

Ц-671

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ЦИПЕНЮК
ЮРИЙ МИХАЙЛОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ
ОКОЛОПОРОВОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ НА МИКРОТРОНЕ

Специальность № 01.04.16
(физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Д у б н а - 1977 г.

Работа выполнена в Институте физических проблем АН СССР

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН УССР
доктор физико-математических наук
доктор физико-математических наук

В.М.Струтинский
В.А.Карнаухов
П.Я.Стависский

Ведущее предприятие:

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова
АН СССР

Автореферат разослан

"19" сентября 1977 г.

Защита диссертации состоялась "20" октября 1977 г.
в 15³⁰ час. на заседании Объединенного специализированного Ученого
совета ЛЯР и ЛНФ ОИЯИ Д.047.01,05 (г. Дубна, Московской об-
ласти)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института

Ученый секретарь Совета
кандидат физ.-мат. наук

Ю.В.Таран

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

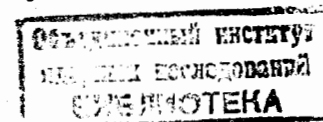
На правах рукописи

ЦИПЕНЮК
ЮРИЙ МИХАЙЛОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ
ОКОЛОПороГОВОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ НА МИКРОТРОНЕ

Специальность № 01.04.16
(физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук



Д у б н а - 1977 г.

После открытия деления атомных ядер прошло почти 40 лет, и всё же интерес физиков к этому процессу не уменьшился. Не говоря уже о практической значимости процесса деления ядер, это обусловлено тем, что деление — единственный имеющийся способ для наблюдения атомных ядер в сильно деформированном состоянии, и он даёт ту информацию об ядерном веществе, которую мы не можем получить другим путём. В то время как колебания ядер представляют собой небольшие отклонения от равновесной деформации, требующие затраты энергии около 1 Мэв, при делении происходит перестройка ядра, сопровождающаяся его развалом. Динамика протекания процесса деления определяется как формой потенциальной поверхности, по которой происходит "скатывание" ядра, так и свойствами капли ядерной жидкости, создающими условия для обмена энергией между коллективными и внутренними степенями свободы.

Особенно интенсивно в последние годы стали развиваться исследования процесса деления атомных ядер вблизи барьера. Это обусловлено в значительной мере пересмотром наших представлений о структуре барьера деления. Метод оболочечной поправки В.М.Струтинского /1/ привел к модели двугорбого барьера деления, в рамках которой удалось не только понять многие явления, не укладывавшиеся в традиционное описание деления, но и предсказать целый ряд новых особенностей в поведении ядер и, прежде всего, существование "острова стабильности" сверхтяжелых элементов.

Данная диссертация посвящена исследованию околопорогового фотоделения тяжелых ядер на микротроне. Изучение фотоделения тяжелых ядер при энергиях гамма-квантов, близких к барьеру деления, привлекательно с нескольких точек зрения. Во-первых, гамма-кванты с энергией 5 - 7 Мэв испытывают на тяжелых ядрах лишь электрическое дипольное и электрическое квадрупольное поглощение. Для четно-чет-

ных ядер мишеней это приводит к образованию составных ядер лишь в двух возможных состояниях 2^+ и 1^- , причём из-за того, что длина волны гамма-квантов в рассматриваемой области энергий значительно превышает размеры ядра, сечение дипольного поглощения должно быть значительно больше сечения квадрупольного поглощения. Во-вторых, моменты составных ядер после поглощения γ -квантов оказываются выстроенными вдоль направления пучка фотонов. Эти обстоятельства являются значительными преимуществами реакции (γ, f) перед другими способами возбуждения деления.

Практически все свойства процесса деления при низких энергиях возбуждения определяются формой потенциального барьера, возникающего при деформации ядра, и, прежде всего, сюда относятся вероятность деления и угловые распределения осколков. Поэтому, в свою очередь детальное исследование как вынужденного, так и задержанного деления у широкого круга тяжелых ядер позволяет восстановить сложную форму барьера деления, проследить за характером его изменения в зависимости от Z и A . В силу относительной простоты процесса поглощения γ -квантов ядром, несомненный интерес представляет также исследование массового распределения осколков при фотоделении. Эти задачи и предопределили основное направление научных исследований на микротроне ИФП АН СССР, начатые автором в 1964 г.

Методическая часть работы состояла в разработке ускорителя и исследовании его рабочих характеристик, в достижении высокой точности абсолютных измерений, создании математических методов обработки экспериментальных данных, адекватных специфике изучаемых явлений, расчете спектров тормозного из толстых мишеней под различными углами.

На разных этапах работы на микротроне велись в сотрудничестве с лабораторией Г.Н.Смиреникина (ФЭИ ГКИАЭ), группой В.П.Гангрского (ИЯР ОИЯИ), В.А.Селицкого (Радиевый институт), радиохимической ла-

бораторией Б.В.Курчатова (ИАЭ ГКИАЭ).

Диссертация состоит из восьми глав, введения, заключения и приложения. В первой главе рассматриваются возможности микротрона как инструмента для ядерно-физических исследований. Прежде всего тут рассматриваются вопросы оптимизации узлов ускорителя, предназначенного для проведения прецизионных экспериментов, обеспечения широкой перестройки электронов по энергии. Сюда же относятся вопросы вывода, транспортировки и фокусировки электронов, мониторинга электронного и гамма-пучков. В этой же главе рассмотрен вопрос о спектре тормозного излучения электронов и возможностей микротрона как источника нейтронов.

Во второй главе рассмотрены основные теоретические представления о процессах фотопоглощения и фотоделения тяжелых ядер, необходимые в дальнейшем для анализа экспериментальных данных: характер поглощения ядром γ -квантов низких энергий, спектр низколежащих состояний тяжелых ядер, плотность уровней и радиационные ширины. Подробно рассмотрена теория низкоэнергетичного деления в модели двугорбого барьера деления, выдвинутого В.М.Струтинским, и вытекающие из неё следствия о квазистационарных состояниях во второй яме, механизме формирования углового распределения осколков, роли затухания в процессе деления.

Глава III посвящена анализу математических методов определения сечения по результатам измерения интегральных выходов фотондерных реакций. Подробно рассмотрены метод регуляризации и метод направленного расхождения, используемые нами для решения возникающих некорректно поставленных задач. Действенность методов решения проверялась на специально подобранных тестах, моделирующих искомую задачу.

В четвертой главе приведены результаты экспериментов по изме-

рению сечения фотоделения и углового распределения осколков четно-четных ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu в диапазоне энергий 4,5–7 Мэв, а также нечетных ядер ^{235}U , ^{239}Pu и ^{237}Np .

В этой главе детально описана методика измерений, проанализированы все факторы, искажающие угловое распределение осколков. При интерпретации экспериментальных данных наряду с традиционными предположениями о зависимости вероятности деления от квантовых характеристик делящегося ядра привлекается модель двугорбого барьера.

Прогресс в изучении структуры барьера деления в последнее десятилетие во многом обязан исследованию свойств спонтанно делящихся изомеров – ядер, находящихся в возбужденном состоянии с резко увеличенной вероятностью спонтанного деления и сильным запретом по отношению к радиационным переходам. В модели двугорбого барьера спонтанно делящиеся изомеры трактуются как квазистационарные состояния во второй яме. Использование фотоядерных реакций для получения ядра в изомерном состоянии представляет особый интерес, поскольку отсутствие кулоновского барьера и энергии связи частиц даёт возможность получать ядра с низкой энергией возбуждения сразу после поглощения γ -квантов. Наши эксперименты были посвящены образованию делящихся изомеров Pu и Am в реакциях (γ, n) и (γ, γ') . Результатам этих работ посвящена глава V. В ней подробно описаны методы измерений свойств спонтанно делящихся изомеров с помощью гамма-квантов, результаты измерений и их обработка, механизм образования изомерных состояний и определение параметров двугорбого барьера на основе полученных данных.

Возможность деления ядер через изомерные уровни во II яме приводит к весьма необычному явлению – резкому уменьшению наклона энергетической зависимости сечения фотоделения при энергиях возбуждения около 4 Мэв, получившее название "изомерного шельфа".

Происхождение шельфа обусловлено преобладающей ролью задержанного деления в этой области возбуждения, так как при задержанном делении, в отличие от мгновенного, с изменением энергии проникаемость второго барьера для изомерных состояний остаётся одной и той же, а меняется лишь вероятность их заселения. Изучению этого явления на ядрах ^{232}Th , $^{236,238}\text{U}$ и ^{237}Np посвящена шестая глава.

Глава VII посвящена исследованиям массового распределения осколков при фотоделении. Они велись в двух направлениях: измерение массового распределения продуктов фотоделения ^{238}U в диапазоне граничных энергий 4,5 – 6,5 Мэв, и поиск корреляции между анизотропией и асимметрией осколков при фотоделении ^{226}Ra вблизи барьера. Совокупность имеющихся данных по ядрам ^{238}U и ^{226}Ra позволила получить не только интегральные, но и дифференциальные (сечения) характеристики массового распределения осколков и провести его анализ в рамках существующих моделей.

В последней (VIII) главе систематизированы все данные о барьерах деления тяжелых ядер и проведен их анализ.

В заключении диссертации перечислены основные результаты проведенной работы, а в приложение внесены все таблицы экспериментальных результатов.

I

Первый сильноточный микротрон, построенный в нашей стране, был сооружён в физической лаборатории АН СССР в 1957–60 гг. под руководством С.П.Капицы. Он имел 12 орбит и был рассчитан на энергию 6 Мэв. Предложенный В.Н.Мелёхиным новый способ инжекции частиц с использованием цилиндрического ускоряющего резонатора, внутри которого электроны совершают дополнительный полуоборот, позволил авторам этой работы существенно увеличить по сравнению с прежними

машинами ускоренный ток (до ста миллиампер в импульсе) и обеспечить высокую стабильность работы. Появилась возможность плавной регулировки энергии ускоренных частиц.

На основе этих результатов в 1963 г. в ИИИ АН СССР при участии автора был создан компактный и эффективный микротрон с 17 орбитами /2/ на номинальную энергию 17 Мэв, на котором с 1964 г. начали проводиться физические исследования. Так как круг проводимых на микротроне исследований достаточно широк, одно из первых требований к ускорителю - универсальность. Это означает, что ускоритель должен давать пакеты релятивистских электронов различной энергии, длительности, частоты посылок. Все блоки должны обеспечивать бесперебойную работу в течение длительного времени (некоторые эксперименты велись непрерывно в течение 40-50 часов).

К настоящему времени на микротроне ИИИ АН СССР с 17 орбитами реализовано три типа ускорения:

1) обычный I тип с возможностью перестройки по параметру

$$\Omega = E/E_0 \text{ в диапазоне } 1,1-1,4 \text{ (} E - \text{ энергия электронов, } E_0 = mc^2 \text{);}$$

2) I тип ускорения с захватом из ненулевых фаз ($\Omega = 1,05-1,3$);

3) II тип ускорения ($\Omega = 1,45 - 1,9$).

Использование этих трех типов ускорения позволяет перестраивать энергию электронов в широких пределах вплоть до 17 Мэв.

Моноэнергетичность электронов в микротроне составляет примерно 20-30 кэв при I типе ускорения и ~ 50 кэв при II типе. Энергия электронов определяется числом орбит, длиной волны СВЧ-колебаний и магнитным полем, которое измеряется с точностью до 0,1% по ЯМР и непрерывно контролируется во время работы ускорителя.

Срок службы разработанных нами катодов при использовании безмасляной откачки составляет около 250 часов.

Вывод электронов из ускорительной камеры осуществляется с

трех последних орбит с эффективностью $\sim 95\%$. Хотя принципиально возможен вывод и с большего числа орбит, работать с пучком, выведенным с более ранних орбит, очень неудобно из-за большой разницы в направлении движения электронов. Значительное изменение энергии мы осуществляем просто выдвиганием ускоряющего резонатора внутрь ускорительной камеры с помощью набора волноводных вставок. Фокусировка электронов на тормозной мишени осуществляется дублетом квадрупольных линз в пятно диаметром 8-10 мм.

Мониторинг и калибровка пучка производится либо системой диафрагм, либо по сигналам с наперстковой и тонкостенной ионизационных камер. Заряд на мишени измеряется с точностью 0,5%.

Как и любой другой электронный ускоритель, микротрон не только служит источником релятивистских электронов, но и жестких гамма-квантов, рождающихся при торможении электронов в веществе, и нейтронов в результате (γ, n) - реакции.

Так как наибольший выход тормозного излучения вперед получается при использовании мишеней толщиной $\sim 0,3$ рад.дл., то требуются специальные расчеты спектра излучения в условиях реального эксперимента. Поэтому нами были проведены расчеты спектра тормозного излучения из толстых мишеней /3/. Предполагая, что "элементарный" спектр излучения, т.е. спектр излучения электронов при одном акте рассеяния известен, суммируются спектры тормозного излучения из всей мишени с учетом рассеяния электронов, поглощения излучения в материале мишени, вероятности испускания фотонов под заданным углом, а также потерь энергии электронами и их поглощения. Рассчитанные нами спектры хорошо совпадают с имеющимися экспериментальными данными в диапазоне энергий 1 - 30 мэв.

Экспериментальное исследование возможностей микротрона как источника нейтронов показало /4/, что поток быстрых нейтронов (фото-нейтронов) из свинцового конвертера при энергии электронов 29 Мэв

составляет $5 \cdot 10^8$ нейтр./см².мккул, интегральный выход - $5,2 \cdot 10^{10}$ нейтр./мккул, а при энергии 13 Мэв - $2,5 \cdot 10^9$ нейтр./мккул. При использовании водяного замедлителя потока тепловых нейтронов при этих энергиях соответственно равны $1,1 \cdot 10^8$ и $5 \cdot 10^6$ нейтр./см².мккул.

II

В результате измерений какой-либо фотореакции на тормозном спектре мы получаем значение выхода реакции \bar{Y} в зависимости от кинетической энергии электронов E_0 , который выражается следующим интегральным соотношением

$$\bar{Y}(E_0) = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} \sigma(E) N(E, E_0) dE,$$

где $N(E, E_0)$ - тормозной спектр, $\sigma(E)$ - сечение, α - константа, характеризующая геометрию опыта и мишень. Значения $\bar{Y}(E_0)$ известны в дискретных точках E_{0i} . В математике уравнения такого типа называются уравнением Вольтерра, которое является частным случаем интегрального уравнения Фредгольма I рода. Искомое уравнение легко алгебраизовать, и в матричной форме тогда оно может быть записано в виде $\bar{Y} = N\bar{\sigma}$. В принципе уже отсюда может быть получено решение $\bar{\sigma} = N^{-1}\bar{Y}$. Однако практически при увеличении точности измерений и числа точек матрица N становится плохо обусловленной, и решить задачу таким образом не удаётся. В решении $\sigma(E)$ появляются нефизические осцилляции, с чем, в частности, связано то, что такого рода задачи носят название "некорректных". А.Н.Тихоновым были обоснованы и развиты методы решения некорректных задач с использованием регуляризирующего функционала /5/. Регуляризация возникает как следствие попыток выбрать приближённое решение из класса функций, обладающих определённой гладкостью, которая зависит от конкретного вида регуляризирующего функционала.

Эффективность регуляризации в задаче о поперечном сечении фото-

ядерных реакций была впервые продемонстрирована Куком /6/. Несмотря на достигнутые успехи, выявление тонкой структуры в решении интегрального уравнения с помощью методов регуляризации всегда остаётся проблематичным в силу априорной гладкости решения. Кроме того, ввиду использования в методах регуляризации в качестве меры расхождения регистрируемой функции $\bar{Y}(E_0)$ от точной правой части $\hat{N}\bar{\sigma}$ квадратичного функционала, возможны отрицательные решения уравнения, которые не могут быть таковыми принципиально по своей физической природе.

В этом плане представляло интерес использовать для решения исходного уравнения метод, предложенный М.З.Тараско /7/. Этот метод назван им методом минимизации направленного расхождения, поскольку в качестве меры расхождения между левой и правой частями уравнения используется информационная мера

$$J(\bar{Y}, \bar{N}\bar{\sigma}) = \int \bar{Y}(E_0) \ln \frac{\bar{Y}(E_0)}{\int \sigma(\tilde{E}) N(\tilde{E}, E_0) d\tilde{E}} dE_0$$

имеющая смысл направленного расхождения в пространстве вероятностей. Решение исходного уравнения приводит к минимуму приведенного выше функционала, а априорная информация о положительности искомой функции (сечения) обеспечивается самим выбором вида функционала.

Оба рассмотренных метода были нами реализованы на ЭВМ БЭСМ-6. При этом был внесён ряд изменений, касающихся ускорения счета, оценок ошибок получаемого решения, критериев остановки итерационных процессов.

В качестве тестов для программ решения обратных задач этими методами мы взяли две наиболее интересных для нас функции. Первая функция имитирует два резонанса разной амплитуды, причём первый резонанс имеет в 5 раз большую амплитуду и как-бы маскирует второй резонанс. Результаты расчета показали, что при ошибке исходных данных $\sim 5\%$ второй максимум в сечении не проявляется ни в каких методах решения. При уменьшении ошибки до 1-2% оба метода воспроизво-

дят исходное сечение, лишь немного искажая форму минимума и второго максимума.

Второй тест служил нам для имитации подпорогового деления. Аналитически сечение задавалось в виде обычной экспоненциальной подбарьерной проницаемости, на которую наложены три резонанса, ширины которых растут по мере увеличения энергии. Проведенные численные эксперименты показали, что оба метода достаточно надёжно воспроизводят ход сечения и имеющуюся на нём резонансную структуру; ошибки восстановления сечения оцениваются достаточно надёжно.

Однако, следует отметить, что убедительность в правильности метода нахождения сечения из интегральных выходов имеется тогда, когда независимыми экспериментами, проведенными другим методом, подтверждается полученный результат — особенно в случае наличия структур. Это служит окончательной проверкой используемых методов.

На рис. I приведены все имеющиеся к настоящему времени результаты по сечению фотоделения ^{238}U — наиболее изученному из всех тяжелых элементов. Здесь показаны результаты, полученные по методу выделения узких энергетических интервалов /8/, с помощью комптановского монохроматора /9,10/ и с помощью (n, γ) -реакций /II/. Наши результаты /12/ хорошо согласуются с этими данными как по форме, так и по абсолютной величине. Хотя, в силу различных причин, разброс данных различных групп оказывается значительным, несомненно вблизи барьера в сечении наблюдаются два резонанса при энергиях 5,7 и 6,2 Мэв. Резонанс при энергии 5,7 Мэв, скорее всего, является делительным, тогда как 6,2 Мэв-резонанс следует отнести ко входному каналу: для оптического надбарьерного резонанса он слишком высок, а для состояния во II яме — слишком широк. Одно из возможных объяснений этой структуры, наблюдаемой в сечениях всех тяжелых ядер, было выдвинуто В.В.Воровым и В.Г.Соловьевым /13/. По их мнению, это может быть связано с увеличением плотности двухквари-

12

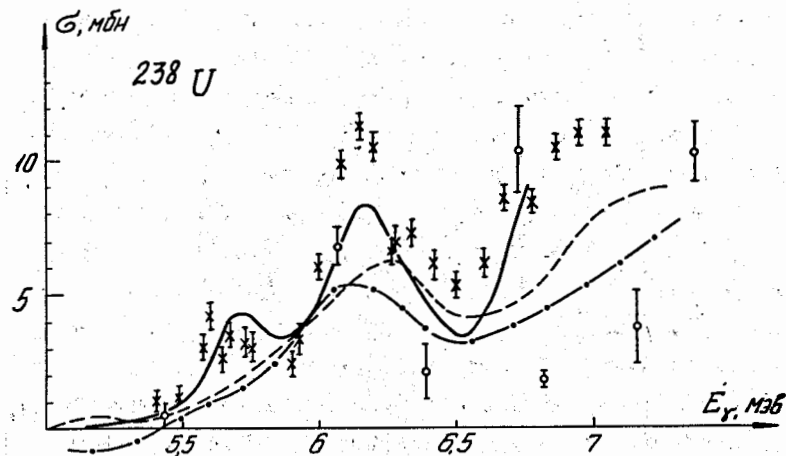


Рис. I. Сечение фотоделения ^{238}U вблизи барьера. Сплошной кривой показаны результаты наших экспериментов, \times — работы /8/ по методу выделения узких энергетических интервалов, — — — и - - - - - результаты на комптановском монохроматоре, /9,10/, \circ — на моноквантах при радиационном захвате нейтронов /II/.

частичных состояний с $J^{\pi} = 1^{-}$.

Хорошее согласие наших данных с экспериментами на моноквантах /8/ подтверждает правильность используемых нами математических методов.

III

В качестве основного объекта исследований нами были выбраны четно-четные ядра. Этот выбор обусловлен тем, что для этого класса делящихся ядер каналовая теория предсказывает наиболее конкретные следствия, что связано со спецификой спектра их нижайших уровней.

В качестве детекторов осколков деления преимущественно в нашей работе использовалось стекло. Обладая чрезвычайно низкой чувствительностью к γ -излучению, нейтронам, α -частицам, стеклянные детекторы позволяют изготовить компактные измерительные устройства, которые можно устанавливать в непосредственной близости от тормозной мишени как внутри ускорительной камеры, так и вне её.

Из ранних работ по угловому распределению осколков при фотоделении (до 1962 г.) было известно, что у чётно-нечётных ядер барьер для канала $(1^-,1)$ на несколько сот кэВ выше барьера $(1^-,0)$. Однако, деление квадрупольными квантами не было надёжно обнаружено. Как было указано в работах /14/, относительный вклад квадрупольного деления может быть заметным лишь при делении под барьером канала $(1^-,0)$, если расстояние между нижайшими каналами 2^+ и 1^- велико. Действительно, как было нами показано /15/, при снижении под барьер деления в угловом распределении осколков отчётливо проявляется квадрупольная компонента. Этот результат явился прямым подтверждением гипотезы О.Бора о спектре переходных состояний делящегося ядра /16/.

Рассмотрим подробно вопрос об относительной роли каналов $(1^-,0)$ и $(1^-,1)$, характеризующих анизотропию разлёта осколков. В рамках традиционного описания каналовых эффектов максимальный относительный вклад деления через канал $(1^-,0)$ должен наблюдаться вблизи энергии уровня $(1^-,0)$, что не наблюдается на эксперименте /17/. Так, например, сечение деления ^{240}Pu в той точке, где анизотропия достигает максимума, примерно на два порядка меньше, чем оно должно быть согласно расчётам. Это разногласие удаётся устранить только в модели двугорбого барьера при $E_{fA} > E_{fB}$, ибо, согласно этой модели, положение наблюдаемого порога определяется в этом случае более высоким из барьеров (А), а угловое распределение — положением энергии возбуждения по отношению к каналам на барьере В, т.е. надбарьерные эффекты в угловых распределениях проявляются в подбарьерной по сечению области.

На основе экспериментов по угловому распределению осколков мы можем выделить в сечении фотоделения чётно-нечётных ядер его парциальные составляющие, соответствующие делению через состояния $(2^+,0)$, $(1^-,0)$ и $(1^-,1)$, что даёт возможность провести количественный каналовый анализ /18,19/. Следуя современным теоретическим представлениям о структуре переходных состояний на барьерах А и В, мы рассмотрели два варианта: 1) коллективные состояния на барьерах А и В подобны основным состояниям и 2) на барьере В происходит вырождение уровней $(1^-,0)$ (т.е. $B_{fB}^{1^-,0} = B_{fB}^{2^+,0}$), отражающее масс-асимметрию ядра на втором барьере. Так как угловое распределение осколков формируется на втором барьере, считалось, что переход через первый барьер при дипольном поглощении происходит всегда через состояния $(1^-,0)$.

Описание экспериментальных данных удаётся провести удовлетворительно в обоих вариантах расчёта. Рассмотрим получающуюся структуру переходных состояний и сравним её с известными данными по основным состояниям (рис.2). Обращает на себя внимание следующий факт: анализ экспериментальных данных в предположении одинаковой структуры переходных состояний на барьерах А и В (вариант 1) приводит к резкой зависимости энергии $(1^-,0)$ — уровня от атомного номера, противоречащей как измерениям энергии уровней в основном состоянии (в I яме), так и нашим общим представлениям о формировании коллективных состояний. Учёт вырождения $(2^+,0)$ и $(1^-,0)$ уровней на барьере В (вариант 2) приводит к разумным значениям энергии всех трёх состояний в седловой точке. Этот результат достаточно убедительно подтверждает следующую из теоретических расчётов асимметричность ядра при деформации, соответствующей барьеру В.

Полученные из каналового анализа значения энергий $B_f^{2^+,0}$, $B_f^{1^-,0}$ и $B_f^{1^-,1}$ для барьеров А и В качественно правильно отражают теоретические расчёты: для T_h барьер В выше барьера А и по мере увели-

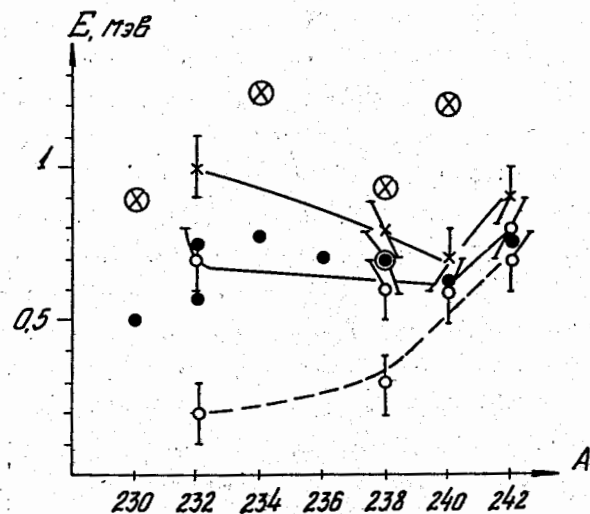


Рис.2. Энергии низших коллективных состояний на барьерах в зависимости от атомного номера:
 ● и ○ - энергии уровней (I^-, I) и $(I^-, 0)$ в основном состоянии, × и ○ - соответствующие энергии переходных состояний; пунктиром показана зависимость от энергии $(I^-, 0)$ -уровня при I-ом варианте расчёта.

чения Z картина меняется - для изотопов плутония наивысшим является первый барьер.

Рассмотрим результаты измерений сечений фотоделения тяжёлых ядер в подбарьерной области. В случае чётно-чётных ядер в энергетической зависимости проникаемости делительного барьера мы обнаруживаем ряд резонансов, являющихся прямым следствием модели дугорного барьера. Результаты наших экспериментов в этой области энергий можно сравнить только с результатами измерений на заряженных частицах типа (t, pf) -реакции. Как видно на примере ядра ^{232}Th (рис.3), в экспериментах с γ -лучами удаётся продвинуться значительно ниже

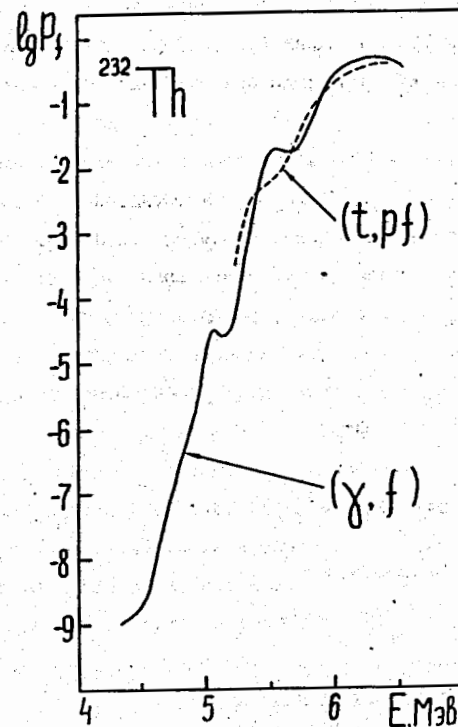


Рис.3. Проницаемость барьера деления ядра ^{232}Th , полученная в наших экспериментах и в реакции с заряженными частицами.

по энергии возбуждения, чем в других реакциях. Широкий энергетический диапазон наших измерений даёт возможность сравнить экспериментальные данные по проникаемости барьера с теоретическими расчётами.

По мере уменьшения энергии возбуждения соотношение между параметрами уровней в I и во II яме претерпевает качественные изменения. Если волики барьера деления в окрестности энергии связи нейтрона состояния компаунд-ядра и уровни во II яме перекрываются, то затем

затем может наступить ситуация, когда ширина состояний во II яме будет значительно меньше расстояния между уровнями в I яме, и тогда взаимодействие двух систем уровней необходимо описывать на языке теории возмущений согласно теоретической работе Линна /20/. Качественно эти формулы подобны описанию проницаемости двугорбого барьера деления в квазиклассическом приближении и глубоко под барьером она пропорциональна произведению проницаемостей горбов $P_A \cdot P_B$. Оценки показывают, что область теории возмущений должна начинаться при энергиях возбуждения меньше 5 Мэв.

Экспериментально эти теоретические соотношения проверялись нами при анализе сечения фобделения ядра ^{237}Np . Нечётное ядро очень удобно для этих целей, так как в его сечении не должны проявляться резонансы проницаемости в силу большой плотности уровней и тем самым сильному размазыванию вибрационных резонансов по другим степеням свободы. Проведенный нами по теории возмущений расчёт делимости ядра ^{237}Np вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом. Следует особо подчеркнуть, что при этом нами использовались те же параметры барьера деления, что и при описании сечения деления в околопороговой области.

IV

Совместное использование метода ядерных реакций и модели двугорбого барьера принесло большие успехи в понимании свойств спонтанно делящихся изомеров. Развитие исследованийшло от изучения реакций с тяжёлыми ионами к реакциям с более лёгкими частицами. Эксперименты показали, что с уменьшением массы и заряда бомбардирующей частицы возрастает сечение образования ядра в изомерном состоянии. Это объясняется сокращением числа каналов конкурирующих реакций. Представляло интерес в этом отношении использование фото-ядерных реакций, поскольку отсутствие кулоновского барьера и энер-

гии связи частиц даёт возможность получать составные ядра с низкой энергией возбуждения сразу после поглощения квантов. Это обстоятельство сводит к минимуму число промежуточных ступеней процесса, ведущего к заселению изомерного уровня.

Мы исследовали возбуждение спонтанно делящихся изомеров Pu и Am в результате реакций (γ, n) и (γ, γ') /21-24/. Во всех наших экспериментах детектором осколков служил многокративной искровой счётчик.

В результате экспериментов мы получаем число актов делений (задержанных и мгновенных) в зависимости от энергии электронов. Идентификация изомеров производилась по их периодам полураспада. На рис.4

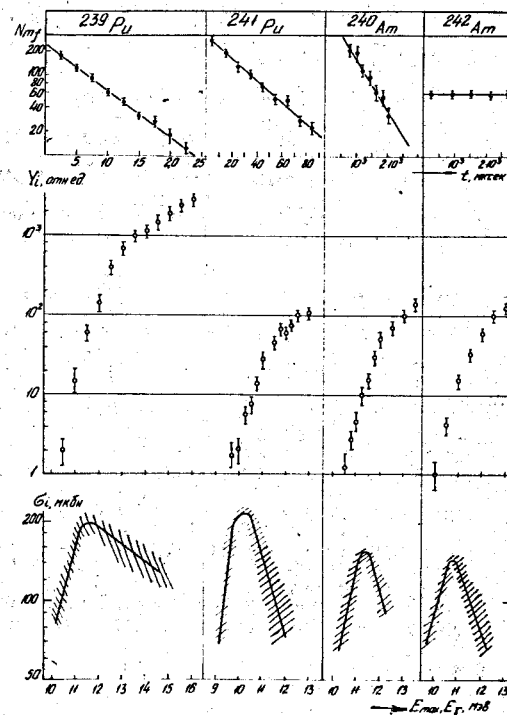


Рис.4. Результаты экспериментов по изучению свойств спонтанно делящихся изомеров: кривые распада, интегральные выходы и сечения образования изомеров в реакциях (γ, n) .

приведены результаты измерений и полученные на их основе сечения образования изомеров σ_i в реакции (γ, n) . Обращает на себя внимание наличие максимума в σ_i примерно при энергии γ -квантов на 2 - 2,5 Мэв выше порога реакции.

Появление такого максимума физически вполне понятно. После вылета нейтрона ядро всё ещё остаётся в возбуждённом состоянии и за счёт γ -излучения оно переходит на нижнее изомерное состояние во второй яме. Однако, когда энергия этого возбуждённого состояния близка к высоте внешнего барьера, резко возрастает делительная ширина, и сечение реакции образования изомера падает. Таким образом, в максимуме функции возбуждения проявляется эффективная высота внешнего барьера, т.е. та энергия возбуждения, при которой радиационная ширина близка к делительной ширине.

Используя полученные на опыте отношения σ_i/σ_f ($\approx 10^{-3}$) и известные значения Γ_n/Γ_f , можно получить отношения сечений образования ядра в изомерном и основном состоянии. Эти отношения практически такие же, как и в реакциях с заряженными частицами и примерно равны 10^{-3} .

Поскольку сечения процессов деления и образования спонтанно делящихся изомеров выражаются через ширины переходов ядра через внутренний и внешний барьер, измерения этих сечений позволяют получить сведения о параметрах двугорбого барьера. Наиболее определённо из этих опытов находятся высоты внешних барьеров (с точностью $\sim 0,3$ Мэв), в то время как при определении энергии изомерных состояний в значительной степени зависит от выбора модели, определяющей зависимость сечения от энергии возбуждения, т.е. в конечном счёте от плотности уровней. Поэтому неопределённость энергий этих состояний составляет 0,5-0,6 Мэв.

у

Согласно модели двугорбого барьера при достаточно низких энергиях возбуждения в сечении деления тяжёлых ядер преобладающую роль

должно играть задержанное деление из квазистационарных состояний во II яме, на что впервые указал Боуман /25/. На эксперименте при энергии возбуждения около 4 Мэв действительно как Боуман /26/, так и мы /27/ наблюдали на ряде ядер довольно резкое уменьшение скорости спада сечения фотоделения, получившее название изомерного шельфа. Это явление хорошо видно на ядрах ^{232}Th , ^{238}U и ^{237}Np (рис.5), исследовавшихся в нашей работе /27/.

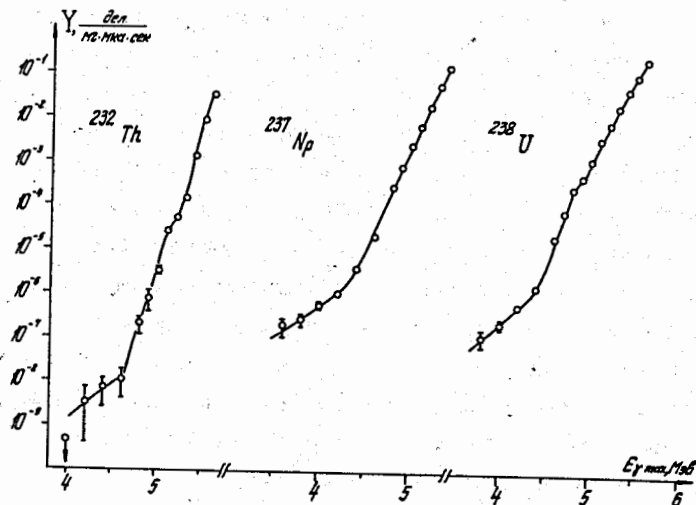


Рис.5. Интегральные выходы фотоделения для ядер ^{232}Th , ^{237}Np и ^{238}U в глубоководнопороговой области.

Качественно появление изомерного шельфа вполне понятно. Для ядер тяжелее тория вероятность разделиться из состояния во II яме (т.е. уже обладавших деформацией, соответствующей второму минимуму) определяется только конкуренцией радиационной и делительных ширин. По мере уменьшения энергии возбуждения может наступить ситуация, когда радиационная ширина станет сравнима или даже больше делительной, и в этом случае ядро преимущественно будет путём радиационных

переходов переходить в основное состояние во II яме, а не мгновенно делиться (с этим же эффектом и было связано появление максимума в сечении образования спонтанно делящихся изомеров). Если запрет для переходов обратно в I яму достаточно велик, то в дальнейшем ядро будет испытывать деление из этого изомерного состояния с периодом, соответствующим проникаемости через второй барьер. Если отбор актов деления во времени в эксперименте не происходит, то мы будем наблюдать в сечении проникаемость лишь первого барьера, что и приводит к появлению изомерного шельфа.

В случае чётно-чётных ядер квантовые характеристики нижайшего состояния во II яме ($0^+, 0$) и поэтому угловое распределение осколков при делении из изомерного состояния должно быть полностью изотропным. Экспериментальная проверка этого факта, проведенная нами для ядра ^{238}U , действительно показала, что в области изомерного шельфа фотоделение изотропно, тем самым подтверждая указанную выше интерпретацию /28/.

Однако количественный анализ наблюдаемой аномалии в сечении глубокоподбарьерного деления как изомерного шельфа сразу же наталкивается на значительные трудности, ибо:

1) радиационная и делительная ширина согласно оценкам сравниваются при энергии порядка 5 Мэв (для ядра ^{238}U); правильность таких оценок подтверждается экспериментами по исследованию спонтанно делящихся изомеров, в том числе и с гамма-квантами /24/;

2) наклон сечения в области изомерного шельфа определяется первым барьером, однако на эксперименте в области аномального сечения наклон соответствует кривизне $\hbar\omega_A = 2$ Мэв, тогда как из околороговых экспериментов следует, что $\hbar\omega_A = 0,9$ Мэв; это побудило Боумана при анализе данных значительно отойти от параболического барьера, задавая при разных энергиях разные кривизны. В то же время, как мы

показали, описание сечения деления возможно с одним набором параметров в широкой области энергий возбуждения.

Противоречивость сложившейся ситуации побудила нас отказаться от интерпретации, развитой Боуманом, и предпринять поиск задержанного деления при более высоких энергиях, чем точка излома сечения. Основой для такого поиска служила нам доказанная экспериментально изотропия задержанного деления.

Угловое распределение осколков при фотоделении обычно описывается соотношением $W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta$ в нормировке $a + b = 1$.

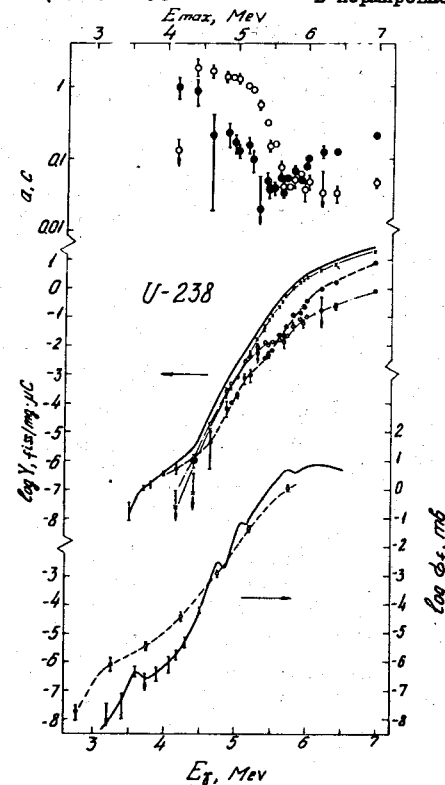


Рис.6. Коэффициенты углового распределения осколков a (●) и c (○) (вверху), интегральный выход и его парциальные составляющие Y_α (●), Y_β (x), Y_γ (○) и сечение фотоделения ^{238}U пунктиром показаны результаты Боумана.

На рис.6 показана зависимость коэффициента a от энергии электронов для ядра ^{238}U , хорошо изученного нами в многочисленных экспериментах. При снижении под барьер коэффициент a вначале падает в согласии с расположением каналов на барьере (изотропия возникает из-за деления через канал $(I^-, 2)$), но затем после 5 Мэв она начинает опять возрастать. Объяснить такое поведение изотропной составляющей можно только вкладом задержанного деления. Это же поведение изотропной составляющей хорошо видно и в парциальных составляющих выхода, показанного на том же рисунке. Таким образом, нормальный изомерный шельф проявляется прежде всего в изменении наклона изотропной составляющей выхода Y_a в области энергии порядка 5,5 Мэв. Проведенные нами для проверки этого вывода исследования углового распределения осколков при фотоделении ^{236}U показали такое же поведение изотропной составляющей. Наклон сечения в области нормального изомерного шельфа хорошо согласуется с величиной $\hbar\omega_A = 0,9$ Мэв.

Область энергий ниже 4,5 Мэв тем самым следует называть областью аномального шельфа. Согласно нашим данным в этой области имеется резонансная структура в сечении фотоделения. Можно предположить, что эта структура связана со входным каналом, т.е. обусловлена прямым возбуждением коллективных состояний делящегося ядра во II яме. Из преобладания квадрупольной компоненты среди анизотропных составляющих выхода $Y(E_{m, \lambda})$ перед этой областью можно заключить, что в формировании резонанса определяющую роль играют квадрупольные гамма-кванты. Образующиеся при поглощении таких квантов β - и γ -вибрационные изомерные коллективные состояния должны быть сосредоточены именно при энергиях возбуждения I - I,5 Мэв над дном второй ямы.

Формирование осколков деления по массам обуславливается целым рядом факторов, таких как поверхность потенциальной энергии, динамика процесса, самим актом развала ядра, структурными особенностями осколков, каналами деления. Поэтому представляет особый интерес исследование массового распределения осколков при фотоделении, при котором некоторые из этих факторов значительно упрощаются. Нами были проведены детальные радиохимические измерения массового распределения осколков при фотоделении ^{238}U в районе барьера /29,30/ и связь между асимметрией и анизотропией при фотоделении $^{226}\text{Ra}/31,32/$.

При исследовании массового распределения осколков ^{238}U нами были обнаружены следующие характерные особенности:

- 1) В районе 6 Мэв имеется максимум выхода симметричных осколков;
- 2) При уменьшении энергии γ -квантов ниже 6 Мэв относительный выход симметричного деления резко снижается, уменьшаясь в 30 раз в интервале 5,3-5,8 Мэв; при этом отношение пика к впадине достигает 5000.
- 3) При дальнейшем уменьшении энергии γ -квантов падение выхода симметричных осколков прекращается, причём наблюдается вполне заметная тенденция к увеличению вероятности симметричного деления.

Наши эксперименты в 1973 г. были повторены Альмом в Швеции /33/. Эти эксперименты также проводились на микротроне и полностью подтвердили перечисленные выше результаты. Группой Альма измерения проводились при других энергиях электронов, и это обстоятельство позволило достаточно надёжно восстановить ход "симметричного" и "асимметричного" сечений. Результаты восстановления показаны на рис.7.

Максимум в отношении симметричной к асимметричной компоненте при энергии 6 Мэв охраняется и при переходе от интегральных выходов к сечениям. Скорей всего этот максимум следует отнести за счёт резонанса симметричной компоненты. Более определённые выводы можно сделать о происхождении резкого уменьшения относительной роли симмет-

ричного деления в области меньших энергий. Как видно из рис.7, кривизна барьера для симметричной компоненты примерно в 2 раза меньше, чем асимметричной, что и объясняет наблюдаемый энергетический ход относительного вклада симметричного деления. Различие в кривизнах может быть связано с различными траекториями спуска ядра от седловой точки к точке разрыва. Существенную роль, конечно, может играть и различие в массовых параметрах.

Обратимся теперь к экспериментам с ^{226}Ra . В соответствии с теоретическими расчётами барьер симметричного деления должен быть на 1 - 2 Мэв выше асимметричного. У барьера анизотропия фотodelения чётно-чётных ядер в несколько раз больше, чем при делении частицами. Это позволяло надеяться на обнаружение более заметной разницы в анизотропии симметричной и асимметричной компонент, чем в работе /34/. Выделение компонент симметричного и асимметричного деления производилось по результатам измерения спектра диаметров треков осколков в стеклянном детекторе, аналогично измерению спектра кинетических энергий. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что угловая анизотропия симметричной и асимметричной компонент одинакова, то-есть скорее всего компонентам симметричного и асимметричного деления соответствует одна и та же седловая точка. Тогда, как следствие, их анизотропия одинакова, а относительная представительность, или кривые выхода для них, определяются при спуске с барьера к точке разрыва.

Заключение

Проведенные нами исследования показали, что гамма-кванты представляют собой весьма плодотворный и перспективный метод исследования процесса деления атомных ядер. Только с помощью γ -квантов удастся в настоящее время изучать структуру барьера деления при энергиях возбуждения порядка 3-4 Мэв. Привлекательность использования γ -квантов в качестве бомбардирующих частиц заключается в том, что они поглощаются ядром преимущественно со спином 1 или 2 и тем самым

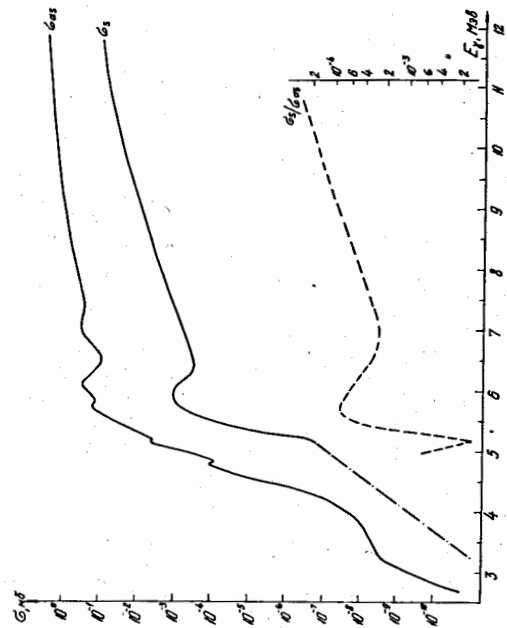


Рис.7. Сечение фотodelения для симметричной и асимметричной компонент ^{238}U . Пунктиром показан относительный выход симметричной компоненты.

существенно упрощается анализ экспериментальных данных.

Подводя итог проведенных нами исследований, перечислим основные результаты работы:

1. Подпороговое фотоделение является эффективным средством изучения свойств возбужденных сильно деформированных ядер. Все наблюдаемые закономерности окологорогового деления находят не только качественное, но и количественное объяснение в модели двугорбого барьера.

2. Монохроматичность и высокая интенсивность электронного пучка микротрона позволяют проводить прецизионные эксперименты вплоть до сечений реакций 10^{-33} - 10^{-34} см². Эти результаты стали итогом развития методов ядернофизических исследований на микротроне. Совокупность целого ряда конструкторских и методических разработок позволила превратить микротрон в современный инструмент ядерной физики.

3. Разработаны методы численного расчёта спектра тормозного излучения из мишеней различного состава, математические методы нахождения сечения фотоделения по интегральным значениям выходов фотоядерных реакций.

4. Проведены детальные измерения углового распределения осколков при фотоделении. Впервые обнаружена квадрупольная компонента в угловом распределении чётно-чётных ядер. Показано, что нерегулярности в анизотропии разлёта осколков проявляются ниже барьера, что соответствует формированию углового распределения на барьере В.

5. Проведенный каналовый анализ сечения фотоделения в окологороговой области подтверждает асимметричную форму ядра при деформации, соответствующей второму барьеру.

6. Исследованы сечения фотоделения ядер ^{232}Th , $^{235,236,238}\text{U}$, $^{238,239,240,242}\text{Pu}$, ^{237}Np . В чётно-чётных ядрах, в отличие от нечетных, имеется резонансная структура в подбарьерной области.

Ряд резонансов обнаружено впервые.

7. Для описания сечения деления глубоко подбарьерной области привлечены результаты расчётов проницаемости по теории возмущений. Показано, что описание сечения фотоделения удаётся при этом провести во всем исследованном диапазоне энергий с помощью одних и тех же параметров двугорбого барьера.

8. Впервые исследовано образование спонтанно делящихся изомеров Pu и Am в реакциях (γ, n) и (γ, γ') . Обнаружен максимум в сечении образования изомеров, обусловленный конкуренцией между делением и радиационными переходами во второй яме.

9. Обнаружен изомерный шельф в сечении фотоделения ядер ^{232}Th , ^{237}Np , ^{238}U , обусловленный задержанным делением из квазистационарных состояний во второй яме. В случае ^{232}Th деление из изомерного состояния обнаружено впервые. Экспериментально доказано, что угловое распределение осколков при задержанном делении изотропно. Вследствие этого задержанное деление проявляется преимущественно в изотропной составляющей полного выхода, а его усиление при энергии около 4 Мэв обусловлено прямым возбуждением коллективных состояний во II яме.

10. Исследовано массовое распределение осколков при фотоделении ^{238}U в диапазоне энергий электронов 4,5 - 6,5 Мэв. Показано, что резкое уменьшение вклада симметричного деления в подбарьерной области обусловлено разной энергетической зависимостью проницаемостей симметричной и асимметричной компонент. Одновременное измерение анизотропии и асимметрии осколков при фотоделении ^{226}Ra показало, что формирование массового распределения осколков происходит, главным образом, на стадии спуска ядра из седловой точки к точке разрыва.

Основное содержание диссертации изложено в работах /2-4, 12, 15, 17-19, 21-24, 27-32/ и докладывалось на Международных конференциях по физике и химии деления в 1965 г. /35/ и в 1969 г. /36/, на VI Всесоюзной междувузовской конференции по теории элементарных частиц /37/, Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям /38/, Семинаре по электромагнитным взаимодействиям при малых и средних энергиях (Москва, 1975 г.), Совещании по поиску и синтезу трансурановых элементов (Дубна, 1976 г.).

Литература

- I. V.M.Strutinsky, Nucl.Phys. A 95, 420 (1967)
2. С.П.Капица, В.Н.Мелехин, Б.С.Закиров, Л.М.Зыкин, Э.А.Лукьяненко, Ю.М.Ципенюк, ПТЭ №1, 13 (1969)
3. В.Е.Жучко, Ю.М.Ципенюк, АЭ, 39, 66 (1975)
4. В.К.Бровцын, В.Н.Самоски, Ю.М.Ципенюк, АЭ, 32, 383 (1972)
5. А.Н.Тихонов, ДАН, 153, 49 (1963)
6. В.С.Сток, Nucl.Instr. & Meth. 24, 256 (1963)
7. М.З.Тараско, Препринт ФЭИ-156 (1969)
8. P.A.Dickey and P.Axel, Phys.Rev.Lett. 35, 501 (1975)
9. A.M.Khan and J.W.Knowles, Nucl.Phys. A 179, 333 (1972)
10. M.V.Yester, R.A.Anderl and R.C.Morrison, Nucl.Phys. A 206, 593 (1973)
- II. A.Manfredini et.al., Nucl.Phys. A 127, 687 (1969);
O.Y.Mafra, S.Kuniyoshi and J.Goldenberg, Nucl.Phys., A 186, 110 (1972)
12. В.Е.Жучко, Ю.В.Остапенко, А.С.Солдатов и Ю.М.Ципенюк, Nucl.Instr.&Meth., 136, 373 (1976)
13. В.В.Воронов и В.Г.Соловьёв, Письма в ЖЭТФ, 23, 84 (1976)
14. J.J.Griffin, Phys.Rev., 116, 107 (1959);
Л.Н.Усачев, В.А.Павлинчук, Н.С.Работнов, АЭ, 17, 479 (1964)
15. A.S.Soldatov, G.N.Smirenkin, S.P.Kapitza and Yu.M.Tsipenyuk, Phys.Lett., 14, 217 (1965)
16. A.Bohr, Proc.Int.Conf. on peaceful uses of atomic energy, Geneva, 30 1955, v.2, p.151.
17. N.S.Rabotnov, G.N.Smirenkin, A.S.Soldatov, L.N.Usachev, S.P.Kapitza, Yu.M.Tsipenyuk, Phys.Lett., 26B, 218 (1968)
18. Н.С.Работнов, Г.Н.Смиринкин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачев, С.П.Капица, Ю.М.Ципенюк, ЯФ, 11, 508 (1970)
19. А.В.Игнатиц, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиринкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк, ЖЭТФ, 61, 1284 (1971)
20. J.E.Lynn and B.V.Back, J. Physics A7, 395 (1974)
21. Yu.P.Gangrsky, B.N.Markov, Yu.M.Tsipenyuk, Phys.Lett. 32B, 182 (1970)
22. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, И.Ф.Харисов, Ю.М.Ципенюк, Письма в ЖЭТФ, 14, 370 (1971)
23. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, Ю.М.Ципенюк, ЯФ, 11, 84 (1970)
24. Yu.P.Gangrsky, B.N.Markov, Yu.M.Tsipenyuk, Fortschr.Phys., 22, 199 (1974)
25. C.D.Bowman, Proc.Int.Conf.Photonucle.Reactions, Asilomar, 1973, 135; Phys.and.Chem. of fission, IAEA, Vienna, 1974, p.68.
26. C.D.Bowman, I.G.Schröder, C.E.Dick, M.E.Jackson, Phys. Rev., C12, 863 (1975)
27. В.Е.Жучко, А.В.Игнатиц, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиринкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк, Письма в ЖЭТФ, 22, 255 (1975)
28. В.Е.Жучко, А.В.Игнатиц, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиринкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк, Письма в ЖЭТФ, 24, 309 (1976)
29. С.П.Капица, В.И.Новгородцева, В.А.Пчелин, Г.Н.Смиринкин, Ю.М.Ципенюк, В.М.Щубко, Письма в ЖЭТФ, 6, 495 (1967)
30. Б.В.Курчатов, В.И.Новгородцева, В.А.Пчелин, Г.Н.Смиринкин, Ю.М.Ципенюк, В.М.Щубко, ЯФ, 7, 521 (1968)
31. Е.А.Жагров, Ю.А.Селицкий, Ю.А.Немилов, В.А.Николаев, Ю.М.Ципенюк, Письма в ЖЭТФ, 20, 220 (1974)
32. Е.Б.Бажанов, Е.А.Жагров, Ю.А.Немилов, В.А.Николаев, Ю.А.Селицкий, Ю.М.Ципенюк, ЯФ, 22, 36 (1975)
33. T.Alm and B.Forkman, Nucl.Phys., A 215, 461 (1973)
34. E.Konessy, H.J.Specht, J.Weber, Phys.Lett., 45B, 329 (1973)

35. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк, Physics and chemistry of fission, v.1, 135, (IAEA, Vienna, 1965)
36. Х.Д. Андросенко, С.Б. Ермагамбетов, А.В. Игнатик, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, Д.Л. Шпак, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк, И. Ковач, Phys. & Chem. of fission, IAEA, v.1, 419 (1969)
37. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, Ю.М. Ципенюк, Тезисы докладов VI Всесоюзного межвузовской конференции по теории элементарных частиц, Ужгород, 1965.
38. С.П. Капица, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, Ю.М. Ципенюк, Тезисы докладов Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям, Дубна, 1967.

Т-02833 от 9/Ш-77г. Формат 60x84 1/16 л. л. Объем 2 п. л.
Заказ 5535 Тираж 150

Фабрика КМГ Главного управления вычислительных работ
ЦСУ СССР