

На правах рукописи

0 - 76

ОСТАПЕНКО ЮРИЙ БОРИСОВИЧ

Глубокоподбарьерное фотоделение тяжелых ядер

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Дубна — 1980

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени Физико-энергетическом институте.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор

СМИРЕНКИН Г. Н.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

ГАНГРСКИЙ Ю. П.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

РАБОТНОВ Н. С.

Ведущая организация:

Институт ядерных исследований АН УССР, г. Киев.

Защита состоится «...» 1980 г. в «...» час.
на заседании специализированного совета Д.047.01.05 при Лаборатории
нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного
института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан «...» 1980 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

ТАРАН Ю. В.

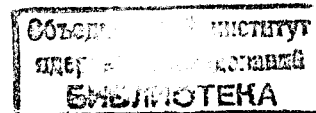
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Структура поверхности потенциальной энергии ядра определяющим образом влияет на поведение делящейся системы в области потенциального барьера, возникающего в процессе деформации ядра и, прежде всего, на важнейшую характеристику - вероятность деления. В течение длительного времени представления о форме барьера деления основывались на модели жидкой капли, которая давала плавную одногорбую кривую для зависимости потенциальной энергии ядра от основной делительной деформационной координаты.

В 1966-1967 г.г. В.М.Струтинским был развит метод оболочечной поправки, применение которого к делящимся системам показало, что энергия деформации ядра в процессе деления осциллирует относительно гладкой зависимости, описываемой капельной моделью. Для актинидных ядер эта фундаментальная закономерность приводит к предсказанию двугорбой структуры барьера с близкими по высоте горбами и вторым минимумом потенциальной энергии между ними. Совокупность новых представлений о процессе деления тяжелых ядер получила название модели двугорбого барьера. Наличие в новой модели двух седловых точек со своими спектрами переходных состояний и достаточно глубокого минимума между ними, в котором может образоваться система квазистационарных уровней, взаимодействующих с уровнями первой ямы, усложнило и в то же время чрезвычайно обогатило картину деления интересными физическими следствиями, многие из которых должны проявляться в нерегулярном поведении энергетической зависимости интегральной вероятности и угловых распределений осколков околопорогового и глубокоподбарьерного деления.

Процесс деления тяжелых ядер определяется взаимодействием между системами уровней первой и второй ямы и взаимодействием состояний делительной и неделимой природы внутри каждой системы. Закономерности этих взаимодействий существенно изменяют свой характер при продвижении вглубь в подбарьерную область энергий как вследствие экспоненциального убывания проникаемости горбов барьера, так и вследствие экспоненциального роста расстояний между уровнями. Поэтому особый интерес представляют опыты по изучению вероятности деления в возможно более широком диапазоне подбарьерных энергий.

К началу настоящей работы имелись данные лишь для околопороговой области -1 МэВ ниже барьера. Поиск подходящего способа



возбуждения более низких энергий приводят к реакции фотоделения, так как при использовании γ -квантов не возникает принципиальных ограничений по энергии, какие присущи реакции деления под действием нейтронов или заряженных частиц, а использование высокоэнергетических ускорителей электронов в качестве источников тормозного излучения очень большой интенсивности позволяет существенно расширить пределы экспериментальных возможностей, устанавливаемых падением статистики регистрируемых актов вынужденного деления в глубокоподбарьерной области. Кроме того, уникальная простота набора угловых моментов, передаваемых ядру при поглощении γ -кванта, имеет очень большое значение для однозначной интерпретации результатов, особенно в условиях наличия в модели двугорбого барьера двух спектров переходных состояний делящегося ядра.

Цель работы состояла в исследовании различных проявлений двугорбой структуры барьера деления с помощью экспериментального изучения в широком диапазоне околоторговых и глубокоподбарьерных энергий возбуждения вероятности и угловых распределений осколков фотоделения тяжелых ядер.

Новизна работы. Разработаны высокоэффективные методики исследований и получена новая экспериментальная информация о сечениях и угловых распределениях осколков глубокоподбарьерного фотоделения тяжелых ядер. Установлена аномальность с точки зрения представлений о мгновенном делении характера энергетической зависимости сечений и угловых распределений осколков фотоделения ядер ^{235}U и ^{238}U глубоко под барьером. Показано, что обнаруженные аномалии могут быть количественно объяснены влиянием вклада задержанных делений из изомерного состояния второй ямы. Выявлена ограниченность традиционных методов описания вероятности подбарьерного деления. Получено единообразное описание экспериментальных данных во всей изученной области подбарьерных энергий в рамках подхода, основанного на модели входных состояний.

Научная и практическая значимость работы. Проведенные в работе исследования расширили наши знания о поведении вероятности деления - важнейшей характеристики процесса. Выявленные экспериментально закономерности поведения сечений и угловых распределений осколков фотоделения тяжелых ядер послужили в работе и могут служить в дальнейшем критерием при выборе модели каналов деления и модели для описания вероятности мгновенного и задержанного деления. Результаты работы стимулируют постановку новых опытов при еще более низких энергиях возбуждения и для более широкого круга ядер. Полу-

ченные в работе параметры барьеров для изотопов урана могут быть использованы в практических расчетах сечений деления, а детальная экспериментальная информация о выходах и сечениях фотоделения тяжелых ядер - при разработке методов неразрушающего контроля.

Автор представляет к защите следующие основные положения:

1. На тормозном пучке микротрона ИФП АН СССР выполнены измерения глубокоподбарьерного фотоделения девяти ядер: ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am . Нижние пределы измерений для чётно-чётных ядер ($\sim 10^{-10} + 10^{-11}$ б) были ограничены статистикой регистрируемых событий, для нечётных ядер ($\sim 10^{-7} + 10^{-8}$ б) - фоном спонтанных делений примесей и делений под действием фотонейтронов.

Для чётно-чётных ядер во всей области подбарьерных энергий, доступной по статистике отсчетов, получены данные об угловых распределениях осколков.

2. Выходы (γ , f) - реакций для ^{235}U и ^{238}U в области сечений $\sim 10^{-8} + 10^{-11}$ б обнаруживают явление "изомерный шельф", а угловые распределения осколков этих ядер по мере приближения к области шельфа - резкое увеличение относительного вклада изотропной компоненты. Ядро ^{232}Th аналогичных особенностей в том же диапазоне сечений ни в выходе, ни в угловой анизотропии не обнаруживает. Эти свойства служат аргументами в пользу связи явления "изомерный шельф" с задержанным делением из изомерного состояния - основного состояния второй ямы.

3. Традиционные методы описания вероятности низкоэнергетического деления не могут быть использованы для количественной интерпретации обнаруженных свойств фотоделения в глубокоподбарьерной области энергий. Наиболее полно физической ситуации соответствует разработанный в последнее время подход, основанный на рассмотрении состояний делительной природы в первой и второй ямах как входных состояний для процесса деления. В рамках этого подхода получено удовлетворительное описание результатов эксперимента.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Основной текст написан на 128 страницах, включающих в себя 4 таблицы, приложение (таблица на 7 страницах), список цитируемой литературы из 88 наименований, и дополнен 35 рисунками.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы, дается краткое содержание диссертации по главам, и формулируются основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена вопросам экспериментального изучения выходов и сечений реакции фотоделения изотопов Th, U, Np, Pu, Am в околопороговой и глубокоподбарьерной области энергий.

В таблице I перечислены исследованные в работе изотопы и указаны изученные диапазоны граничных энергий тормозных γ -квантов E_{max} и величин сечений фотоделения σ_{df} для этих ядер.

Таблица I

Диапазон ядер, граничных энергий E_{max} и сечений фотоделения σ_{df} , исследованных в диссертации (в скобках указан порядок величин)

Ядро	E_{max} , МэВ	σ_{df} , б
^{232}Th	4,8 + 7,0	6,5 (-10) + 3,6 (-3)
^{233}U	4,8 + 7,0	1,2 (-8) + 1,4 (-2)
^{235}U	5,0 + 7,0	1,6 (-7) + 1,6 (-2)
^{236}U	3,5 + 7,0	1,0 (-10) + 3,6 (-2)
^{238}U	3,5 + 7,0	3,6 (-11) + 6,5 (-3)
^{237}Np	4,4 + 7,0	2,2 (-8) + 2,5 (-2)
^{239}Pu	4,4 + 7,0	2,8 (-8) + 1,8 (-2)
^{241}Pu	4,4 + 7,0	9,1 (-8) + 2,3 (-2)
^{241}Am	4,4 + 7,0	3,5 (-8) + 1,9 (-2)

Опыты производились на внешнем пучке микротрона ИФП АН СССР. Регистрация осколков осуществлялась твердотельными трековыми детекторами, в качестве которых использовалась слюда. Чрезвычайная компактность детекторов и высокая эффективность регистрации осколков в слюде практически для всего диапазона возможных углов падения, с одной стороны, и необходимость максимального использования интенсивности тормозного пучка, с другой стороны, определили выбор схемы опыта: пластинки предварительно обработанной слюды помещались по обе стороны от двусторонних слоев или металлических фольг делящегося материала на минимальном расстоянии (~ 1-2 мм) от них [8] либо вплотную к ним [9], а все детектирующее устройство в виде сборки последовательно расположенных делящихся мишеней и след

помещалось в пучке γ -квантов в непосредственной близости от торозной мишени.

Использованная схема опыта позволила на первом этапе исследований выполнить измерения выходов реакции фотоделения одновременно для девяти указанных в таблице I ядер в диапазоне энергий $E_{max} = 7,0 \pm 4,4$ МэВ. Нижние пределы измерений для четно-четных ядер были ограничены статистикой регистрируемых событий; для нечетных ядер - фоном спонтанных делений примесей и делений под действием фотонейтронов. Измеренные экспериментально выходы реакции использовались для восстановления сечений фотоделения. Восстановление сечений производилось с помощью метода минимизации направленного расхождения [5].

В связи с полученными данными в § 3 первой главы обсуждается резонансная структура сечений, проявления эффектов двугорбой формы барьера деления, сравниваются делимости в реакциях (γ, f) , (n, f) и в прямых реакциях.

Второй этап исследований связан с обнаружением Боуманом с сотрудниками в США (1973 г.) еще более глубоко под барьером нового явления в сечении фотоделения ^{238}U , состоящего в достаточно резком замедлении скорости убывания выхода реакции по мере продвижения вглубь под барьер при $E_{max} \leq 4,4$ МэВ. Происхождение этого явления, аномального с точки зрения представлений о вероятности мгновенного деления, было связано Боуманом с преобладанием в области таких низких энергий вклада задержанных делений из изомерного состояния на дне второй ямы, вследствие чего оно получило название "изомерный шельф".

Вскоре и на микротроне ИФП АН СССР при участии автора были получены предварительные данные, свидетельствовавшие об аналогичных эффектах в выходах глубокоподбарьерного фотоделения ядер ^{232}Th , ^{233}U , ^{237}Np [1]. Дальнейшее развитие этих опытов описано в § 4 первой главы.

После оптимизации методики с целью увеличения чувствительности эксперимента были проведены более детальные и в более широком диапазоне низких энергий исследования для трех уже упоминавшихся ядер и для нового ядра ^{236}U . Измеренные в диапазоне $E_{max} = 3,5 \pm 4,4$ МэВ выходы вместе с данными для более высоких энергий и результатами исследований фонов представлены на рис. I. В этих измерениях, выполненных, фактически, на пределе возможностей источника излучения и экспериментальной методики, был полу-

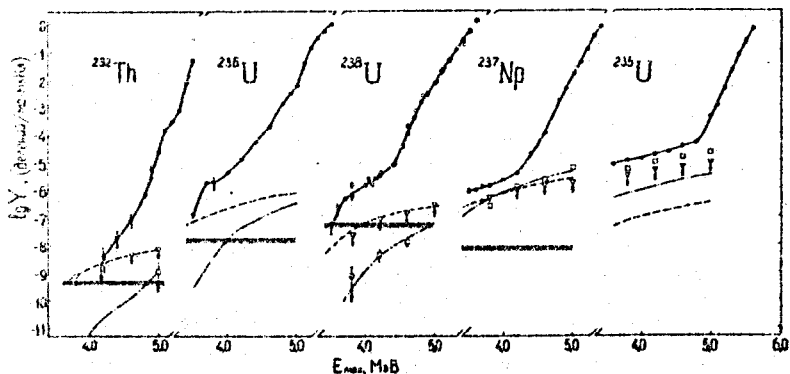


Рис.1. Круглыми значками показаны результаты измерений выходов $Y(E_{max})$ реакции фотоделения: ● - настоящая работа; ○ - работа итальянской группы. Треугольники и пунктирные линии - экспериментальная и теоретическая, соответственно, оценки фона делений нейтронами реакции $Be(\gamma, n)$; прямоугольники и штрих-пунктирные линии то же для реакции $D(\gamma, n)$. Штриховкой показан уровень фона спонтанных делений и делений под действием космического излучения.

чен ряд новых результатов, определивших характер последующих поисков в экспериментальном изучении и теоретической интерпретации явления, а именно:

- впервые было наблюдено явление "изомерный шельф" для ядра ^{236}U ;
- были уточнены данные для ^{238}U и обнаружены значительные неточности в работе Боумана и др.;
- повторная серия измерений для ^{232}Th существенно уточнила и изменила характер глубокоподбарьерного выхода, что с учетом недостаточной статистической точности в самых нижних трёх точках побудило воздержаться от интерпретации результатов, которая была уже дана в предварительной публикации [1];
- тщательное исследование источников нейтронного фона привело к заключению, что его влияние на величину выхода делений ^{237}Np в

глубокоподбарьерной области сильнее, чем предполагалось в работе [1], и значительная часть эффекта может быть связана с побочными делениями.

Таким образом, вопрос об изомерном шельфе для ^{232}Th и ^{237}Np остается открытым. Для его выяснения требуется значительно больше интегральные потоки γ -квантов в случае ^{232}Th и специальные меры борьбы с нейтронным фоном в случае ^{237}Np .

Следующим очень важным результатом более детальных измерений выхода для ^{235}U и ^{238}U , на изучении которых были сосредоточены усилия в дальнейшем, явилось установление на обоих ядрах резонансной структуры сечения фотоделения в области шельфа (рис.2).

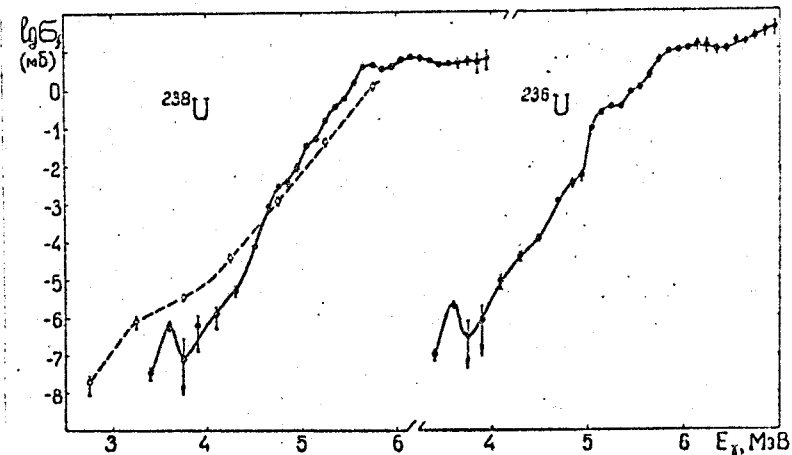


Рис.2. Сечения фотоделения $\sigma_f(E_\gamma)$ для ^{236}U и ^{238}U : темные значки - результаты настоящей работы, светлые - результаты работы Боумана и др.

Этот экспериментальный факт послужил основанием для отказа от упрощенной теоретической интерпретации явления "изомерный шельф", данной Боуманом и первоначально поддерживавшейся в работах с участием

автора [1,2]. Поведение выхода фотоделений при самых низких энергиях, формирующее сильный резонанс в сечении, полностью подтверждено для ^{238}U в недавней (1978 г.) работе итальянских физиков (круглые светлые значки на рис.1).

Во второй главе описывается методика, представляются и обсуждаются результаты измерений угловых распределений осколков фотоделения ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U .

В настоящих экспериментах, где события деления не разделяются по времени, установление вида угловых распределений осколков в области изомерного пельфа могло бы явиться критической проверкой его природы. Если глубокоподбарьерные аномалии выхода реакции (γ, f) действительно обусловлены вкладом задержанных делений, то должна существенно уменьшиться анизотропия разлета осколков вследствие разориентации углового момента ядра как в результате испускания γ -квантов при заселении изомерного уровня, так и в результате взаимодействия углового момента с магнитным полем атома в течение времени жизни изомера.

Для исследования интересующего эффекта наиболее благоприятны чётно-чётные ядра, у которых в околопороговой области угловое распределение осколков резко анизотропно. В настоящей работе изучались ядра ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U .

Измерения угловых распределений глубоко под барьером связаны с большими трудностями, так как интегральный выход реакции фотоделения даже в непосредственной близости от тормозной мишени (на расстоянии 12 мм) в области изомерного пельфа составляет величину порядка 10^{-5} делений/мг·мкКл и соответствует ничтожному сечению деления 10^{-10} б. Кроме того, требование выделения в пространстве направлений пучка γ -квантов и разлета осколков в прежних опытах (Работнов Н.С. и др., 1970 г.) влекло за собой использование лишь небольшой части числа происходящих в мишени делений.

В настоящей работе задача была решена с помощью высокоэффективной методики, в которой используется все пространство вокруг делящейся мишени и сама мишень приближена к источнику тормозного излучения. Детектирующее устройство представляет собой цилиндр диаметром 50 мм и высотой 30 мм, в основании которого под углом 45° к оси пучка, совпадающей с осью цилиндра, закреплена делящаяся мишень. Вся внутренняя поверхность цилиндра покрывается детектирующей слюдой. Коэффициенты углового распределения

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta \quad (1)$$

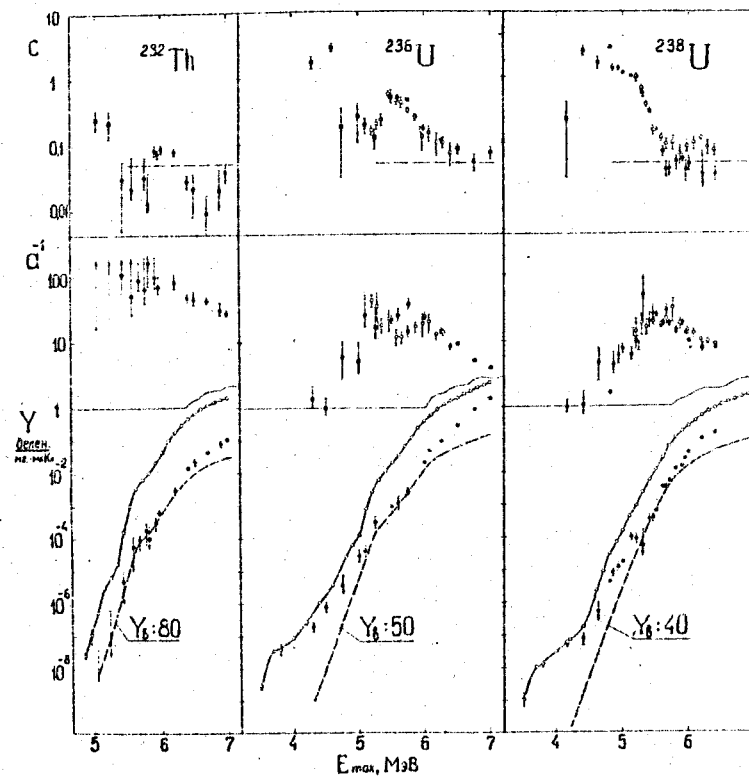


Рис.3. В верхней и средней частях изображены параметры угловых распределений осколков фотоделения ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U в зависимости от E_{max} . Темные квадраты - результаты настоящей работы, темные кружки - результаты работ Работнова Н.С. и др., светлые кружки - результаты работы шведской группы.

В нижней части светлые кружки - полный выход фотоделений соответствующих ядер, затемненные кружки - изотропная компонента выхода Y_a , пунктир - компонента Y_b , приравненная Y_a в области максимума анизотропии.

Пунктиром в верхней части рисунка показано асимптотическое значение коэффициента $c \approx c/b = 0,05$ при энергиях выше барьера.

находятся с помощью математической обработки, использующей метод Монте-Карло. Угловые распределения удалось изучить вплоть до $E_{\max} = 4,15$ МэВ для ^{238}U , $E_{\max} = 4,3$ МэВ для ^{236}U и $E_{\max} = 5,0$ МэВ для ^{232}Th . Результаты эксперимента (темные квадратные значки на рис. 3) подтвердили ожидавшуюся картину: по мере приближения к шельфу угловая анизотропия $W(90^\circ)/W(0^\circ)$ (α^{-1} в нормировке $a+b=1$) фотоделения ^{236}U и ^{238}U падает из-за увеличения вклада задержанных делений, а в области самого шельфа деление становится изотропным. Отсутствие эффекта на ^{232}Th в изученном диапазоне согласуется с такой интерпретацией.

Наглядную картину конкуренции задержанного и мгновенного деления можно получить также с помощью угловых компонент выхода: изотропной $Y_a = aY/(a + \frac{2}{3}b + \frac{1}{3}c)$ (темные значки в нижней части рис. 3) и дипольной $Y_b = \frac{2}{3}bY/(a + \frac{2}{3}b + \frac{1}{3}c)$ (пунктирные кривые). На рисунке 3 изотропная компонента приведена в тех же единицах, что и полный выход, а дипольная компонента уменьшена так, чтобы достигалось совмещение кривой Y_b с данными об Y_a в области максимума ("плато") α^{-1} . Хорошо видно, что в случае ^{236}U и ^{238}U кривые сильно расходятся при $E_{\max} < 5$ МэВ, в то время как такого расхождения, объясняемого вкладом задержанных делений в Y_a , в случае ^{232}Th нет.

В конце главы на базе совокупности имеющихся данных о квадратурной компоненте фотоделения, дополненной результатами настоящих экспериментов, обсуждается структура спектров каналов деления на горбах барьера и делается вывод, что поведение квадратурной компоненты фотоделения согласуется с предположением о нарушении зеркальной симметрии формы ядра на внешнем горбе.

Третья глава посвящена выбору метода модельно-теоретического описания вероятности подбарьерного деления, каналовому анализу с помощью выбранного метода экспериментальных данных для ^{236}U и ^{238}U и обсуждению результатов анализа.

Цель теоретического анализа результатов измерений вероятности деления обычно состоит в восстановлении параметров барьера и спектров переходных состояний в седловых точках. Трудности однозначного решения этой задачи кроются в довольно большом числе параметров, с помощью которых задаются свойства барьера, так и в сложности спектра состояний, которые могут участвовать в процессе деления. Принципиальным преимуществом реакции (8.1) перед другими способами возбуждения как раз и является простота спектра реализующихся каналов деления. Благодаря сильной зависимости сечения фотопоглощения от

мультипольности γ -квантов заметный вклад в деление чётно-чётных ядер вблизи порога вносят лишь состояния с двумя комбинациями спина J и четности π : $J\pi = 1^-$ и 2^+ . При этом могут реализоваться каналы с $K\pi = 0^-$ и 1^- и $K\pi = 0^+$, 1^+ и 2^+ (K - проекция J на направление деления). Часто ситуация упрощается ещё более из-за большой разницы высот барьеров для каналов с $K=0$ и $K \neq 0$. В таких случаях возникает уникальная возможность по коэффициентам углового распределения осколков выделить в полном сечении фотоделения парциальные составляющие анализировать непосредственно вероятности деления через отдельные каналы.

Каналовый анализ интегральных и дифференциальных сечений деления в столь широкой области энергий, которая в настоящих экспериментах простирается до границ энергетической щели в спектре внутренних возбуждений во второй яме или даже несколько ниже, до сих пор не производился. Для количественной интерпретации явления изомерный шельф в работе Боумана (1975) и в [2] была предпринята попытка применить подход, развитый в рамках теории возмущений Линном (1968 г.) и Линном и Баком (1974 г.) для описания ситуаций, в которых существенно взаимодействие только между компаундными состояниями в разных ямах. С помощью такой модели, дополненной предположением о полном затухании вибрационной моды в обеих ямах, можно было рассчитывать лишь на оценку характера энергетической зависимости вероятности задержанного и мгновенного деления в среднем, но не на описание резонансной структуры изомерного шельфа.

Применяемый в данной работе подход, который основан на модели входных состояний, был развит недавно в работах американских (1978) и западногерманских физиков (1978) и опробован в анализе вероятности мгновенного и задержанного деления в прямых реакциях. Этот подход наиболее полно отражает специфику взаимодействия делительных и неделительных состояний, а используемый им аппарат теории возмущений позволяет сделать шаг к адекватному описанию деления в области сильно разреженных спектров в обеих ямах. Другое его важное достоинство - это отсутствовавшая прежде возможность единого описания вероятности подбарьерного деления во всей экспериментально изученной области энергий. Кратко суть подхода состоит в следующем.

Источником делительной ширины возбужденного состояния компаунд-ядра является примесь делительной моды в его волновой функции, появляющаяся в результате взаимодействия между делительными вибра-

ционными модами и состояниями неделительной природы, возбуждаемыми в начальной стадии реакции. Таким образом, делительные вибрации играют роль входных состояний для процесса деления.

В результате взаимодействия входного состояния $|A\rangle$ с невозмущенными компаундными состояниями $|A\rangle$ образуются новые компаундные состояния $|A'\rangle$. Распределение силы входного состояния среди компаундных определяется отношением средней ширины $\Gamma_{A\alpha}$ и расстояния D_{α} между компаундными уровнями. В случае $\Gamma_{A\alpha} \gg D_{\alpha}$ квадраты амплитуд волновых функций $(C_{\alpha A})^2$, которые описывают примесь входного состояния $|A\rangle$ в диагонализированных состояниях $|A'\rangle$ распределены лоренцовским образом вокруг энергии входного состояния

$$(C_{\alpha A})^2 \approx (D_{\alpha}/2\pi)\Gamma_{A\alpha} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_{A\alpha}^2/4] \quad (2)$$

В пределе очень слабого затухания $\Gamma_{A\alpha} < D_{\alpha}$ входное состояние сохраняет характер практически чисто входного и лишь малая часть его силы примешивается в другие компаундные состояния. Распределение этой остаточной силы можно получить в первом порядке теории возмущений:

$$(C_{\alpha A})^2 \approx (D_{\alpha}/2\pi)\Gamma_{A\alpha} / (E_{\alpha} - E_A)^2, \quad (E_{\alpha} \neq E_A) \quad (3)$$

Формально (3) эквивалентно лоренцовскому распределению с шириной $\Gamma \approx 2D_{\alpha}/\pi$ и можно описывать гладкую часть распределения $(C_{\alpha A})^2$ в обоих случаях сильного (2) и очень слабого (3) затухания одним лоренцовским выражением с шириной

$$\Gamma_A = [\Gamma_{A\alpha}^2 + (2D_{\alpha}/\pi)^2]^{1/2} \quad (4)$$

Оставшиеся в случае очень слабого затухания практически чистые входные состояния $|A_0\rangle$ должны быть учтены отдельно. Коэффициент $(C_{A_0 A})^2$ для такого состояния можно найти с помощью правила сумм:

$$(C_{A_0 A})^2 = 1 - \sum_{\alpha \neq A_0} (C_{\alpha A})^2 = 1 - \{[\Gamma_A^2 - (2D_{\alpha}/\pi)^2]^{1/2} / \Gamma_A\} \quad (5)$$

В общем случае полная ширина входного состояния, кроме ширины затухания, определяется и собственными распадными ширинами состояния $|A\rangle$ (например, делительной Γ_{df} , радиационной Γ_{dr} и т.п.).

В модели двугорбого барьера состояния ядра естественным образом разделяются на два класса входных и компаундных состояний: $|A\rangle$ и $|A'\rangle$ в первой яме и $|B\rangle$ и $|B'\rangle$ во второй, соответственно. Таким образом, нужно учитывать взаимодействия входных состояний с компаундными как внутри каждого класса, так и между состояниями разных классов. Поскольку взаимодействие между состояниями разных классов подавлено фактором проницаемости внутреннего горба, задачу обычно решают приближенно. Вначале рассматривают отдельно взаимодействие компаундных состояний класса I, $|A'\rangle$, с входными состояниями $|A\rangle$ и $|B\rangle$ и отдельно - взаимодействие состояний $|B'\rangle$ с $|A\rangle$ и $|B\rangle$. В результате этих взаимодействий образуются новые компаундные состояния $|A''\rangle$ и $|B''\rangle$, которые принадлежат тем же классам, что и невозмущенные состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$, соответственно. Состояния $|A''\rangle$ и $|B''\rangle$ содержат примесь делительной моды, причем в состояниях класса II эта примесь существенно сильнее из-за большей делительной ширины входных состояний $|B\rangle$ ($\Gamma_{Bf} \sim \Gamma_B$, $\Gamma_{Af} \sim \Gamma_A \Gamma_B$) и из-за меньшей плотности компаундных состояний во второй яме. Поэтому состояния $|B'\rangle$ играют роль входных состояний для $|A''\rangle$. Основные следствия такого рассмотрения кратко сводятся к следующему.

Неоднородность распределения силы входных состояний $|B\rangle$ по компаундным состояниям (в случае, когда Γ_B меньше расстояния между $|B\rangle$) обуславливает gross-структуру делительной ширины состояний $|A''\rangle$. Результатом же взаимодействия состояний $|A''\rangle$ с имеющими увеличенную делительную ширину дискретными компаундными состояниями $|B'\rangle$ является промежуточная структура делительной ширины состояний $|A''\rangle$.

Эта картина нарушается в глубокоподбарьерной области. По мере снижения энергии возбуждения и приближения к дну второй ямы экспоненциально растущее среднее расстояние между уровнями $|B\rangle$ может стать больше, чем средняя ширина состояний $|B\rangle$. То есть, ситуация (2) сильного затухания переходит в ситуацию (3) очень слабого затухания и ширина gross-структур будет определяться уже не средней шириной, а расстоянием между уровнями $|B\rangle$. Однако так будет распределена теперь лишь малая доля силы входного состояния. Основная же её часть сосредоточится на ближайшем к $|B\rangle$ состоянии $|B_0\rangle$, образуя очень узкий резонанс в делительной ширине состояний $|A''\rangle$. Поскольку полная ширина компаундных состояний класса II Γ_B складывается из ширины их взаимодействия с состояниями класса I $\Gamma_{B\alpha}$ и делительной ширины Γ_{Bf} (радиационная ширина Γ_{Bf} дает малый вклад

в Γ_b) и обе эти составляющие экспоненциально убывают с энергией ($\sim T_A$ и $\sim T_B$, соответственно), то для взаимодействия $|B\rangle$ с $|A\rangle$ также скоро реализуется ситуация (3) и ширина резонанса, обусловленного практически чистой делительной вибрацией $|b_a\rangle$, будет определяться расстоянием между компаундными уровнями в первой яме: $\Gamma_{b_a} \approx 2D_a/\pi$.

Аналогичную структуру в глубоководбарьерной области имеет и ширина заселения изомера. Однако вероятность задержанного деления, как и в предшествующих моделях, в среднем гораздо слабее зависит от энергии ($\sim T_A$), чем вероятность мгновенного деления ($\sim T_A T_B$). Поэтому при низких энергиях ($\leq 4,5$ МэВ для рассматриваемых здесь ядер ^{235}U и ^{238}U) вероятность задержанного деления становится преобладающей, а в кривой энергетической зависимости суммарной вероятности мгновенного и задержанного деления это приводит к появлению излома, обусловленного переходом с более крутой зависимости, $\sim T_A T_B$, на более слабую, $\sim T_A$ (изомерный шельф).

Исходной экспериментальной информацией для канального анализа являются угловые компоненты Y_a, Y_b, Y_c , полученные с помощью коэффициентов a, b, c углового распределения $W(\theta)$ из интегральных выходов Y :

$$Y = F \int_0^\pi W(\theta) \sin \theta d\theta = 2F(a + 2b/3 + 8c/15) = 2Fv \quad (6)$$

$$Y_a = \alpha Y/v, \quad Y_b = 2bY/(3v), \quad Y_c = 8cY/(15v)$$

Из рис.3 видно, что у изотопов урана вклад изотропной компоненты в полный выход, будучи малым в районе порога (~ 6 МэВ), с уменьшением энергии, начиная примерно с 5 МэВ, быстро увеличивается, становясь подавляющим в районе изомерного шельфа. Как уже говорилось выше, это свойство связывается нами с изотропией задержанного деления и преобладанием задержанных делений в области изомерного шельфа. Следуя экспериментальным результатам и данной им интерпретации, мы получаем возможность экстраполяции измеренной энергетической зависимости $Y_a(E_{\text{max}})$ в случае ^{235}U и ^{238}U путем присоединения к ней в области $E_{\text{max}} \leq 4$ МэВ данных об интегральном выходе, т.е. в предположении $Y_a = Y$ при указанных энергиях.

В результате математической обработки из угловых компонент выхода были получены сечения $\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c$ для ^{235}U и ^{238}U , с которыми в приближении $\sigma_b^{E2} \ll \sigma_b^{E1}$ (σ_b^{E1} и σ_b^{E2} - сечения дипольного и квадрупольного электрического фотопоглощения, соответственно)

и с учетом задержанного деления, сечение которого будет обозначаться σ_f^d , можно просто связать сечения деления $\sigma_f^{J\pi K}$ для каналов с квантовыми характеристиками J, π, K :

$$\sigma_f^{2^+0} = \sigma_c, \quad \sigma_f^{1^-0} = \sigma_b + \sigma_f^{1^-1}/2, \quad \sigma_f^{1^-1} + 2\sigma_f^d/3 = 2\sigma_a/3 \quad (7)$$

Эти сечения показаны круглыми значками на рис.4-5.

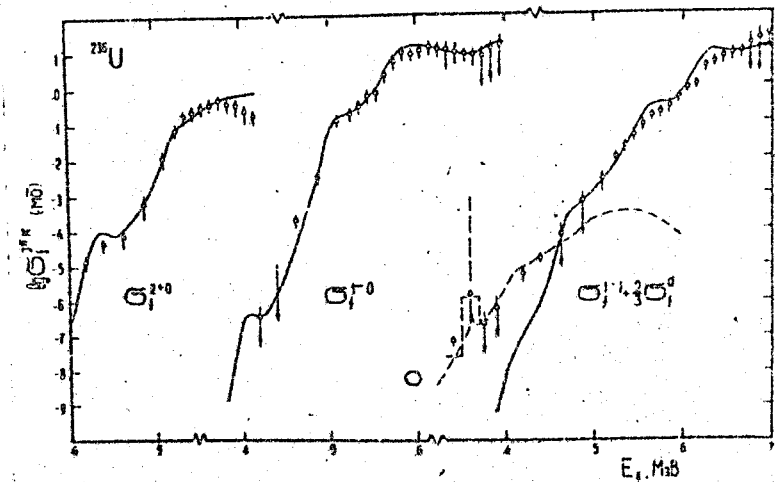


Рис.4. Результаты анализа компонент сечения фотоделения ^{236}U . Круглые значки - сечения, восстановленные из измеренных выходов. Сплошные кривые - расчет в модели входных состояний сечений мгновенного фотоделения через нижайшие каналы $J\pi K = 2^+0, 1^-0$ и 1^-1 ; пунктир - расчет суммарного вклада задержанных делений из изомерного состояния, заселяемого через указанные каналы (умножено на 2/3 для оравнения с экспериментальными данными, см. текст); гистограмма - расчетное сечение задержанного деления, усредненное вблизи узкого резонанса по интервалам между измеренными точками выхода.

При вычислении модельных расчетов предполагалось вырождение нижайших полос $K\pi = 0^+$ и $K\pi = 0^-$ на внешнем горбе В и использовалась модель "с забиванием К" во второй яме. Для ширины затухания делительных вибраций класса П, $\Gamma_{В\psi}$, выбиралась линейная зависимость от энергии возбуждения во второй яме, параметры этой зависимости определялись из подгонки под экспериментальные данные расчетных сечений. При вычислении плотности уровней использовалось описание в рамках модели сверхтекучего ядра с феноменологическим учетом коллективных и оболочечных эффектов (Игнатюк А.В. и др., 1979 г.). Ширины γ -распада компаундных состояний рассчитывались в предположении о преобладании $E1$ -переходов, подчиняющихся правилу E_0^2 (E_0 - энергия перехода). Различия в плотностях уровней и радиационных ширинах в первой и второй ямах учитывались простым сдвигом энергии возбуждения на энергию изомерного состояния. Расчетные плотности уровней и радиационные ширины нормировались на значения этих величин при энергии связи нейтрона. Для определения сечений дипольного и квадрупольного фотопоглощения при низких энергиях использовалась экстраполяция лоренцовских кривых, описывающих гигантские $E1$ - и $E2$ -резонансы. Параметры лоренцовских кривых для дипольного фотопоглощения определялись из подгонки под совокупность экспериментальных данных о сечении фотопоглощения при $E_\gamma < 10$ МэВ, для квадрупольного фотопоглощения использовались параметры лоренциана, полученные в работе бразильских физиков при исследовании деления ^{238}U электронами (1978).

Результаты модельных расчетов сечений фотodelения ^{236}U и ^{238}U показаны на рис.4-5: сплошными линиями - для мгновенного деления, крупным пунктиром - для задержанного. Как видно из рисунков, в целом получено удовлетворительное описание экспериментальных результатов. Некоторое исключение составляет лишь верхний участок сечения квадрупольной компоненты фотodelения ^{238}U . Однако заметный разброс данных разных работ в этой области (мелким пунктиром на рис.5 показаны результаты шведской работы, 1978) затрудняет однозначную интерпретацию наблюдаемого расхождения расчета и эксперимента.

Нижайший по энергии резонанс в сечениях ^{236}U и ^{238}U находится в области изомерного шельфа и подавляющий вклад в него дает задержанное деление. Этот резонанс принадлежит к категории резонансов, ширина которых вследствие $\Gamma_B < D_B$ и $\Gamma_b < D_b$ определяется не шириной затухания $\Gamma_{B\psi}$, а величиной $D_a \ll \Gamma_{B\psi}$. Она слишком мала в

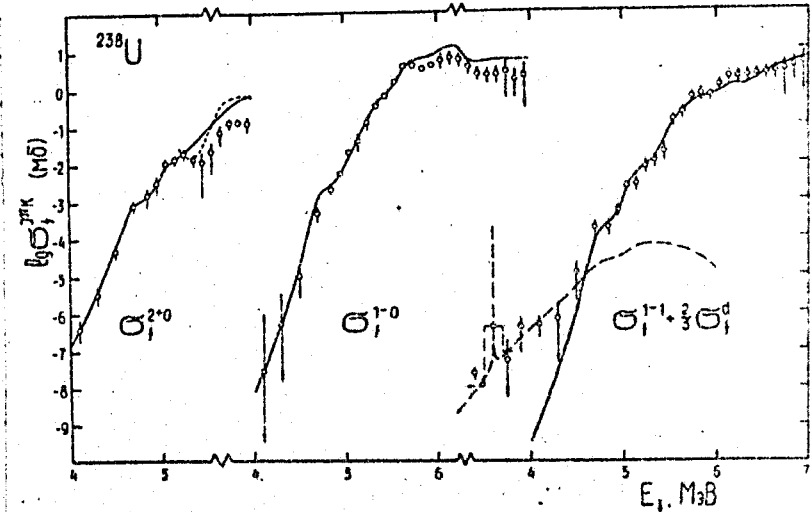


Рис.5. Результаты анализа компонент сечения фотodelения ^{238}U . Мелкий пунктир - сечение квадрупольного фотodelения ^{238}U , полученное шведской группой. Остальные обозначения те же, что на рис.4.

сравнении с расстоянием между экспериментальными точками $\Delta E_{\text{max}} = 0,1 + 0,2$ МэВ в интегральном выходе $Y(E_{\text{max}})$. Поскольку при восстановлении сечений из данных об $Y(E_{\text{max}})$ фактически получается информация лишь о числе делений в интервале $E_{\text{max}}^{(i+1)} - E_{\text{max}}^{(i)}$, наиболее адекватным содержанием математической обработки экспериментальных данных будет использованное на рис.4-5 представление расчетной зависимости сечений в виде гистограммы, усредняющей в пределах шага измерений теоретическую кривую.

Ширина резонансов при более высоких энергиях определяется в основном шириной затухания делительных вибраций во второй яме, $\Gamma_{B\psi}$. Нынешнее состояние данных, к сожалению, пока не позволяет оставить вопрос об адекватности полученных при подгонке параметров энергетической зависимости ширины затухания, хотя с её помощью удалось описать резонансы, расположенные при энергиях 1,5-3,2 МэВ над дном второй ямы. Большой разрыв между экспериментальными точками по энергии в исследованиях на тормозном пучке γ -квантов может приводить к пропуску резонансов, а также является источником искажения

ний решений, по-видимому, в основном сглаживания, при восстановлении сечений из выходов.

Традиционную трудность представило описание структуры того участка сечений в верхней части рассматриваемого энергетического диапазона, главным образом - резонансов дипольной компоненты при энергиях 5,85 МэВ для ^{236}U и 5,7 МэВ - для ^{238}U . Известна возможность преодоления подобных трудностей - это сложная структура горбов, предсказываемая теоретическими расчетами и интенсивно обсуждаемая в последнее время. Однако такая детализация не вошла в задачи настоящего анализа.

Полученные в анализе параметры барьеров деления ^{236}U и ^{238}U для нижайших каналов - $E_{fA,B}^{0+}$ и $\hbar\omega_{A,B}$ - приведены в таблице 2.

Таблица 2
Параметры барьеров деления $E_{fA,B}^{K\pi}$ и $\hbar\omega_{A,B}$, полученные при подгонке (в МэВ)

ядро	Барьер А				Барьер В			
	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$
^{236}U	5,6	6,45	7,0	1,2	6,0	6,0	6,4	0,7
^{238}U	5,8	6,8	7,2	1,3	6,15	6,5	6,55	0,7

Благодаря широте экспериментально изученного энергетического диапазона параметры барьеров фиксируются в достаточно узких интервалах: $\delta(E_{fA}^{0\pi}) = \pm(0,15 \pm 0,20)$ МэВ, $\delta(E_{fB}^{K\pi}) = \pm(0,10 \pm 0,15)$ МэВ, $\delta(\hbar\omega_{A,B}) = \pm(0,05 \pm 0,10)$ МэВ. Выделены состояния с $K=0$ для барьера А, так как в предположении "забывания К" во второй яме чувствительность к положению канала $K=1$ значительно ниже, в связи с чем погрешность $\delta(E_{fA}^{1-})$ не менее, чем в два раза, больше $\delta(E_{fA}^{0+})$.

Сравнение результатов настоящего анализа с параметрами барьеров ^{236}U и ^{238}U , полученными в других работах, показало, что модель входных состояний в сравнении с предшествующими моделями приводит в среднем к более высоким значениям $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, причем для горбов В это уменьшение толщины барьера "компенсируется" увеличением его высоты. Для горбов А такой отчетливой корреляции нет, но обращает на себя внимание систематическое расхождение зна-

чений E_{fA}^{0+} для ^{236}U , полученных в анализах реакций (δ, f) и (t, pf) , с одной стороны, и реакции (d, pf) , с другой. Сравнение исходных данных, использовавшихся в этих анализах, показало, что возможной причиной указанных расхождений является, по-видимому, наблюдающийся эффект подавления вклада каналов $K\pi = 0^+$ в реакции (d, pf) .

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработаны высокоэффективные методики регистрации осколков фотоделения для изучения полного выхода и угловых распределений, обеспечивающие возможность измерений в области сечений до $\sim 10^{-11}$ б. на тормозном пучке при среднем токе ускоренных электронов до 100 мкА.

2. В широком диапазоне подбарьерных и околопороговых энергий измерены выходы и сечения фотоделения для девяти ядер в области $\text{Th}-\text{Am}$, при этом существенно уточнены результаты прежних экспериментов. Для ^{241}Pu данные получены впервые, для ^{236}U - одновременно со шведской группой. Впервые получены данные в энергетическом диапазоне ≤ 5 МэВ для ядер ^{232}Th , $^{233,236}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$, ^{241}Am .

3. Для четырех ядер ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U и ^{237}Np , имеющих достаточно высокий порог для деления нейтронами, предприняты измерения в области граничных энергий тормозного спектра $E_{\text{max}} = 3,5+4,5$ МэВ с целью исследования глубоководбарьерных аномалий выхода. В случае ядер ^{236}U и ^{238}U надежно установлено наличие свободной от влияния фонов ступеньки в энергетической зависимости выхода реакции фотоделения - изомерного шельфа.

4. Показано, что резкому краю в ступеньке выходов ^{236}U и ^{238}U в восстановленном сечении фотоделения соответствует резонанс ($E_R \approx 3,6$ МэВ) - наиболее низко расположенный из когда-либо наблюдавшихся в реакции деления.

5. Выполнены измерения угловых распределений осколков фотоделения ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U в не исследованной ранее области энергий (5,0 + 5,2 МэВ для ^{232}Th , 4,3 + 5,2 МэВ для ^{236}U , 4,15 + 4,6 МэВ для ^{238}U). Для изотопов урана впервые обнаружено резкое падение угловой анизотропии фотоделения b/a по мере приближения к области изомерного шельфа, трудно объяснимое в рамках представлений о мгновенном делении. Эффект не наблюдается в исследованном диапазоне для ^{232}Th .

В угловых распределениях осколков фотоделения ^{232}Th впервые обнаружен рост квадрупольной компоненты при $E_{\text{max}} \approx 5,2$ МэВ.

6. Совместный анализ полученных данных о выходах и угловой анизотропии разлета осколков фотоделения показывает, что обнаруженные в случае ^{236}U и ^{238}U аномалии в энергетической зависимости обеих характеристик могут быть объяснены вкладом задержанных делений, быстро возрастающим с уменьшением энергии.

В связи с данными о поведении квадрупольной компоненты фотоделения ^{232}Th рассмотрен вопрос о влиянии симметрии формы ядра в процессе деления на спектр каналов, угловые распределения осколков, различия делимостей в фотоделении и в делении после прямых реакций.

7. Показано, что традиционные методы описания вероятности подбарьерного деления имеют ограниченные области применимости и не могут служить основой единого подхода к описанию сечений во всем исследованном диапазоне энергий возбуждения, в котором средние расстояния между уровнями в ямах и проницаемость горбов барьера деления меняются на много порядков, а вместе с ними меняется и характер определяющих вероятность деления взаимодействий между квантовыми состояниями внутри одной ямы и состояниями, принадлежащими разным ямам.

Выявлена принципиальная ограниченность усредненного описания явления изомерных шельф, область которого наиболее характерна для проявления дискретной структуры спектра состояний в обеих ямах.

8. Показана возможность единообразного описания экспериментальных данных во всей изученной области подбарьерных энергий в рамках модели входных состояний. Исследованы наиболее важные аспекты применения данной модели, а также модели каналов деления, включающей эффекты асимметрии седловых конфигураций двугорбого барьера.

Показана возможность количественного описания наблюдаемых свойств сечений как суперпозиции сечений мгновенного и задержанного деления. Резонанс в сечениях фотоделения ^{236}U и ^{238}U при $E_{\gamma} \approx 3,6$ МэВ описан как резонанс в задержанном делении, связанный с практически чистой делительной вибрацией во второй яме - одной из наиболее близких к дну ям.

Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на Советании по синтезу и поиску трансурановых элементов (Дубна, 1976), на IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1977), на Международном симпозиуме по физике и химии деления (Юлих, ФРГ, 1979) и опубликованы в следующих работах:

1. Кучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Изомерные шельфы в сечении глубоко-подбарьерного фотоделения тяжелых ядер. "Письма в ЖЭТФ", 1975, т.22, с.255
2. Кучко В.Е., Ципеняк Ю.М., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. Нормальный изомерный шельф и проницаемость двугорбого барьера. В кн.: "Нейтронная физика". М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1977, т.3, с.21
3. Кучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Угловые распределения осколков фотоделения ^{238}U в области изомерного шельфа. "Письма в ЖЭТФ", 1976, т.24, с.309
4. Кучко В.Е., Капица С.П., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Квадрупольное фотоделение ^{232}Th и роль симметрии ядра в процессе деления. "Письма в ЖЭТФ", 1977, т.26, с. 718
5. Zhuchko V.E., Ostapenko Yu.B., Soldatov A.S., Tsipenyuk Yu.M. Restoration of photofission cross-sections from bremsstrahlung experiments. "Nucl. Inst. and Meth.", 1976, v.136, p.373
6. Zhuchko V.E., Ignatyuk A.V., Ostapenko Yu.B., Smirenkin G.N., Soldatov A.S., Tsipenyuk Yu.M. Deep subbarrier anomalies in the photofission of heavy nuclei. "Phys. Lett.", 1977, v.68B, p.323
7. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Кучко В.Е., Ципеняк Ю.М. Выходы и сечения фотоделения изотопов Th, U, Np, Pu, Am в области энергий 4,5 + 7,0 МэВ. "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерные константы", 1976, вып.30, с.3
8. Кучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Исследование вероятности околоторогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными γ -квантами. "Ядерная физика". 1978, т.28, вып.5(II), с.1170

9. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиринкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Экспериментальные исследования явления "изомерный шельф" в сечениях фотоделения тяжелых ядер. "Ядерная физика", 1978, т.28, вып.5(11), с.1185
10. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиринкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципеняк Ю.М. Свойства угловой анизотропии глубокоподбарьерного фотоделения чётно-чётных ядер. "Ядерная физика", 1979, т.30, вып.3(9), с.634
11. Остапенко Ю.Б., Каналовый анализ фотоделения ^{236}U и ^{238}U . "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерные константы", 1979, вып.36, с.3.