболее простыми являются измерения пропускания нейтронов через исследуемый образец, сложнее - радиационный захват в нем нейтронов или деление.

Использование различных типов измерений для определения параметров уровней уменьшает вероятность систематических ошибок, поскольку в этих экспериментах источники ошибок различны. Кроме того, для каждого типа эксперимента измерения проводились с несколькими образцами, что дает возможность использовать значительно большее число уравнений, чем число неизвестных параметров. Это также улучшает надежность полученных результатов.

В результате впервые был получен полный набор параметров для большого числа уровней составных ядер U-236 и Pu-240 и ограниченный - для U-234.

Была исследована корреляционная зависимость между различными параметрами уровней с целью определения связей выходных каналов распада составного ядра.

Проведена оценка средних параметров уровней для двух спиновых состояний составного ядра и силовых функций для S-нейтронов.

(Глава IV) Впервые на влияние состояний переходного ядра на распределение реализующейся энергии при делении ядер между  $E_k$ -средней кинетической энергией осколков и  $E^*$ -средней энергией возбуждения осколков было обращено внимание В.Н.Андреевым. Можно было предположить, что подобные эффекты будут проявляться при делении U-233, U-235 и Pu-239 s-нейтронами в зависимости от реализуемого переходного состояния ядра. Критерием возбуждения осколков по современным представлениям является среднее число испускаемых (испаряемых) нейтронов и  $\gamma$ -квантов на акт деления. При этом число  $\gamma$ -квантов слабо зависит от  $A$  и практически не зависит от энергии взаимодействующих нейтронов. Таким образом, можно считать, что возможное изменение среднего числа нейтронов на акт деления  $\nu$  полностью определяет  $E^*$  осколка. Распределение энергии возбуждения между переходными состояниями в энергетической щели, как отмечалось выше, представляет и принципиальный интерес для теоретических моделей деления ядер, и, конечно, как все, что касается информации о делении ядер урана и плутония, имеет также важное значение для реакторостроения. Схема измерений является модернизированной схемой измерений парциальных сечений деления ядер в переходной области, описанной выше. Основными компонентами измерительного комплекса являлись:

1) нейтронный спектрометр по времени пролета, позволяющий выделять нейтроны необходимой энергии;



- 2) детектор для регистрации нейтронов и актов деления;
- 3) система кодирования экспериментальной информации и передачи в Измерительный центр ЛНФ на 20-разрядный регистратор с памятью на магнитной ленте;
- 4) «малая» вычислительная машина с визуальным каналом связи в виде осциллографа со световым карандашом;
- 5) «большая» вычислительная машина ЛВТА для обработки экспериментальной информации.

В общем случае для каждого резонанса в пределах энергетических границ обрезания (ограничивается энергетическим разрешением) рассчитывалась величина  $\langle v\varepsilon_n \rangle_i$  в соответствии с выражением

$$\langle v\varepsilon_n \rangle_i = \sum_{j=m}^{m+k} \langle v\varepsilon_n \rangle_j = \sum_{j=m}^{m+k} \frac{\sum_{n=0}^7 n(N_{nj} - \omega_i \Phi_{nj} - F_{nj})}{Q \sum_{n=0}^7 (N_{nj} - \omega_i \Phi_{nj} - F_{nj})} \quad (\text{IV-1})$$

где  $N_{nj}$ -число случаев регистрации  $n$  импульсов детектора;

$\Phi_{nj}$  - число случаев регистрации  $n$  фоновых импульсов от  $n\gamma$ ,  $np$  -процессов в образце и реакторного фона ("переменный фон") для того же числа делений;

$F_{nj}$ - число случаев регистрации  $n$  фоновых импульсов, связанных с фоном образца и радиоактивным фоном помещения ("постоянный фон") для того же времени измерения, что и  $N_{nj}$ ;  $\omega_i$ -поправочный коэффициенты на эффект энергетического смещения при регистрации переменного фона методом задержанных совпадений;

$Q$  - поправочный коэффициент, учитывающий просчёты, связанные с разрешающим временем канала регистрации нейтронов деления.

Таким образом, знаменатель выражения (IV-1) представляет собой число зарегистрированных актов деления, а числитель - соответствующее число зарегистрированных нейтронов. знаменатель выражения (IV-1) представлял собой просто число отсчётов камеры за вычетом фона в пределах рассматриваемого резонанса. Величина "постоянного фона" для большинства резонансов не превышала ~3% (U-235) и ~10% (Pu-239) от полного счёта по резонансу. Максимальная величина "переменного фона" достигала ~ 5% для некоторых сильных резонансов Pu-239 в измерениях с толстыми образцами. Для сопоставления набора значений  $\langle v\varepsilon_n \rangle_i$  в различных сериях измерений рассматривалась величина  $\langle v\varepsilon_n \rangle_i / \langle v\varepsilon_{ni} \rangle$ , где в знаменателе через  $\langle \rangle$  обозначено усреднение по всем исследованным резонансам. Эта величина в разумном предположении постоянства  $\varepsilon_n$  от

резонанса к резонансу соответствует вариациям  $v_i$ . Результаты измерений  $v_i/\langle v_i \rangle$  для отдельных резонансов U-235 и Pu-239 при внимательном их анализе группируются около двух значений, одно из которых больше, а другое меньше единицы. Особенно это хорошо видно для Pu-239. При нормальном распределении величин  $v_i/\langle v_i \rangle$  в каждой группе суммарное распределение можно было бы представить в виде суперпозиции двух перекрывающихся распределений Гаусса. Описание экспериментального распределения суммой двух распределений Гаусса на ЭВМ методом наименьших квадратов дало следующие значения средних  $v_i/\langle v_i \rangle$  для соответствующих двух групп U-235  $0.984 \pm 0.010$  и  $1.006 \pm 0.011$  ( $\chi^2=3.45$ ) и Pu-239  $0.97 \pm 0.02$  и  $1.013 \pm 0.011$  ( $\chi^2=1.59$ ). Доверительная вероятность такого разделения на две группы по критерию  $\chi^2$  на уровне 0.65 для U-235 и 0.8 для Pu-239. Для получения математической обоснованности связи между значениями  $v_i/\langle v_i \rangle$  и параметрами резонансов, а также другими характеристиками деления этих ядер в переходном состоянии, рассчитывались соответствующие коэффициенты корреляции. Значения коэффициентов корреляции подтверждают то, что относительный выход среднего числа мгновенных нейтронов на акт деления в отдельных резонансах коррелирует с g-фактором, т.е. спином уровня, антикоррелирует с делительной шириной, которая в среднем также связана со спином уровня, и не зависит от величины сечения деления в резонансе. Отсюда следует, что была обнаружена, по-видимому, глубокая связь между двумя последовательными стадиями процесса деления: переходными состояниями ядра при критической деформации, с одной стороны, и моментом разделения на два осколка и их разлетом, с другой.

Для того, чтобы проверить возможности использования этих методик для измерения выхода мгновенных нейтронов деления в резонансной области энергий по методу времени пролета, были предложены и проведены эксперименты на TOF-спектрометре высокого разрешения в CEN Сакле (Франция). Для этого использовались четыре жидкостных сцинтилляционных PSD-детектора (сцинтиллятор NE-213) диаметром 12 см и толщиной 7 см каждый с ФЭУ XP 1040, расположенные вне пучка в плоскости перпендикулярной его направлению. Мишень металлического Pu-239 размером  $100 \text{ см}^2$  и поверхностной плотностью  $0.1 \text{ г/см}^2$  ( $2.5 \times 10^{-4}$  ат/барн) помещалась на оси тщательно коллимированного нейтронного пучка в едином с PSD-детекторами вакуумном объеме. Схема разделения при регистрации мгновенных нейтронов деления позволяла режектировать  $\gamma$ -лучи на уровне  $10^{-4}$  и эффективном пороге в нейтронном канале  $\sim 1$  МэВ. В этих условиях эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления для одного детектора составляла  $\sim 1\%$ . Были использованы два канала регистрации временного кодировщика «INTERTECHNIK HC-25». В

одном банке памяти накапливалась через схему «или» информация непосредственно с 4-х PSD-детекторов (суммарный канал - «s-канал»), а в другом – со схемы совпадений, которая отбирала двукратные совпадения и совпадения высшей кратности (канал совпадений – «с» - канал). После проведения измерений  $v_i(E_n)$ , подобные измерения различными методами были проведены в Ок Ридже, Ливерморе, РПИ, Геле. Сравнение результатов при согласии средних по низкоэнергетической области энергий показывает большой статистический разброс в области выше 100 эВ, где сказывается влияние энергетического разрешения по времени пролета различного в рассматриваемых работах..

( Глава V) Как отмечалось выше, величина энергетической щели составляет 1.5-2.0 МэВ. Следовательно, энергетически возможны радиационные переходы между состояниями, соответствующими каналам с определенными значениями  $K$  и  $\pi$  и, и после испускания  $\gamma$ -кванта соответствующей мультипольности, открывается лежащий ниже канал другой четности, что может увеличивать вероятность деления. Особенно этот эффект должен быть хорошо заметен для каналов деления, расположенных выше энергии связи в составном ядре. В этом случае, деление для такого канала является «чисто» подбарьерным и его делительная ширина близка к нулю. Но, после испускания  $\gamma$ -кванта, у ядра остается еще достаточно энергии возбуждения, чтобы разделиться через соответствующий по  $K$  и  $\pi$  низколежащий канал. Теоретические расчеты вероятности такого двухступенчатого процесса, названного  $(n,\gamma f)$ -реакцией, были сделаны в ряде работ. Для оценки ширины такого  $(n,\gamma f)$ -процесса необходимо было вычислить часть первичного спектра  $\gamma$ -лучей, приводящего к промежуточным состояниям, которые лежат выше соответствующего порога деления. В наиболее корректных расчетах Дж. Линна первичный  $\gamma$ -спектр вычислялся с учетом энергетической зависимости плотности уровней в области  $\gamma$ -перехода в модели Ньютона, ядерной температуры по Лангу и энергетической зависимости среднего квадрата матричного элемента для вероятности перехода между начальным состоянием при энергии связи и конечным состоянием наинизшего канала, доступного по  $K$  и  $\pi$ . Сечения взаимодействия  $S$ -нейтронов с ядрами U-235 и Pu-239 приводят к состояниям составного ядра с полным угловым моментом и четностью 3-, и 4- и 0+ и 1+, соответственно. После испускания электрического или магнитного дипольного  $\gamma$ -кванта, для деления становятся доступными промежуточные состояния, соответствующие спину и четности  $[(J-1), J, (J+1)]-\pi$   $[(J-1), J, (J+1)]\pi$ . Из рассмотрения спектра каналов в седловой точке были получены оценки ширины  $\Gamma_{\gamma f}$ :  $\sim 1.5$  мэВ (4-) и  $\sim 3$  мэВ (3-) для U-235 и  $\sim 3$  мэВ (1+) и  $\sim 7$  мэВ (0+) для Pu-239. Вклад магнитных дипольных переходов оказался пренебрежимо малым для U-235 и не больше

1 мэВ (1+) для Pu-239. Если сравнить оцененные  $\Gamma_{\gamma f}$  со средними делительными ширинами  $\langle \Gamma_f \rangle(4-) = 26 \pm 6$  мэВ и  $\langle \Gamma_f \rangle(3-) = 87 \pm 20$  мэВ для U-235 и  $\langle \Gamma_f \rangle(1+) = 44 \pm 13$  мэВ и  $\langle \Gamma_f \rangle(0+) = 295 \pm 148$  мэВ для Pu-239, то можно видеть, что делительная ширина двухступенчатого процесса составляет заметную часть средней делительной ширины, особенно для резонансов со спином 4- (U-236) и 1+(Pu-240). На распределении Портера-Томаса для делительных ширин хорошо видно, что не хватает малых величин ширин для лучшего согласия эксперимента с расчетом. Кроме того, экспериментально не наблюдаются делительные ширины меньше  $\sim 3$  мэВ. Несмотря на то, что все это, казалось бы, стимулировало постановки экспериментов по поиску такого двухступенчатого процесса в делении, не было даже попыток провести такие измерения из-за малости исследуемого сечения и методических трудностей при использовании времяпролетной спектроскопии. Первые попытки таких измерений были предприняты на TOF-спектрометре ЛНФ ОИЯИ в 1968 г., используя метод множественной регистрации  $\gamma$ -квантов деления, и была установлена верхняя граница этой реакции на уране-235 и плутонии-239. В последующие годы была проведена серия экспериментов с целью обнаружить (n, $\gamma f$ )-реакцию и оценить ее вероятность с использованием различных экспериментальных методик на времяпролетных спектрометрах ЛНФ ОИЯИ (Дубна) и CEN Saclay (Франция). Испускание предделительного  $\gamma$ -кванта (или  $\gamma$ -квантов) в пределах «энергетической щели» приводит к делению ядра через низколежащее переходное состояние. Т.к. часть энергии возбуждения делящегося ядра реализована в виде  $\gamma$ -излучения, то в соответствии с моделью, обсуждаемой выше, это должно приводить к уменьшению энергии возбуждения осколков деления, т.е. к уменьшению среднего числа мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}_i$  для отдельных резонансов. Тогда для множественности  $\gamma$ -квантов и их полной энергии, а также множественности мгновенных нейтронов деления, при существовании (n, $\gamma f$ )-реакции можно написать три соотношения:

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_\gamma &= \bar{\nu}_{\gamma i} + \frac{\bar{A}_{\gamma f}}{\bar{A}_f} \bar{\nu}_{\gamma f}, \\ \bar{E}_\gamma &= \bar{E}_{\gamma o} + \frac{\bar{A}_{\gamma f}}{\bar{A}_f} \bar{E}_{\gamma f}, \\ \bar{\nu}_n &= \bar{\nu}_{ni} - \frac{\bar{A}_{\gamma f}}{\bar{A}_f} \left( \frac{\partial \nu_n}{\partial E_n} \right) \bar{E}_{\gamma f},\end{aligned}\tag{V-1}$$

где  $\bar{\nu}_{\gamma f}$ ,  $\bar{E}_{\gamma f}$  - средняя множественность и средняя энергия предделительных  $\gamma$ -квантов,  $\bar{\nu}_{\gamma i}$ ,  $\bar{E}_{\gamma o}$ ,  $\bar{\nu}_{ni}$  - средняя множественность и полная энергия  $\gamma$ -квантов прямого деления,

соответственно, и множественность мгновенных нейтронов деления при отсутствии  $(n,\gamma f)$ -реакции,  $\Gamma_f$ ,  $\Gamma_{\gamma f}$  – полная ширина деления и  $(n,\gamma f)$ -реакции. Зависимость  $\nu_n$  от энергии возбуждения, т.е. от энергии взаимодействующего нейтрона при энергиях в несколько МэВ, измерялась во многих работах и известна довольно хорошо. Зная эту зависимость и измеряя множественность и полную энергию  $\gamma$ -квантов и мгновенных нейтронов деления, можно оценить ширину  $(n,\gamma f)$ -реакции и среднюю энергию предделительных  $\gamma$ -квантов. При анализе экспериментальных результатов хорошо видно, что это  $\gamma$ -излучение антикоррелирует с  $\nu_i$ .

Аналогичные результаты были получены в СЕН Сакле и подтверждены измерениями других лабораторий.

Из всех расчетов по экспериментальным данным Сакле и Дубны была получена величина  $\langle E_{\gamma f} \rangle = (770 \pm 70)$  кэВ – средняя энергия предделительных  $\gamma$ -квантов и, соответственно,  $\Gamma_{\gamma f 1+} = (3.8 \pm 0.9)$  мэВ, что является первой экспериментально полученной оценкой ширины  $(n,\gamma f)$ -процесса для ядра Рu-239. Позднее эти величины были уточнены  $\langle E_{\gamma f} \rangle = (1080 \pm 50)$  кэВ и  $\Gamma_{\gamma f 1+} = (4.2 \pm 0.9)$  мэВ для резонансов со спином  $1^+$  и  $\langle E_{\gamma f} \rangle = (1100 \pm 50)$  кэВ и  $\Gamma_{\gamma f 0+} = (7.3 \pm 1.8)$  мэВ для резонансов со спином  $0^+$ . По экспериментальным данным, полученным в Дубне,  $\langle E_{\gamma f} \rangle = (1210 \pm 150)$  кэВ и  $\Gamma_{\gamma f 1+} = (3.2 \pm 1.1)$  мэВ и  $\Gamma_{\gamma f 0+} = (4.5 \pm 2.3)$  мэВ. Хорошо видно, что согласие удовлетворительное.

Подводя итог, следует отметить, что экспериментальные данные о  $(n,\gamma f)$ -реакции, полученные в работах Дубны и Дубны-Сакле, а также в работах Гатчины и Ок-Риджа, с большой надежностью позволяют утверждать, что существование этой реакции является экспериментально доказанным фактом. Это следует и из того, что наблюдаемые в резонансной области энергий нейтронов эффекты, связанные с множественностью и полной энергией  $\gamma$ -квантов деления, а также с множественностью мгновенных нейтронов деления, можно интерпретировать самосогласованно единым образом, как проявление  $(n,\gamma f)$ -реакции в ее конкуренции с прямым делением в переходных состояниях в пределах энергетической щели.

(Глава VI) Импульсные источники нейтронов в настоящее время широко используются в различных областях науки и техники. Основная область их применения в нейтронной физике – это нейтронная спектроскопия, использующая метод времени пролета. Именно этот метод в настоящее время обеспечивает наиболее высокую степень монохроматизации нейтронов пучка в широкой энергетической области от тепловых нейтронов до нейтронов с энергией в сотни МэВ, что позволяет проводить широкий круг исследований в области ядерной физики, физики элементарных частиц и конденсированного

состояния, в области физики и технологии ядерных реакторов, а также решать широкий круг чисто прикладных задач (активационный анализ, радиационное испытание материалов и т.д.).

По проекту ММФ в Экспериментальном зале (рис.2) на основе Устройства Гашения Пучка (УПГ) была сооружена установка для радиационного испытания материалов РАДЭКС (РАДиационный ЭКСперимент) при больших плотностях нейтронного потока и рекордных интегральных дозах. Нетрудно видеть, что при достигнутых сегодня параметрах протонного ускорителя УПГ не может использоваться эффективно по своему прямому назначению. Принимая во внимания конструктивные особенности Установки УПГ 1.00.000, удачное место ее расположения в центре Экспериментального зала здания 25 ЭК ММФ по направлению (на линии) ввода протонного пучка было решено расширить функциональные возможности этой установки, используя ее в качестве интенсивного импульсного источника нейтронов.

В состав новой нейтронопроизводящей конструкции мишени, введенной в эксплуатацию сегодня, входят:

1. Мишень, состоящая из 13-W-пластин (300x160x6) с титановым антикоррозийным покрытием. Толщина набора пластин по направлению падающего протонного пучка рассчитана на полное поглощение протонов с энергией до 400 МэВ.

2. Замедлитель – это та же вода, что используется в качестве теплоносителя. Толщина замедлителя составляет 3 см. Конструктивными материалами обечаек и кассеты мишени и корпуса замедлителя являются сплавы АМГ-3 или АМГ-6.

3. Над кассетой с мишенью установлена металлическая защитная пробка высотой 3м, состоящая из набора железных блинов. Ось протонного пучка смещена вверх относительно центра W пластин на 50мм.

Как отмечалось выше, основой современного импульсного источника является ускоритель, в последних проектах – протонный.

Линейный ускоритель ускоряет ионы водорода и является базовой установкой Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН. В настоящее время он имеет следующие параметры (и проектные):

Энергия протонов	209 МэВ.....	(600 МэВ)
Импульсный протонный ток	до 16 мА .....	(50 мА )
Частота посылок протонных импульсов	1- 50 Гц... ..	(100 Гц)
Длительность протонных импульсов	0.25-200 мкс.	

ТОФ-спектрометр состоит из следующих основных частей :

1. W-мишень, оптимизированная для поглощения протонного пучка с энергией до 400 МэВ при среднем токе до 250 мкА.
2. Водяной замедлитель для формирования нейтронного спектра в области медленных и резонансных нейтронов.
3. Вакуумные времяпролетные каналы (три горизонтальных и один вертикальный).
4. Ловушки нейтронных пучков.
5. Биологическая защита нейтронного источника и экспериментальных зон.
6. Детектирующая аппаратура и система сбора, накопления и обработки экспериментальной информации.

На рис.2 показаны импульсный источник и времяпролетные вакуумные каналы. Имеются 6 экспериментальных зон для размещения регистрирующей аппаратуры. Для исследований по времени пролета структура нейтронного пучка должна соответствовать требованиям эксперимента. Нейтронные импульсы должны иметь малую длительность для получения высокого энергетического разрешения и относительно малую частоту, чтобы избежать наложения рециклических нейтронов. Поэтому режимы работы нейтронного спектрометра должны отличаться в области медленных и резонансных нейтронов. В первом случае длительность импульса может быть равной 10-100 мкс, а во втором – на 1-2 порядка меньше.

Стандартная длительность импульса равна 60 мкс и меньшие длительности получаются с помощью прерывателя (чоппера) в ионном источнике протонного пучка путем вырезания до минимальной длительности 0.25 мкс с пропорциональной потерей интенсивности. В стандартном режиме максимальный интегральный поток нейтронов из мишени может достигать величины  $(1-3) \times 10^{15}$  н/с·4π. Расчет показывал, что на поверхности замедлителя плотность потока нейтронов могла достигать  $2 \times 10^{11}$  н/см<sup>2</sup> в энергетическом диапазоне 0.0253 эВ до 100-300 КэВ .

Были измерены энергетические зависимости плотности потока нейтронов на поверхности замедлителя в области энергии нейтронов ниже 100 КэВ в различных режимах

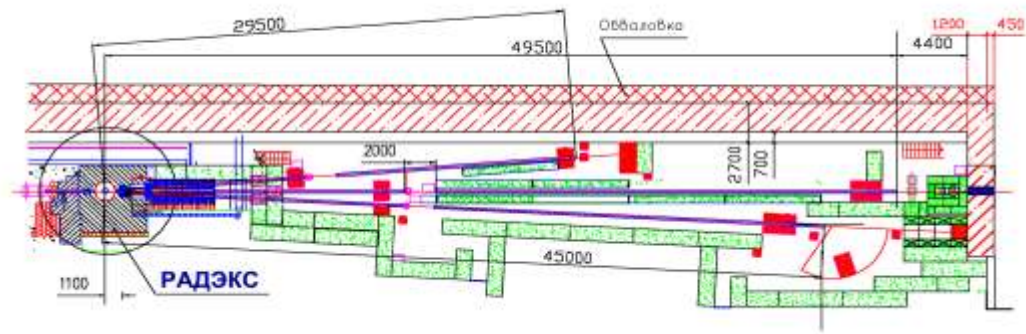


Рис.2. Схема расположения ТОФ-спектрометра ТРОНС в Экспериментальном зале. Показаны горизонтальные нейтронные каналы, защита и экспериментальные зоны для размещения аппаратуры.

работы ускорителя. Энергетическая зависимость хода нейтронного потока близка к зависимости  $1/E_n$ . Флюенс нейтронного потока нейтронопроизводящей мишени представлен на рис.3. Хорошо видно, что в области медленных нейтронов ТОФ-спектрометр не уступает по своим параметрам современным импульсным нейтронным ТОФ-спектрометрам. В резонансной же области, где необходимо высокое энергетическое разрешение, он, естественно, уступает лучшим установкам такого типа.

Следует учитывать уникальные характеристики этого ТОФ-спектрометра. Минимальное расстояние до источника генерации нейтронов составляет всего 4 м, что в случае необходимости позволяет использовать значительные плотности нейтронов на исследуемых мишенях. Кроме того, можно изменять энергетическое разрешение не изменяя пролетного расстояния от нейтронного источника, т.е. не нужно перемещать регистрирующую аппаратуру с этой целью.

И наконец следует отметить, что использование ловушки протонного пучка в качестве импульсного источника оказалось удачным и позволяет проводить и планировать постановку фундаментальных исследований (Таблица II).

Совершенствование протонного ускорителя (Энергия пучка 400-500 МэВ, средний ток 150-250 мкА) позволит ТОФ-спектрометру ИЯИ РАН стать одним из лучших по своим параметрам.



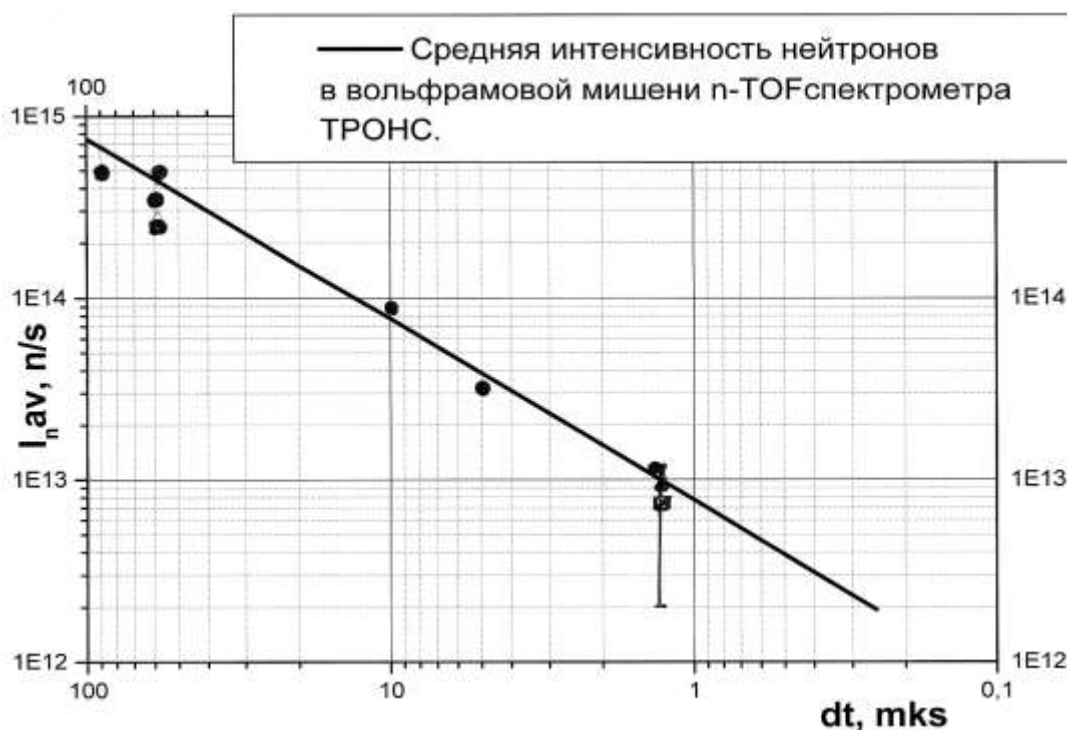


Рис.3. Результаты измерений флюенса нейтронов импульсного источника. Точка с большой ошибкой получена активационным методом. Основная проблема измерений с нейтронными детекторами заключалась в нормировке результатов на калиброванный ток протонов. Линейная зависимость (сплошная линия) рассчитана по эмпирической формуле.

В Заключении (Глава VII) сформулированы основные результаты и выводы данной работы:

1. Исследования процесса деления ядер вблизи вершины барьера деления (при возбуждениях близких энергии связи нуклона в составном ядре) позволяют изучать переходные состояния в модели О.Бора, соответствующие состояниям с различными квантовыми характеристиками (J,  $\pi$ , K)
2. Модель нейтронных резонансных реакций Линна, созданная на базе «микромаскопического» метода расчета барьеров деления Струтинского, позволила анализировать и понимать многие экспериментальные результаты в этой области исследований и стимулировала постановку новых экспериментов. Эти подходы явились основой программы экспериментальных исследований физики деления в переходном состоянии и интерпретации полученных результатов в группе физики деления Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

**ТАБЛИЦА II. Импульсные нейтронные источники на основе ускорителей протонов.**

Характеристики нейтронных источников	<i>LANSCE</i> LANL США	<i>ISIS</i> RAL Англия	<i>CERN-PS</i> Швейцария	<i>KENS</i> Tsukuba Япония	<i>ТРОНС</i> ИЯИ РАН Россия
Энергия протонов, МэВ	800	800	24 ГэВ	500	300
Материал нейтронной мишени	W	U, Ta	Pb	U, W	W
Число протонов в импульсе $10^{-12}$ , р/импульс	1.0	25	4	1.0	0.03-1.9
Длительность протонного импульса, мкс	0.25	0.25	0.006	0.007	0.25-60
Частота следования импульсов, Гц	120	53	0.27	20	1 – 50
Средняя интенсивность быстрых нейтронов $10^{-15}$ , нейтр./с	4.8	40	0.8	0.3	0.008–1.9
Средний ток быстрых нейтронов с поверхности мишени $10^{-11}$ , нейтр./см <sup>2</sup> с	0.13	130	2.5	2.0	0.15 – 8.0
Плотность нейтронов за импульс $10^{-10}$ нейтр./см <sup>3</sup> импульс	0.25	13	6	0.5	0.004– 0.3

Примечание: Для *TOF\_спектрометра ТРОНС* приводится диапазон параметров для мин. длительности импульса протонов и штатной длительности.

3. Основным методом исследований являлся метод времени пролета с использованием импульсных источников нейтронов на основе импульсного реактора периодического действия ЛНФ ОИЯИ (ИБР и ИБР в режиме бустера с электронным ускорителем), а также импульсного нейтронного источника на основе электронного линейного ускорителя CEN Saclay (Франция). И тот и другой нейтронные источники были многие годы в числе лучших по своим физическим параметрам.
4. Для измерения парциальных сечений урана-235 и плутония-239 были созданы искровые, газовые сцинтилляционные и ионизационные делительные камеры, а также PSD сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов стильбена.
5. Учитывая технические возможности импульсного источника нейтронов ИБР, была создана и использовалась уникальная регистрирующая система на основе большеобъемного жидкостного сцинтилляционного детектора, нагруженного кадмием, позволившая разделить регистрируемые процессы деления и радиационного захвата. Этот метод измерений на нейтронном пучке в методе времени пролета был применен впервые и только в ЛНФ ОИЯИ.
6. Впервые методом времени пролета были измерены парциальные сечения (деление и радиационный захват) урана-235 и плутония-239 в энергетической области от тепловых нейтронов до 100 кэВ.
7. Из анализа сечения реакции (сумма сечений деления и радиационного захвата), а также самих парциальных сечений, были получены:
  - а. силовые функции урана-235 и плутония-239 для s и p нейтронов,
  - б. методом регрессивного анализа на ЭВМ была обнаружена квазипериодическая структура в сечениях деления урана-235 и плутония-239, обусловленная влиянием уровней второго типа в модели Струтинского-Линна на экспериментальное сечение деления,
  - в. на ЭВМ проведена подгонка под измеренные моделируемых сечений деления путем генерирования параметров уровней во второй потенциальной яме, имеющих делительные ширины, распределенные по закону Портера-Томаса, и расстояния между уровнями по закону Вигнера, и экспериментально полученных параметров уровней в первой потенциальной яме. Это позволило определить делительные ширины уровней во второй потенциальной яме и их плотность.

8. Установлена граница образования изомера формы (основного состояния во второй потенциальной яме) урана-236m, получаемого в реакции  $(n,\gamma)$  при энергиях нейтронов 60кэВ и 0.4 МэВ.
9. Впервые в нашей стране была разработана методика, включая программное обеспечение, комплексного получения параметров делящихся ядер из измерений сечений деления, радиационного захвата (их суммы-сечения поглощения) и пропускания в «хорошей» геометрии (сечение поглощения + сечения резонансного и потенциального рассеяния), что позволило уточнить известные данные о параметрах уровней урана-235 и плутония-239, а также существенно расширить число исследованных уровней.
10. Впервые был получен полный набор параметров для большого числа уровней составных ядер U-236 и Pu-240 и ограниченный - для U-234.
11. Исследована корреляционная зависимость между различными параметрами уровней с целью определения связей выходных каналов распада составного ядра. Проведена оценка средних параметров уровней для двух спиновых состояний составного ядра и силовых функций для S-нейтронов.
12. Впервые проведены измерения возбуждения осколков деления урана-235 и плутония-239 в резонансных состояниях, образованных при взаимодействии с S-нейтронами.
13. Для проведения этих исследований был модернизирован большой жидкостный детектор мгновенных нейтронов деления, создана новая специальная электроника одновременной регистрации эффекта и фона, система кодирования экспериментальной информации и передачи в Измерительный центр ЛНФ на 20-разрядный регистратор с памятью на магнитной ленте и специализированный комплекс накопления, хранения экспериментальной информации, контроля за ходом эксперимента и предварительной обработки данных с использованием «малой» вычислительной машины с визуальным каналом связи в виде осциллографа со световым карандашом и «большой» вычислительной машины ЛВТА ОИЯИ для обработки полученной экспериментальной информации
14. В измерениях среднего числа мгновенных нейтронов деления для нейтронных резонансов урана-235 и плутония-239 с разными спинами была обнаружена, по-видимому, глубокая связь между двумя последовательными стадиями процесса деления: переходными состояниями ядра при критической деформации, с одной

стороны, и моментом разделения на два осколка и их разлетом, с другой. Разница в среднем числе мгновенных нейтронов для двух спиновых состояний позволяет утверждать, что энергия энергетической щели между переходными состояниями при критической деформации переходит в дополнительное возбуждение осколков.

15. Впервые полученные средние значения по резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов (S-взаимодействие) числа мгновенных нейтронов на акт деления для урана-235 и плутония-239 представляют значительный интерес и для прикладных работ по расчетам энергетических реакторов с большой активной зоной, где вклад надтепловых нейтронов в общем спектре, увеличивается, а, значит, необходимо иметь более точную информацию о характеристиках взаимодействия надтепловых нейтронов с делящимися ядрами.

16. В течение последних 3-4 лет был подготовлен и реализован проект нейтронного времяпролетного спектрометра, названного «ТРОНС» (ТРОицкий Нейтронный Спектрометр), на основе модернизированной ловушки протонного пучка линейного ускорителя ММФ ИЯИ РАН.

17. Исследования параметров этого спектрометра показали, что он не уступает по основным характеристикам (полная интенсивность, разрешение, фоновые условия) современным нейтронным спектрометрам с протонными драйверами.

TOF- спектрометр ТРОНС может эффективно использоваться в области умеренного энергетического разрешения при высоких нейтронных потоках.

#### **Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах.**

1. Квитек И., Попов Ю.П., Рябов Ю.В., Тройное деление U-235, Я.ф., 1, 4, 677(1965), Труды 1-го Симпозиума по физике и химии деления, т.11, с.439, Вена, Австрия, (1965), Препринт ОИЯИ, Дубна, Р-2025, (1965).
2. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Многослойная искровая камера для регистрации осколков деления. ПТЭ, №5, с.47, (1969), Препринт ОИЯИ, Дубна, РЗ-3957, (1968).
3. Рябов Ю.В., Кочкин В.И., Шелонцев И.И. Расчет параметров жидкостного сцинтилляционного детектора нейтронов деления, Всесоюзное совещание по методам Монте-Карло, Сухуми, 1969, Препринт ОИЯИ 11-4665, (1969).
4. Рябов Ю.В., Ван Ши-ди. Жидкостный сцинтилляционный детектор делений и радиационного захвата, ПТЭ, 4, 63 (1965), Препринт ОИЯИ, Дубна, №1685, (1964),

- Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами, июнь, ОИЯИ, Дубна, Препринт 1845, 159 (1964).
5. Ryabov Yu. V. The Accuracy Attainable in Measuring  $\alpha$  for Pu-239 in the Resonance Region of the Neutron. IAEA, Vienna, N71-2107 (1971).
  6. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Чиков Н., Куров М.А. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления для урана-235 и плутония-239 в области энергий нейтронов ниже 30 кэВ. АЭ 30, 3 (1971).
  7. Рябов Ю.В., Со Дон Сик, Чиков Н., Куров М.А., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Прокопец Ю.С., Ставиский Ю.Я., Измерение сечений радиационного захвата и деления ( $\alpha$ ) для плутония-239 в области энергий нейтронов 0.1-30 кэВ. АЭ т.30,в.4, с. (1971), Препринт ОИЯИ, Дубна, P3-5112, (1970).
  8. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Чиков Н., Янева Н. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления для U-235 и Pu-239 в резонансной области энергий нейтронов. АЭ, 24, 4, 351 (1968).
  9. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Чиков Н., Куров М.А Измерение  $\alpha$  для уран-235 и плутония-239 в резонансной области энергий нейтронов. Сообщение ОИЯИ, Дубна, P3-5113 (1970).
  10. Рябов Ю.В. Абсолютные измерения  $\sigma^{9nf}/\sigma^{5nf} \alpha^9/\alpha^5$  в резонансной области энергий взаимодействующих нейтронов. Нейтронная физика 3, 134, (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977г.) Москва, ЦНИИатомиздат, (1977).
  11. Лайтаи А., Зен Чан Бом, Омельяненко А.А., Поликанов С.М., Рябов Ю.В., Тянь Сан Хак, Поиск спонтанно-делящегося изомера U-236 в реакции U-235 (n, $\gamma$ ), Ядерная физика, 18, 1/34 (1973).
  12. Рябов Ю.В., Фенин Ю.И., Силовые функции урана-235 для нейтронов с  $l=0$  и  $1$ ., Препринт ОИЯИ, Дубна, P-2068, (1965) Сборник докладов ОИЯИ на Конференции в Антверпене (Бельгия), Препринт ОИЯИ, Дубна, E-2214, 51, (1964).
  13. Рябов Ю.В., Фенин Ю.И, Силовые функции U-235 и Pu-239 для s и p – нейтронов. XIX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван, Труды 67 (1969), ЯФ, 13, 5, (1971).
  14. Рябов Ю.В., Янева Н. О периодической структуре в сечениях деления урана-235 и плутония-239 резонансными нейтронами. XIX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 1968, Ереван, Труды 84, (1969).

15. Рябов Ю.В., Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Дерменджиев Е., Взаимодействие нейтронов с ядрами урана-235 в области энергий 0.002-30 кэВ. Труды 1-го Симпозиума по физике и химии деления, т.1, с.287, Вена, Австрия, (1965), Препринт ОИЯИ, Дубна, P-24,(1965).
16. Рябов Ю.В., Ван Ши-ди, Ван Юн-чан Сечение деления U-235 для нейтронов резонансных энергий, А.Э. т.19, в.1, с.43 (1965),Препринт ОИЯИ, Дубна, P-1761, (1964).
17. Рябов Ю.В., Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Дерменджиев Е. Нейтронные резонансы U-235, Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами, Дубна, Препринт ОИЯИ, №1845, с.123, (1964).
18. Рябов Ю.В., Ван Юн-чан, Дерменджиев Е, Чжан Пэй-шу. Параметры уровней Pu-239. Я.ф. т.5, в.5, (1967), Препринт ОИЯИ, 2713, (1966) .
19. Рябов Ю.В., Томик Й. и др. «Первичная обработка на ЭВМ «МИНСК-2» с помощью осциллографа со световым карандашом нейтронных спектров, измеренных по времени пролета» Препринт ОИЯИ, P Ю-3761, Дубна (1968).
20. Ryabov Yu. V., So Don Sik, Chikov N., Ianeva N. Variations of the Yield of the Average Number of the Prompt Fission Neutrons for U-235 and Pu-239 in the Resonance Neutron Energy Region. Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna, July, 4-11, Proc. D-3893, p.88, (1968).
21. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Чиков Н., Янева Н., Каналовые эффекты в относительном измерении  $\nu$  при делении урана-235 и плутония-239 резонансными нейтронами. XIX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван, Труды с. 95, (1969).
22. Рябов Ю.В., Со Дон Сик., Чиков Н., Янева Н. Относительные измерения  $\nu$  при делении U-235 и Pu-239 резонансными нейтронами. ЯФ, т.14, в.5, с.927 (1971).
23. Рябов Ю.В., Чиков Н. Методика измерения  $\nu$  на нейтронном спектрометре по времени пролета. Сообщение ОИЯИ, Дубна, P3-5119, (1969).
24. Рябов Ю.В., Ван Юн-чан, Е.Дерменджиев, Чжан Пэй-шу. Ядерная физика, т. 5, выл. 5, (1967).
25. Ryabov Yu.V. II IAEA Symposium Physics and Chemistry Fission, Vienna, 486 (1969).
26. Ryabov Yu.V. et al.  $\gamma$ -Ray multiplicity in Pu-239 fission induced by resonance neutrons : experimental evidence for the (n, $\gamma$ f) reaction , Nucl.Phys.A216, 395(1973).

27. Барухович Г.З., Петров Г.Ф., Тетерев Э.Н., Пантелеев Ц., Рябов Ю.В., Тянь Сан Хак. Вариации множественности гамма-квантов при делении урана-235 резонансными нейтронами. Препринт ФТИ, Ленинград (1971).
28. Барухович Г.З., Петров Г.Ф., Тетерев Э.Н., Пантелеев Ц., Рябов Ю.В., Тянь СанХак. Вариации множественности гамма-квантов при делении урана-235 резонансными нейтронами Ядерная физика,14,4, 689 (1971).
29. Panteleev Ts.,Ryabov Yu.et al. Phys. Lett. 35B, 507 (1971).
30. Зен Чан Бом, Тянь Сан Хак, Пантелеев Ц. Рябов Ю.В. Поиск  $n,\gamma f$ -реакции на резонансах плутония-239 Известия АН, 37, 1, 82 (1973).
31. Ryabov Yu.V. Investigations of  $(n,\gamma f)$ -reaction for U-235 and Pu-239 and structure of fission barrier ISINN-5, 422 (1997).
32. Ryabov Yu.V., Matushko G.K., Slastnikov V.N. Measurement of the Average Neutrons Yield from 250 Mev Protons Absorbed in a Lead Target. Z.Phys.A 311, p.363 (1983), Препринт ИЯИ АН СССР, П-0249, Москва,(1982).
33. Бенецкий Б.А., Бекетов Ф.З.... Рябов Ю.В., и др. Программа экспериментальных исследований на установке «РАДЭКС», Препринт ИЯИ- 1058/2001, (2001).
34. Бенецкий Б.А., Бекетов Ф.З., ...Рябов Ю.В., и др. Проект модернизации ловушки протонного пучка «РАДЭКС», ИЯИ РАН 1011/ 2001, (2001).
35. Акулиничев С.В.,Вялов Г.Н., ...Рябов Ю.В., Фещенко А.В. Состояние и перспективы работ на Московской мезонной фабрике.А. Э., 94, в.1, 76(2003).
36. . Koptelov E.A., Ryabov Yu.V. Neutron Complex of INR RAS: New Possibilities and First Experiments. ISIS, (2004).
37. Рябов Ю.В., Грачев М.И., Коптелов Э.А., Федченко В.А., Импульсный нейтронный источник на основе ловушки протонного пучка ММФ ИЯИ РАН. Международная научно-техническая конференция «ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РЕАКТОРЫ В 21 ВЕКЕ», Москва, (2006).