

Воронежский государственный университет
Физический факультет

На правах рукописи

Любашевский Дмитрий Евгеньевич

**ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ
ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ
МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И РЕАКЦИЙ**

Специальность 1.3.15 – Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика
высоких энергий.

Диссертация

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Научный консультант:

доктор физико-математических наук,
профессор

Кадменский Станислав Георгиевич

Москва – 2022

Введение	4
Глава I. Описание характеристик ядерных распадов и реакций с участием реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер	19
I.1. Развитие квантовой теории многоступенчатых ядерных распадов с участием реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер	20
I.2. Описание двухпротонных распадов ядер как процессов с участием виртуальных состояний промежуточных ядер распадов ядер	31
I.3. Описание двойных – бета распадов ядер как процессов с участием реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер	47
I.4. Описание тройного деления ядер как процесса с участием виртуальных состояний промежуточных ядер	61
I.5. Заключение по главе I	63
Глава II. Описание характеристик спонтанного и низкоэнергетического двойного деления ядер в рамках квантовой теории деления	65
II.1. Холодность делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления в случае спонтанного и низкоэнергетического двойного деления ядер и переходные делительные состояния	69
II.2. Коллективные bending - и wriggling- колебания делящегося ядра в окрестности его точки разрыва и их влияние на спиновые распределения фрагментов спонтанного и низкоэнергетического двойного деления ядер	84
II. 3. Механизм формирования угловых распределений спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер и принцип неопределенности квантовой механики	99
II.4. Заключение по главе II	114

Глава III. Квантовая природа P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц	116
III.1. Описание P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц через тройные и пятерные корреляторы в указанных сечениях	124
III.2. Проблемы описания P-четных T-нечетных асимметрий в реакциях деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов	134
III.3. Описание характеристик тройных и пятерных корреляторов в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц в рамках квантовой теории деления	139
III.4. Заключение по главе III	155
Заключение	158
Благодарности	160
Список литературы	167

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации.

В настоящее время в ведущих мировых ядерных центрах продолжают интенсивные экспериментальные и теоретические исследования различных характеристик многоступенчатых ядерных реакций и распадов, включая и двойное, а также тройное деление неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц. При этом особое внимание уделяется анализу [1-4] угловых распределений продуктов данных реакций, а также асимметрий в указанных распределениях с различными Р- и Т-чётностями. Для последовательного понимания механизмов формирования указанных распределений, в появлении которых существенную роль могут играть интерференционные квантовые эффекты, необходимо дальнейшее развитие квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций. Эта теория, сформулированная в серии работ [5-14] и основанная на формализме квантовой механики [5, 15-17], теории атомного ядра [18-21] и теорий многочастичных ядерных реакций [22-26], позволяет детально обосновать как существующие на настоящий момент экспериментальные данные широкого круга ядерных распадов и реакций, так и предсказать новые явления в этой области, прежде всего связанные с делением ядер. В рассматриваемую квантовую теорию вводятся понятия волновых функций частиц начального, конечного и промежуточных каналов реакции и вполне естественным образом описываются интерференционные эффекты в угловых распределениях продуктов реакции на основе выполнения законов сохранения энергии и полного момента количества движения анализируемой системы. Поэтому тема диссертации, связанная с исследованием в рамках квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций важных, но недостаточно изученных свойств низкоэнергетического двойного и тройного деления ядер, которые определяются взаимодействием вращательных и внутренних мод составного делящегося ядра, является актуальной. Особую роль в диссертации играет первая глава, посвященная развитию квантовой

теории многоступенчатых ядерных реакций [22] в направлении учета виртуальных состояний промежуточных ядер, что позволяет не только описать экспериментальные характеристики $2p$ - и 2β -распадов ядер, но и дать основу для описания [27, A23] виртуальных механизмов тройного и четверного деления ядер с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц.

Степень разработанности темы исследования

Среди подходов, широко используемых для описания характеристик двойного и тройного деления ядер, можно выделить следующие наиболее важные. Во-первых, традиционный подход к теории деления [28-37] в целом носит макроскопический характер, обусловленный гидродинамическими (капельная модель ядра с учетом оболочечных поправок [33]) и термодинамическими (распределение Гиббса, уравнения Ланжевена [34-37]) характеристиками составных делящихся ядер, и не подразумевает последовательной квантово-механической интерпретации. Во-вторых, подход, описывающий эволюцию составного делящегося ядра из его начального состояния до его разрыва на фрагменты деления, связывают в рамках обобщенной модели [7] с коллективным деформационным движением указанного ядра, сопряженным с изменением параметров деформации этого ядра. При использовании адиабатического приближения, согласно которому «быстрые» нуклонные моды движения ядра успевают подстраиваться под его более медленные деформационные и вращательные моды, находится потенциал деформации ядра, строящийся [7, 33] через сумму этого потенциала в капельной модели ядра и оболочечных поправок. Как известно, на вершинах внутреннего и внешнего барьеров деления возникают переходные делительные состояния (ПДС) [7], задаваемые следующим набором квантовых чисел $J\pi K$ (где π – четность состояния, а K – проекция полного спина J делящегося ядра на его ось симметрии) и обладающие различными факторами проницаемости указанных барьеров $P^{J\pi K}$ при энергии возбуждения составного делящегося ядра, близкой к энергии связи B_n падающего нейтрона. В седловой точке на

внешнем барьере деления по сравнению с аналогичной точкой на внутреннем барьере ядро приобретает аксиально-симметричную, но зеркально-асимметричную (грушевидную) [7], что соответствует появлению отличного от нуля параметра статической октупольной деформации β_3 . В первой яме потенциала деформации возбужденное ядро термализуется за ядерные времена и его волновая функция выражается через суперпозицию большого числа возбужденных состояний указанного ядра. Однако переход через внешний барьер деления осуществляется только через одно ПДС ядра, обладающее максимальной энергией возбуждения, для которого делящееся ядро остается в неравновесном «холодном» состоянии. Поэтому составная делящаяся система (СДС) остается «холодной» при формировании неравновесных по их деформациям состояний первичных фрагментов деления ядра в окрестности его точки разрыва. Знание потенциала деформации составного делящегося ядра позволяет вычислить значения характеристик делительных барьеров и описать характеристики ПДС ядра в окрестности внешней седловой точки этого потенциала. Введение [7] указанных ПДС, связанных с определенными волновыми функциями, оказалось необходимым для объяснения интерференционных эффектов и энергетической зависимости сечений деления ядер резонансными нейтронами, характера флуктуации делительных ширин нейтронных резонансов и, наконец, одинаковых и различных по четности Р- и Т-асимметрий в угловых распределениях фрагментов деления неориентированных ядер-мишеней поляризованными нейтронами.

Для описания угловых распределений фрагментов (УРФ) деления используется гипотеза О. Бора [7], согласно которой разлет указанных фрагментов совпадает с прямым или обратным направлениями оси симметрии делящегося ядра. Эта гипотеза носит приближенный характер, поскольку в ней не учитывается квантово-механический принцип неопределенности углов вылета и относительных орбитальных моментов продуктов деления, требующий появления больших и когерентных относительных орбитальных моментов фрагментов деления для реализации указанной гипотезы. Было выдвинуто

предположение, что возникновение больших значений угловых моментов, а также больших спинов осколков, наблюдаемых в эксперименте, обусловлено квантовыми нулевыми wriggling- и bending - колебаниями составной делящейся системы вблизи её точки разрыва [165]. Полное описание интерференционных эффектов в УРФ деления не представляется возможным без использования перечня понятий, фигурирующих в квантово-механической теории деления, таких как волновые функции делящегося ядра и фрагментов деления, амплитуды делительных ширин и делительные фазы. Развитие с учетом положений квантовой механики теории многоступенчатых ядерных реакций были рассмотрены в ряде работ, например [8, 10, 26], где в рамках R-матричной теории ядерных реакций [38] были построены формулы для описания P- и T-асимметрий различной четности в УРФ двойного деления ядер. Следует отметить, что в этих работах не приводятся формулы для определения амплитуд делительных ширин и делительных фаз.

Несмотря на крайне малую вероятность тройного деления (2–3 акта тройного на 1000 актов двойного деления) [39], на настоящий момент имеется достаточно большое количество экспериментальных данных по тройному делению для ядер–актининов, связанных с вылетом α -частиц других легких ядер. Отличительными особенностями экспериментальных угловых распределений [1] третьих легких частиц по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления, являются имеющийся с преобладающей вероятностью экваториальный характер и слабая зависимость, как от распределения кинетических энергий продуктов деления, так и от полной энергии относительного движения продуктов тройного деления во всех значимых для указанного деления каналах. Данный факт является свидетельством [12] двухступенчатого характера тройного деления, когда вылет легких третьих частиц в тройном делении составного делящегося ядер происходит из шейки данного ядра до его разрыва на фрагменты деления. Следующей экспериментальной особенностью тройного деления ядер с вылетом α -частиц

является то, что асимптотические кинетические энергии T_α указанных α -частиц близки к $T_\alpha \approx 16$ МэВ [1], заметно превосходящей теплоту $Q_\alpha \approx 6$ МэВ обычного α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с переходом в основное состояние конечного ядра $(A-4, Z-2)$ и оказываются близкими к высоте кулоновского барьера V_α для α -частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра. Для обоснования таких больших значений энергий T_α α -частиц в тройном делении были несколько подходов. В работе [40] был предложен статистический испарительный механизм испускания легкой частицы из нагретой локализованной области между предфрагментами деления. В работе [41] построена динамическая модель тройного деления, согласно которой деление происходит последовательно в две стадии разрыва шейки делящегося ядра. Предполагается, что эти разрывы статистически независимы и оцениваются временами реализации порядка периодов одночастичного движения. Основная проблема работ [40, 41] была связана с наличием заметной температуры делящегося ядра в окрестности его точки разрыва $T \approx (1-2)$ МэВ, появление которой противоречит рассмотренному выше представлению [7] о «холодности» делящегося ядра в точке разрыва. Этим обусловлена необходимость введения отличного от испарительного механизма появления третьих частиц в тройном делении ядер. Альтернативный механизм был предложен в работах [36, 9] и распространен на случаи, когда в качестве третьей частицы фигурировала не только α -частица, но и другие легкие частицы. В его основе лежит эффект «встряски», обусловленный неадиабатическим характером коллективного деформационного движения делящегося ядра на стадии его спуска с внешней седловой точки. Основным недостатком указанного механизма является то, что в нем не учитывался закон сохранения энергии замкнутой составной делящейся системы, приводящий к потере энергии промежуточным ядром, возникающим после приобретения дополнительной кинетической энергии у вылетающей из шейки делящегося ядра третьей частицы, что приводило к изменению асимптотической кинетической энергии фрагментов

деления. Поэтому потребовался иной механизм, который был предложен в рамках данной диссертации.

Особый интерес представляет анализ Р-четных Т–нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц. В подходе, развитом в работах [3, 43] и основанном на использовании квазиклассического метода траекторных расчетов для реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц p , вводился коэффициент Р-четной Т-нечетной асимметрии $D_{nf,p}(\theta)$, где θ - угол между направлениями вылета волновых векторов легкой частицы \mathbf{k}_p и легкого фрагмента деления \mathbf{k}_{LF} . Экспериментальные значения этого коэффициента определяются через отношение разности к сумме дифференциальных сечений реакции тройного деления ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами для противоположных направлений вектора поляризации нейтрона σ_n . Проводится сопоставление экспериментальных значений указанного коэффициента $D_{nf,p}(\theta)$ с соответствующими теоретическими значениями, полученными в работах [3] и представленными в виде суммы коэффициентов TRI и ROT-асимметрий. Название ROT (Rotation) асимметрии выбрано из соображений, строящихся на возможности её описания при учете вращения составной делящейся системы с применением классического метода траекторных расчетов. Коэффициент ROT-асимметрии связывается авторами [3] с углом поворота Δ направления вылета α -частицы относительно направления вылета легкого фрагмента деления. Описанный выше коэффициент возникает из-за учета влияния в квазиклассическом приближении кориолисово взаимодействия полного спина аксиально-симметричной делящейся системы [12], вращающейся вокруг оси, перпендикулярной её оси симметрии, с орбитальными моментами фрагментов деления и α -частицы. TRI (Time reversal invariance) асимметрия получила своё название, поскольку была выдвинута

гипотеза, что её возникновение связано с нарушением Т-инвариантности в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами. Коэффициент TRI асимметрии в работе [3] был связан с влиянием колебаний предфрагментов деления в плоскости XU л.с.к., участвующих в коллективных bending-колебаниях [5] составного делящегося ядра в окрестности его точки разрыва, на α -частицу, формируемую в шейке делящегося ядра. Расчет коэффициента $D_{nf,\alpha}(\theta)$ с использованием величин Δ и D_{TRI} из работы [3] позволяет удовлетворительно описать экспериментальные значения этого коэффициента в случае альфа-частиц для всех для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В то же время наблюдается существенное расхождение экспериментальных значений этого коэффициента для мгновенных нейтронов и гамма-квантов с их рассчитанными значениями в случае ядра - мишени ^{233}U . Поэтому в диссертации был предложен иной квантовый подход, позволяющий учесть интерференцию, отсутствующую в квазиклассическом подходе и описать Р-четные Т-нечетные асимметрии для всех ядер-мишеней в случае вылетающих предразрывных и испарительных легких частиц.

Для описания реальных механизмов появления энергетических, угловых, а также описания характеристик Р-четных, Т-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях, в диссертации были развиты новые подходы. При этом особое место занимает подход, связанный с виртуальными состояниями, который построен на основе обобщения теории двухпротонного распада. Для описания двухпротонных распадов ядер (ДПР) теоретические подходы были разделены в обзоре [43] на два типа, один из которых был связан с последовательными ДПР, а второй – с одноступенчатым ДПР. Одноступенчатые ДПР, по мнению автора обзора, реализуются в ситуациях, когда энергетически запрещены последовательные ДПР, и должны соответствовать одновременному появлению двух протонов и конечного ядра. Это связано с трехтелным механизмом одноступенчатого ДПР, для которого существенно взаимодействие всех продуктов распада и который может описываться при использовании

формализма трехчастичных гиперсферических функций. Хотя трехтельный подход имеет заметные успехи в описании характеристик ДПР ряда ядер, необходимо провести исследование возможностей альтернативного и более простого подхода к описанию ДПР, развиваемого в настоящей диссертации, и использующего представление о двухступенчатом виртуальном характере ДПР.

В диссертации на основе обобщения механизмов двухступенчатого виртуального характера ДПР была построена теория многоступенчатых процессов, которая дала возможность описать двойной бета-распад ядер, а также дать указания о возможности описания механизма тройного и четверного деления ядер.

Цели работы

Основными целями данной диссертационной работы являются:

1. Развитие теории многоступенчатых ядерных реакций и распадов, связанных с появлением в их амплитудах не только реальных, но и виртуальных состояний промежуточных ядер.
2. Применение теории многоступенчатых ядерных реакций и распадов к описанию характеристик двухпротонного и двойного бета-распадов ядер и указание на возможность использования указанной теории для описания процессов тройного деления ядер.
3. Исследование в рамках квантовой теории деления квантовых и термодинамических характеристик различных стадий двойного и тройного деления после спуска делящегося ядра с внешней седловой точки.
4. Анализ связи угловых и спиновых распределений фрагментов спонтанного и вынужденного низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными wriggling и bending-колебаниями составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Объяснение при учете этих колебаний появления больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления. Доказательство нестатистического характера распределения спинов

фрагментов деления, обусловленного одновременным влиянием wriggling- и bending-колебаний.

5. Оценка средних значений относительных орбитальных моментов фрагментов деления, формируемых wriggling-колебаниями, и демонстрация приближенной реализации гипотезы О. Бора о близости направлений вылета фрагментов деления к оси симметрии делящегося ядра.

6. Обоснование механизма появления тройных и пятерных Р-четных, Т-нечетных скалярных корреляций в дифференциальных сечениях низкоэнергетических реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных альфа – частиц, обусловленного кориолисовым взаимодействием полного спина составного делящегося ядра с орбитальными моментами фрагментов деления и альфа - частиц.

7. Демонстрация связи Р-четных, Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов с пятерными скалярными корреляциями, появление которых связано с влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления.

Научная новизна

В диссертации выполнено развитие оригинальных методов и проведено описание двойного и тройного деления ядер в рамках последовательной квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций [A1-A25]. На её основе был впервые получен новый для физики деления ядер результат, позволяющий описать появление больших значений относительных орбитальных моментов фрагментов двойного деления составных делящихся ядер за счет влияния поперечных wriggling-колебаний этих ядер в окрестности их точки разрыва. Это приводит к близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии делящихся ядер и к приближенной реализации гипотезы О. Бора. Доказан факт, что спиновое распределение возбужденных фрагментов низкоэнергетического деления ядер носит неравновесный характер, поскольку

формируется за счет *wriggling*- и *bending*-колебаний холодного составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Обоснованы неиспарительные механизмы формирования и вылета третьих легких частиц в тройном делении ядер, связанные с проявлением виртуальности процесса тройного деления, что позволяет перейти указанным частицам в состояния с энергиями, достаточными для преодоления этими частицами их кулоновских барьеров. Развита квантовый подход к описанию характеристик *P*-четных *T*-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц p . Обоснована ведущая роль кориолисова взаимодействия для формирования указанных асимметрий.

Разработанная теория применена к описанию характеристик двухпротонного и двойного бета-распадов ядер [A13, A19, A21] и показана возможность ее использования для описания процессов тройного и четверного ядерного деления.

Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы определяется тем, что в ней предложено обоснование существования нового класса многоступенчатых ядерных реакций и распадов с участием в их амплитудах виртуальных состояний промежуточных ядер, которые включают не только двойной бета и двухпротонный распады ядер, но и тройное деление ядер с вылетом предразрывных третьих частиц. Важным результатом работы стало развитие квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций низкоэнергетического двойного деления ядер в направлении описания угловых и спиновых распределений фрагментов деления, учитывающего коллективные *wriggling*- и *bending*-колебания делящихся ядер в окрестности точки их разрыва. Наконец, в этой работе проведено последовательное квантово-механическое описание *P*-четных *T*-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными

нейтронами с вылетом как предразрывных α -частиц, так и испарительных нейтронов, и γ -квантов.

Практическая ценность работы обусловлена тем, что развитые в ней подходы позволяют рассчитывать характеристики двойного и тройного деления тепловыми нейтронами как уже исследованных, так и запланированных для исследований новых ядер. Особое значение имеет полученная в работе информация о спинах возбужденных состояний фрагментов деления, из которых испускаются мгновенные нейтроны, формирующие основную компоненту спектра нейтронов, участвующих в цепных ядерных реакциях на атомных энергетических установках. Развитые в диссертации подходы позволяют также рассчитывать характеристики продуктов тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами, включая и коэффициенты Р-четных Т-нечетных асимметрий для предразрывных α -частиц, мгновенных нейтронов и γ -квантов.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы при исследовании различных сторон физики деления атомных ядер специалистами ведущих ядерных центров России и зарубежных стран, а также при чтении специальных курсов преподавателями вузов, ведущих подготовку специалистов по ядерной физике и ядерным технологиям.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в диссертации является описание характеристик двойного и тройного деления ядер. Предметом исследования является развитие формализма для решения указанных задач на основе методов квантовой теории многоступенчатых ядерных распадов и реакций.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных в диссертации задач была использована совокупность теоретических методов и результатов, полученных в рамках современных подходов к физике деления ядер [5-17]. При выполнении диссертации были также использованы методы и подходы, предложенные при

построении теории ядерных реакций и распадов [24-46], при описании ядерных реакций с участием более, чем двух частиц [47-49], а также при анализе деления выстроенных ядер тепловыми нейтронами [50-51]. В диссертации были использованы экспериментальные данные по двойному и тройному делению ядер [1, 3-4, 40, 55]. При описании асимметрий с различными Р- и Т-четностями в угловых распределениях продуктов деления были использованы квантово-механические подходы, развитые в работах [7-14].

В диссертации было предложено добавить в общую теорию ядерных распадов новый класс распадов, имеющих многоступенчатый характер и связанных с образованием виртуальных состояний промежуточных ядер. Амплитуды указанных распадов могут быть представлены диаграммами Фейнмана [56, 57], соответствующими n -ступенчатым ($n \geq 2$) распадам родительских ядер, причём вершинные части для каждой из ступеней отвечают одноступенчатым базисным ядерным распадам, таким как альфа-распад, бета-распад, протонный распад и деление ядер, приводящих к появлению функций Грина промежуточных ядер. Одна или несколько из них описывают виртуальные состояния указанных ядер, лежащие по энергии вне их массовой поверхности. В настоящее время этот новый класс распадов включает в себя двухпротонный распад, двойной бета-распад, а также тройное и четверное деление ядер.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Процессы $2p$ - и 2β -распадов проходят через виртуальное состояние промежуточного ядра, в случае тройного деления ядер так же реализуется указанный механизм.
2. Составное делящееся ядро остается «холодным», начиная со стадии спуска с внешней седловой точки и заканчивая стадией образования угловых распределений фрагментов деления, поэтому возбуждаются только нулевые *wiggling* и *bending* – колебания указанного ядра.
3. Спиновое распределение фрагментов двойного деления ядер имеет нестатистический характер, обусловленный одновременным влиянием нулевых

wriggling- и bending-колебаний составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

4. Степень реализации гипотезы О. Бора о близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии делящихся ядер определяется средним значением относительных орбитальных моментов фрагментов двойного деления ядер.

5. Р–четные, Т–нечетные тройные и пятерные скалярные корреляции в дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных альфа – частиц обусловлены влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления и альфа - частиц.

6. Р–четные, Т–нечетные пятерные скалярные корреляции в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов, вылетающих из возбужденных фрагментов двойного деления ядер холодными поляризованными нейтронами, обусловлены влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами только фрагментов деления.

Степень достоверности и апробация результатов диссертации

Достоверность результатов исследования, полученных на основе аналитических преобразований и численных расчетов, подтверждается согласием с экспериментальными данными. Основные результаты диссертации были опубликованы в ведущих журналах в работах [А1-А24], а также докладывались на следующих международных совещаниях и конференциях: 58 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «ЯДРО-2008» (Москва, 2008); 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «ЯДРО-2009» (Чебоксары, 2009); 60 National conference on nuclear physics «Frontiers in the physics of nucleus», (Saint-Petersburg, 2010); 61 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «ЯДРО-2011» (Саров, 2011); 62 Международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «Ядро-2012» (Воронеж, 2012); 63 международная конференция по фундаментальным проблемам ядерной физики и атомной энергетики, «Ядро-

2013» (Москва, 2013); 64 международная конференция по фундаментальным проблемам ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий, «ЯДРО-2014» (Республика Беларусь, Минск, 2014); 65 Международная конференция по ядерной физике «Новые горизонты в области ядерной физики и атомной, фемто- и нанотехнологий», «Ядро 2015» (Санкт-Петербург, 2015); 66 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «ЯДРО-2016» (Саров, 2016); 67 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, «Ядро-2017» (Республика Казахстан, Алматы, 2017); 68 Международная научная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерной технологии», «Ядро 2018» (Воронеж, 2018); 69 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Фундаментальные проблемы ядерной физики, ядра у границ нуклонной стабильности, высокие технологии», «Ядро-2019» (Дубна, 2019); 70 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ядерно-физические технологии», «Ядро-2020» (Санкт-Петербург, 2020); 71 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ядерно-физические технологии», «Ядро-2021» (Санкт-Петербург, 2021).

Тема диссертации входит в план научно-исследовательских работ Воронежского госуниверситета и поддержана грантами РФФИ (№03-02-17469, № 06-0216853а, 09-02-00653-а, 12-02-00218-а, 15-02-03402-а, 18-02-20059-а).

Публикации

Соискатель имеет 25 работ по теме диссертации, в том числе 24 статьи, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности.

Личный вклад автора

Автор участвовал в постановке всех рассматриваемых в диссертации задач и выборе методов их решения. Все оригинальные результаты, представленные в диссертации, получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии. Подготовка публикаций и докладов по теме диссертации выполнена лично автором или при его активном участии. В статьях, выполненных в соавторстве, представленные результаты получены при определяющем участии автора.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключения. Общий объем диссертации составляет 186 страниц машинописного текста, включая 34 рисунка, а также 182 библиографических ссылок.

ГЛАВА I. ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

На данный момент в физике атомного ядра выделены [58] четыре замкнутые цепочки α - и β -распадов трансвинцовых ядер из их основных и возбужденных состояний. Описание указанных цепочек проводится на основе следующих соображений [59-62]. Во-первых, решается система кинетических уравнений, в которых фигурируют экспоненциальные по времени законы радиоактивного распада. Во-вторых, применяется обобщенная R-матричная теория ядерных реакций на случай как двухступенчатых, так и трехступенчатых процессов [63]. Наконец, в-третьих, используется диаграммная техника Фейнмана [56] для реальных распадов ядер, когда состояния образующихся ядер лежат на массовой поверхности распадов.

Стоит отметить, что в физике элементарных частиц реализуются [56] и такие распады, отличительной особенностью которых является появление виртуальных состояний промежуточных частиц, которые лежат вне массовой поверхности этих реакций. Простейшим примером такой реакции служит комптоновское рассеяние фотонов на свободных электронах. Аналогичные процессы имеют место и в ядерной физике [A19]. Среди них можно выделить двойной β и двухпротонный распады атомных ядер, которые протекают в две стадии в соответствии с представлениями об их виртуальных двухступенчатых механизмах [61, 62, 13]. На первой стадии возникают виртуальные состояния промежуточных ядер, которые на второй стадии претерпевают распады с образованием реальных состояний конечных ядер. Существование подобных процессов порождает необходимость включения в приведенные выше цепочки радиоактивных распадов промежуточных ядер не только в реальных, но и в виртуальных состояниях. Решению данной задачи и посвящена первая глава, где в рамках развитой многоступенчатой теории распадов с учетом появления

реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер проводятся исследования характеристик продуктов тройного деления атомных ядер и объясняются механизмы появления Р-четных Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях вылетающих третьих легких частиц.

I.1. РАЗВИТИЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ С УЧАСТИЕМ РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

Рассмотрим случай n -ступенчатого распада квазистационарного состояния материнского ядра r_0 вида $r_0 \rightarrow b_1 + r_1 \rightarrow b_1 + b_2 + r_2 \rightarrow \dots \rightarrow b_1 + \dots + b_n + r_n$, где ядра r_i ($i=0,1,\dots,n$) характеризуются внутренней E_{r_i} и кинетической T_{r_i} энергиями и следующим набором квантовых чисел: A_{r_i} – массовое число, Z_{r_i} – зарядовое число, J_{r_i} – спин ядра, m_{r_i} – проекция спина ядра и σ_{r_i} – прочие квантовые числа, а вылетающие стабильные частицы b_i ($i=1,\dots,n$) описываются аналогичными величинами. При реальном распаде ядра r_i с образованием ядра r_{i+1} и частицы b_{i+1} должен выполняться закон сохранения энергии:

$$T_{r_{i+1},b_{i+1}} = Q_{r_i}, \quad (1.1)$$

где $T_{r_{i+1},b_{i+1}}$ – кинетическая энергия относительного движения ядра r_{i+1} и частицы b_{i+1} , а Q_{r_i} – теплота рассматриваемого двухчастичного распада

$$Q_{r_i} = E_{r_i} - E_{b_{i+1}} - E_{r_{i+1}}. \quad (1.2)$$

Поскольку кинетическая энергия $T_{r_{i+1},b_{i+1}}$ должна иметь положительное значение, то из соотношения (1.1) возникает условие реальности указанного распада, когда теплота распада имеет положительное значение $Q_{r_i} (i=0,1,\dots,n-1) > 0$. В этом случае для описания исследуемого n -ступенчатого распада можно использовать систему кинетических уравнений [58], которая основана на экспоненциальном по времени законе радиоактивного распада:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{r_0}(t)}{dt} &= -\frac{\Gamma^{r_0}}{\hbar} N_{r_0}(t); \frac{dN_{b_1}(t)}{dt} = \frac{\Gamma^{r_0}_{r_1 b_1}}{\hbar} N_{r_0}(t); \frac{dN_{r_1}(t)}{dt} = \frac{\Gamma^{r_0}_{r_1 b_1}}{\hbar} N_{r_0}(t) - \frac{\Gamma^{r_1}}{\hbar} N_{r_1}(t); \dots; \\ \frac{dN_{b_n}(t)}{dt} &= \frac{dN_{r_n}(t)}{dt} = \frac{\Gamma^{r_{n-1}}_{r_n b_n}}{\hbar} N_{r_{n-1}}(t), \end{aligned} \quad (1.3)$$

Полная ширина Γ^{r_i} распада квазистационарного состояния ядра r_i выражается через сумму парциальных ширин $\Gamma^{r_i}_{r_{i+1} b_{i+1}}$ распадов указанного ядра в каналы с образованием ядер r_{i+1} и частиц b_{i+1} :

$$\Gamma^{r_i} = \sum_{r_{i+1} b_{i+1}} \Gamma^{r_i}_{r_{i+1} b_{i+1}}. \quad (1.4)$$

Решение системы дифференциальных кинетических уравнений, описывающих исследуемый n -ступенчатый распад (1.3), определяется как [58]

$$\begin{aligned} N_{r_0}(t) &= N_{r_0}(0) \exp\left(-\frac{\Gamma^{r_0} t}{\hbar}\right); \\ N_{b_1}(t) &= N_{r_0}(0) \Gamma^{r_0}_{r_1 b_1} \left[\frac{1}{\Gamma^{r_0}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\Gamma^{r_0} t}{\hbar}\right) \right\} \right]; \\ N_{r_1}(t) &= N_{r_0}(0) \Gamma^{r_0}_{r_1 b_1} \left[\frac{1}{\Gamma^{r_1} - \Gamma^{r_0}} \exp\left(-\frac{\Gamma^{r_0} t}{\hbar}\right) + \frac{1}{\Gamma^{r_0} - \Gamma^{r_1}} \exp\left(-\frac{i\Gamma^{r_1} t}{\hbar}\right) \right]; \dots; \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} N_{b_n}(t) = N_{r_n}(t) &= N_{r_0}(0) \Gamma^{r_0}_{r_1 b_1} \Gamma^{r_1}_{r_2 b_2} \dots \Gamma^{r_{n-1}}_{r_n b_n} \left\{ \frac{1}{(\Gamma^{r_1} - \Gamma^{r_0}) \dots (\Gamma^{r_{n-1}} - \Gamma^{r_0})} \left[1 - \exp\left(-\frac{i\Gamma^{r_0} t}{\hbar}\right) \right] + \right. \\ &+ \frac{1}{(\Gamma^{r_0} - \Gamma^{r_1}) \dots (\Gamma^{r_{n-1}} - \Gamma^{r_1})} \left[1 - \exp\left(-\frac{i\Gamma^{r_1} t}{\hbar}\right) \right] + \dots \left. \right\} \\ &+ \frac{1}{(\Gamma^{r_0} - \Gamma^{r_{n-1}}) \dots (\Gamma^{r_{n-2}} - \Gamma^{r_{n-1}})} \left[1 - \exp\left(-\frac{i\Gamma^{r_{n-1}} t}{\hbar}\right) \right] \Bigg\}. \end{aligned}$$

Проведем оценку числа испущенных стабильных частиц $N_{b_1}, N_{b_2}, \dots, N_{b_n}, N_{r_n}$ для этого используем формулу решения системы дифференциальных кинетических уравнений, описывающих исследуемый n -ступенчатый распад (1.5) и воспользуемся асимптотическим пределом $t \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} N_{b_1} &= N_{r_0}(0) \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0}}{\Gamma^{r_0}}; \\ N_{b_2} &= N_{r_0}(0) \frac{(\Gamma_{r_2 b_1 b_2}^{r_0})}{\Gamma^{r_0}}; \dots; \\ N_{b_n} &= N_B = N_{r_0}(0) \frac{(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0})}{\Gamma^{r_0}}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

причем в формуле (1.6) ширины $(\Gamma_{r_2 b_1 b_2}^{r_0}), \dots, (\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0})$ - двухступенчатого, ..., n -ступенчатого распада родительского ядра из состояния r_0 определенные в работах [A19, A21, A23]

$$(\Gamma_{r_2 b_1 b_2}^{r_0}) = \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1}}{\Gamma^{r_1}}; \dots; (\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}) = \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1} \dots \Gamma_{r_n b_n}^{r_{n-1}}}{\Gamma^{r_1} \dots \Gamma^{r_{n-1}}}. \quad (1.7)$$

В заключении хочется отметить, что расчет ширин последовательного n -ступенчатого распада резонансного состояния r_0 , обсуждаемый выше в рамках связанных кинетических уравнений, принципиально не может учитывать возникновение виртуальных промежуточных состояний ядер.

В рамках обобщения стандартной R -матричной теории ядерных реакций [38] в случае двойных распадов квазистационарного состояния r_i ($i=0$) родительского и промежуточных ($i=1, 2, \dots, n-1$) ядер с образованием нестабильных резонансных состояний r_i ядер (i), получена ширина $\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}$ исследуемого n -ступенчатого распада состояния r_0 родительского ядра. В случае, если для всех имеющихся квазистационарных состояний r_0, r_1, \dots, r_{n-1} реализуется возможность выбора таких конечных радиусов каналов R_0, \dots, R_{n-1} , для которых потенциал взаимодействия представляет сумму дальнедействующего кулоновского и близкодействующего ядерного, причем с хорошей степенью точности ядерным взаимодействием между промежуточным ядром

$r_i (i = 1, \dots, n-1)$ и стабильной частицей $b_i (i = 1, \dots, n-1)$ рождающихся на i стадии процесса распада можно пренебречь, тогда представленное выше обобщение стандартной R-матричной теории ядерных реакций [38] представляется разумным. Для двухступенчатых и трехступенчатых последовательных распадов материнского ядра r_0 в работах [38, 64] были построены формулы парциальных ширин рассмотренных выше распадов, в дальнейшем было проведено обобщение указанных формул на случай n -ступенчатого распада [A19, A22] при использовании аналогичного подхода формула ширины имеет вид:

$$\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}\right) = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \int \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1} \dots \Gamma_{r_n b_n}^{r_{n-1}}}{\left[\left(Q_{r_1} - T_{b_2 r_2} \right)^2 + \frac{\left(\Gamma_{r_1} \right)^2}{4} \right] \dots \left[\left(Q_{r_{n-1}} - T_{b_n r_n} \right)^2 + \frac{\left(\Gamma_{r_{n-1}} \right)^2}{4} \right]} dT_{b_2 r_2} \dots dT_{b_n r_n}, \quad (1.8)$$

причем $T_{b_i r_i} (i = 1, \dots, n) > 0$ – кинетические энергии относительного движения попарно вылетающих частиц $b_i (i = 1, \dots, n)$ и $r_i (i = 1, \dots, n)$ в соответствующих открытых каналах распада материнского $r_i (i = 0)$ и промежуточных $r_i (i = 1, \dots, n)$ ядер. Проводя интегрирование по кинетическим энергиям относительного движения $T_{b_i r_i} (i = 1, \dots, n) > 0$ в формуле (1.8), когда все теплоты распадов $Q_{r_i} (i = 1, \dots, n-1) > 0$ положительно определены, в знаменателях подынтегральных выражений при учете условия $T_{b_i r_i} = E_{r_{i-1}} - E_{b_i} - E_{r_i} \pm \frac{i\Gamma_{r_{i-1}}}{2} (i = 2, \dots, n)$ появляются полюса для открытых каналов распада промежуточных состояний ядер $r_i (i = 1, \dots, n-1)$, позволяет получить формулу парциальной ширины $\left(\Gamma_{B b_1 \dots b_n}^{r_0}\right)$ последовательного n -ступенчатого распада:

$$\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}\right) = \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1} \dots \Gamma_{r_n b_n}^{r_{n-1}}}{\Gamma_{r_1} \dots \Gamma_{r_{n-1}}}, \quad (1.9)$$

продемонстрировано полное совпадение рассчитанной выше ширины последовательного n -ступенчатого распада материнского ядра r_0 с полученной на основе системы дифференциальных кинематических уравнений шириной согласно формуле (1.7).

Амплитуду ширины исследуемого распада можно также рассчитать на основе диаграммы Фейнмана (Рис.1-1), которая строится при использовании диаграммной техники, развитой в работах [61, 62].

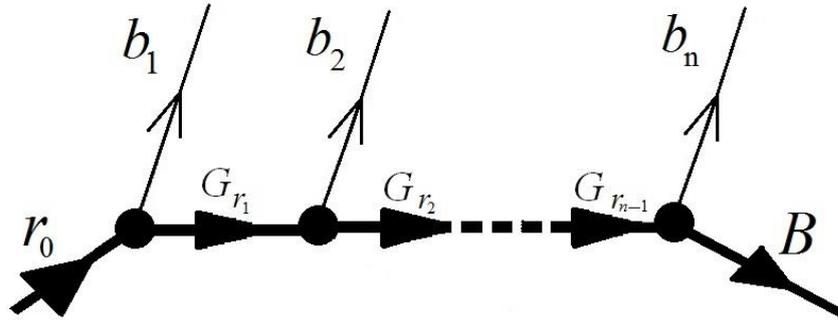


Рис. 1-1 Диаграмма, демонстрирует процесс многоступенчатого распада с появлением реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер.

На этой диаграмме тонкие линии со стрелками представляют собой волновые функции родительского $|\psi_{r_0}\rangle$ и конечного $|\psi_{r_n}\rangle$ ядер, вершинные части, представленные черными кружками, выражаются через потенциалы взаимодействия образующихся при распаде ядра r_i стабильных частиц b_{i+1} и нестабильных промежуточных ядер r_{i+1} , а жирные линии со стрелкой соответствуют функциям Грина G_{r_i} промежуточных ядер, определяемых как

$$G_{r_i} = \frac{|\psi_{r_i}\rangle\langle\psi_{r_i}|}{Q_{r_i} - T_{r_i b_i} + \frac{i\Gamma_{r_i}}{2}}, \quad (1.10)$$

где Γ_{r_i} – полная ширина распада ядер r_i ($i=0, \dots, n-1$), определяется как

$$\Gamma_{r_i} = \sum_{r_{i+1} b_{i+1}} \Gamma_{r_{i+1} b_{i+1}}^{r_i}, \text{ а парциальная ширина } \Gamma_{r_{i+1} b_{i+1}}^{r_i} \text{ при использовании работ [61-62],}$$

имеет вид

$$\Gamma_{r_{i+1} b_{i+1}}^{r_i} = \frac{2\pi}{2J_{r_i} + 1} \sum_{m_{r_i}, f} |M_{f,i}|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (1.11)$$

где суммирование по f определяется как

$$\sum_f = \sum_{m_{b_{i+1}} J_{r_{i+1}} m_{r_{i+1}} \sigma_{r_{i+1}}} \int d\mathbf{P}_{r_{i+1}} d\mathbf{p}_{b_i}, \quad (1.12)$$

а $\mathbf{P}_{r_{i+1}}$ и \mathbf{p}_{b_i} – импульс промежуточного ядра r_{i+1} и стабильной частицы b_{i+1} определенные в работах [61-62], причем матричный элемент $M_{f,i}$ распада

нестабильного промежуточного ядра r_i на стабильную частицу b_{i+1} и нестабильное промежуточное ядро r_{i+1} , определяется как

$$M_{b_{i+1}r_{i+1},r_i} = M_{f,i} = \left\langle A \left\{ \psi_{r_f} \left| V_{b_{i+1}r_{i+1}}^{nucl} \right| \psi_{r_i} \right\} \right\rangle, \quad (1.13)$$

причем A – оператор антисимметризации; $V_{b_{i+1}r_{i+1}}^{nucl}$ — потенциал ядерного взаимодействия вылетающей стабильной частицы b_{i+1} и промежуточного r_{i+1} ядра. Тогда ширина рассматриваемого n -ступенчатого распада материнского ядра r_0 , усредненная по наборам квантовых чисел m_{b_i} , J_{r_i} , m_{r_i} , σ_{r_i} , при использовании аналогичного подхода работ [A19, A21, A22] имеет вид:

$$\begin{aligned} \left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0} \right) &= \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \sum_{m_{r_1}, m_{b_2}, J_{r_2}, m_{r_2}, \sigma_{r_2}, \dots, m_{b_2}, J_{r_{n-1}}, m_{r_{n-1}}, \sigma_{r_{n-1}}} \int \left[\frac{|M_{r_1, r_0} M_{r_2, r_1} \dots M_{r_n, r_{n-1}}|^2}{\left[(\mathcal{Q}_{r_1} - T_{b_2 r_2})^2 + \frac{(\Gamma_{r_1})^2}{4} \right] \dots \left[(\mathcal{Q}_{r_{n-1}} - T_{b_n r_n})^2 + \frac{(\Gamma_{r_{n-1}})^2}{4} \right]} \right]^{\times} \\ &\times dT_{b_2 r_2} \dots dT_{b_n r_n} d\Omega_{b_1} \dots d\Omega_{b_n}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где $\Omega_{b_2} \dots \Omega_{b_n}$ - набор телесных углов, под которыми вылетают стабильные частицы $b_2 \dots b_n$. Теперь в формуле (1.14) можно провести интегрирование по набору телесных углов $\Omega_{b_2} \dots \Omega_{b_n}$ и воспользоваться условиями полноты и ортонормированности коэффициентов Клебша–Гордана, то полная ширина $\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0} \right)$ n -ступенчатого распада родительского ядра r_0 (1.14) преобразуется к виду:

$$\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0} \right) = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \int \left[\frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1} \dots \Gamma_{r_n b_n}^{r_{n-1}} dT_{b_2 r_2} \dots dT_{b_n r_n}}{\left[(\mathcal{Q}_{r_1} - T_{b_2 r_2})^2 + \frac{(\Gamma_{r_1})^2}{4} \right] \dots \left[(\mathcal{Q}_{r_{n-1}} - T_{b_n r_n})^2 + \frac{(\Gamma_{r_{n-1}})^2}{4} \right]} \right]. \quad (1.15)$$

В формуле (1.15) можно выделить члены, у которых теплоты распадов $\mathcal{Q}_{r_i} (i=1, \dots, n-1) > 0$ имеют положительные значения и которые соответствуют появлению полюсов в подынтегральном выражении (1.15), отвечающих положительным значениям кинетических энергий $T_{b_i r_i} > 0$. Эти члены

соответствуют реальным распадам, которые учитываются в традиционной схеме описания цепочек радиоактивных распадов. В то же время в (1.15) могут появиться члены, у которых теплоты распадов имеют отрицательные значения и соответствуют виртуальным состояниям. В случае если все теплоты распадов Q_i ($i=1, \dots, n-1$), фигурирующие в формуле (1.15), положительны, то проводя интегрирование с учетом теоремы Коши, можно получить формулу для парциальной ширины $\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}\right)$ последовательного n -ступенчатого распада состояния ядра r_0 :

$$\left(\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}\right) = \frac{\Gamma_{r_1 b_1}^{r_0} \Gamma_{r_2 b_2}^{r_1} \dots \Gamma_{r_n b_n}^{r_{n-1}}}{\Gamma^{r_0} \Gamma^{r_1} \dots \Gamma^{r_{n-1}}}, \quad (1.16)$$

совпадающую с полученными ранее аналогичными формулами [59] при использовании метода кинетических уравнений (1.7) и R – матричной теорией ядерных реакций (1.9). В общем случае рассматриваемую ширину n -ступенчатого распада $\Gamma_{r_n b_1 \dots b_n}^{r_0}$ можно представить в виде суммы ширин, включающих композиции, связанные с разными числами последовательных реальных и виртуальных распадов.

Формула (1.15) для ширины n -ступенчатых последовательных распадов материнского ядра r_0 получены в случае, когда в конечном канале образуются лишь стабильные частицы b_1, b_2, \dots, b_n и конечные ядра r_n . А теперь рассмотрим случай, если в процессе распада возникают некоторые нестабильные частицы b_1, b_2, \dots, b_n в резонансных состояниях.

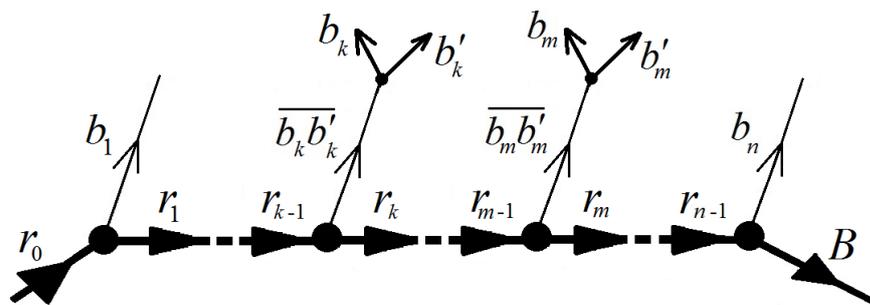


Рис. 1-2 Диаграмма, демонстрирует процесс многоступенчатого распада материнского ядра r_0 с появлением среди вылетающих частиц b_1, \dots, b_n резонансных состояний нестабильных частиц b_k и b_m .

Диаграмма Фейнмана представленная на Рис. 1-2, демонстрирует процесс многоступенчатого распада материнского ядра r_0 , когда среди всех вылетающих частиц b_1, b_2, \dots, b_n формируются две нестабильные частицы в резонансных состояниях b_k и b_m вместо стабильных частиц b_k и b_m , которые затем претерпевают распад в стабильные частицы b'_k, b''_k и b'_m, b''_m . Указанную диаграмму можно модифицировать на случай появления вместо двух нестабильных частиц большего числа, например, трех, четырех и т.д. нестабильных частиц среди стабильных b_1, b_2, \dots, b_n , испускаемых в рассмотренном n-ступенчатом распаде.

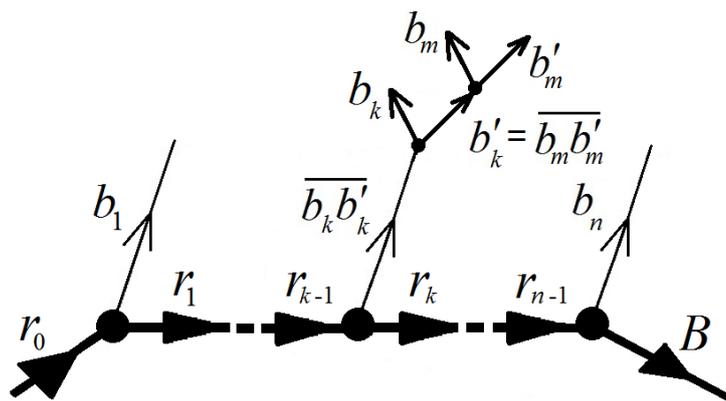


Рис. 1-3. Диаграмма, демонстрирующая процесс многоступенчатого распада материнского ядра r_0 , в случае испускания вылетающей частице b_1, b_2, \dots, b_n нестабильной частицы в резонансном состоянии b_k . После это нестабильная частица b_k распадается на стабильную частицу b'_k и нестабильную частицу $b''_k = b_m$. А нестабильная частица снова распадается на две, но уже стабильные частицы b'_m, b''_m .

Диаграмма Фейнмана представленная на Рис. 1-3, демонстрирует процесс многоступенчатого распада материнского ядра r_0 с появлением среди всех вылетающих частиц b_1, b_2, \dots, b_n формирование неустойчивой частицы в резонансном состоянии b_k вместо стабильной частицы b_k , которая затем претерпевают распад в стабильную частицу b_k' и неустойчивую частицу $b_k'' = b_m$, которая в свою очередь распадается на две стабильные частицы b_m' , b_m'' . Указанную диаграмму можно модифицировать на случай появления, вместо стабильных частиц b_m' , b_m'' одной или двух неустойчивых b_m' , b_m'' и они могут участвовать в дальнейшей цепочке подобных распадов.

Используя диаграммную технику, успешно применяемую при построении ширины последовательного n -ступенчатого распада материнского ядра в состоянии r_0 функции Грина неустойчивых частиц b_k , b_m и т.д., можно рассчитать ширины распадов, представленные диаграммами на Рис. 1-2 и Рис. 1-3.

Пусть материнское ядро A , находящееся в квазистационарном состоянии r_0 [67], претерпевается истинный и/или неистинный распады, тогда такие распады, изображенные на Рис. 1-2, можно рассмотреть с помощью следующих диаграмм:

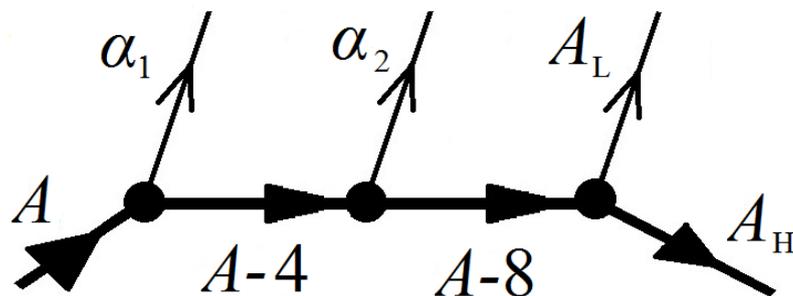


Рис. 1-4. Диаграмма, демонстрирует формирование легкого A_L и тяжелого A_H фрагментов деления с испусканием двух альфа-частиц α_1 и α_2 как последовательный трехступенчатый процесс истинного четверного деления родительского ядра A .

На Рис. 1-4 представлена диаграмма, демонстрирующая формирование легкого

A_L и тяжелого A_H фрагментов деления с испусканием двух альфа-частиц α_1 и α_2 в качестве третьей и четвертой частиц в процесс последовательного трехступенчатого истинного четверного деления родительского ядра A .

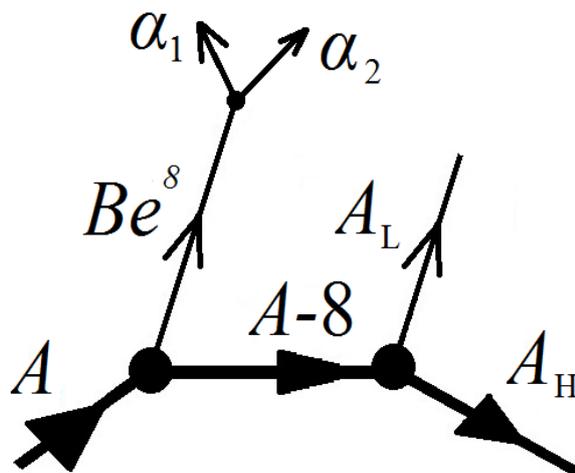


Рис. 1-5 Диаграмма, демонстрирует процесс неистинного четверного деления родительского ядра A , соответствующий последовательному двухступенчатому распаду с вылетом в качестве третьей частицы нестабильного ядра Be^8 , которая распадается с вылетом альфа-частиц α_1 и α_2 .

Последовательному двухступенчатому механизму тройного деления материнского ядра A соответствует вылет легкого нестабильного ядра Be^8 и образование двух фрагментов деления легкого A_L и тяжелого A_H . В свою очередь, нестабильное легкое ядро Be^8 за короткое время испытывает альфа-распад и распадается на две альфа-частицы α_1 и α_2 . Следовательно, представленная на Рис. 1-6 диаграмма [67] соответствует неистинного четверному делению ядра A .

Если предположить, что для всех вылетающих частиц b_1, b_2, \dots, b_n независимо от временных стадий указанного процесса распада можно пренебречь влиянием взаимодействия между друг другом, то можно получить формулу для вычисления ширин многоступенчатых распадов ядер (1.15). Хотя очевидно, что если вылетающие на более раннем этапе нестабильные резонансные частицы, типа b_k , которые представлены на диаграмме Рис. 1-2, являются родительскими

для образования некоторых из частиц b_1, b_2, \dots, b_n , то влияние взаимодействия между частицами становится достаточно сильным.

Рассмотрим частный случай, когда дальнедействующее кулоновское и короткодействующее ядерное взаимодействия достаточно малы: пусть частица b_2 вылетает с достаточным опозданием относительно частицы b_1 , и не формируют виртуальных и резонансных состояний, тогда первая частица успевает отдалиться от второй на значительное расстояние, тем самым уменьшая дальнедействующий кулоновский и полностью исключая короткодействующее ядерное взаимодействие. Но если время между вылетами первой b_1 и второй b_2 частиц небольшое, то дальнедействующее кулоновское взаимодействие стоит учитывать. При проведении траекторных расчетов в случае тройного деления ядер [68] между вылетающей альфа-частицей, и образовавшимися после распада указанного ядра A фрагментами деления ($A-4$), а также промежуточным ядром ($A-4$), учитывается дальнедействующее кулоновского взаимодействия. Данное истинное тройное деление ядер, отвечающее последовательному двухступенчатому распаду, представлено на диаграмме Рис. 1-7.

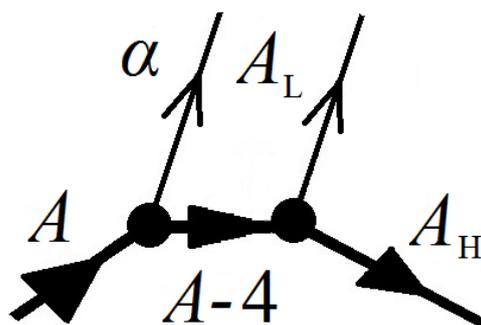


Рис. 1-7 Диаграмма, описывающая процесс истинного тройного деления ядра A как последовательный двухступенчатый распад указанного ядра A с вылетом альфа-частицы α и появлением двух фрагментов деления из промежуточного ядра ($A-4$).

В заключение рассмотрим случай, когда одновременно дальнедействующее кулоновское и короткодействующее ядерное взаимодействия приходится учитывать. Указанный случай наблюдается, если

вылет частиц b_1 , b_2 и формирование конечного ядра r_n происходит за короткий промежуток времени. Для описания этого случая используется метод гиперсферических функций [43], а также представление [43] об одновременности вылета из родительского ядра всех трех частиц b_1 , b_2 , r_n .

Важным отличием реального распада от виртуального распада материнского ядра с вылетом двух стабильных частиц b_1 , b_2 и формированием конечного ядра является то, что реальный процесс протекает последовательно по времени с вылетом сначала частиц b_1 , а потом частицы b_2 , а виртуальный процесс сопровождается вылетом двух стабильных частиц b_1 , b_2 одновременно.

I.2. ОПИСАНИЕ ДВУХПРОТОННЫХ РАСПАДОВ ЯДЕР КАК ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР РАСПАДОВ ЯДЕР

Явление двухпротонной радиоактивности, существование которой было предсказано ранее [69], впервые было обнаружено для ядра ^{45}Fe [70–71]. К настоящему моменту накоплены экспериментальные значения полной ширины Γ [70–71], измерены энергетические [72] и угловые [73, 74] распределения вылетающих протонов для двухпротонного распада основного состояния четно-нечетного ядра ^{45}Fe с образованием основного состояния конечного четно-нечетного ядра ^{43}Cr . Перечисленные характеристики существенно отличаются от результатов, рассчитанных в рамках дипротонной модели [75], предполагающей возможность появления виртуального s -состояния [76–78] двух вылетающих протонов. Стоит отметить, что описание этих характеристик было произведено на основе R -матричной теории, развитой в [79], в которой двухпротонный распад трактуется как трехтельный распад родительского ядра с одновременным вылетом из него двух протонов и образованием дочернего ядра. В рамках данного подхода был применен метод разложения трехчастичных волновых функций по гиперсферическим гармоникам, причем взаимодействия трех частиц

строились через двухчастичные кулоновские и ядерные потенциалы и эффективный трехчастичный центральный короткодействующий потенциал. В развитом R-матричном подходе [79] не исследована связь выбираемых для описания трехчастичных систем эффективных потенциалов с традиционно используемыми при описании состояний многонуклонных ядер оболочечными потенциалами и потенциалами сверхтекучих нуклон-нуклонных взаимодействий. Так что остается неразрешенным вопрос, можно ли согласовать выбираемые в [79] эффективные потенциалы с традиционными потенциалами.

В работах [65-66, 80] приведена еще одна теория двухпротонных распадов ядер, в которых родительское ядро (Z, A) распадается в два этапа с испусканием первого протона и образованием промежуточного ядра $(Z-1, A-1)$, энергия которого лежит вне массовой поверхности данного процесса, и которое распадается с испусканием второго протона и образованием дочернего ядра $(Z-2, A-2)$. Указанная многоступенчатая теория строится на основе интегральных формул для расчета однопротонных ширин [25, 81], используемых в дальнейшем для вычисления ширин двухпротонных распадов, в которых фигурируют традиционные оболочечные потенциалы и потенциалы нуклон-нуклонных сверхтекучих взаимодействий. В [80,65-66] подробно изложена теория, согласно которой имеется достаточно большая временная задержка между вылетом второго протона по отношению к моменту вылета первого протона, что позволяет пренебречь ядерным взаимодействием между испускаемыми частицами и, таким образом, исключить возможность появления виртуальных s -состояний [76-78] двух вылетающих протонов.

В настоящем разделе произведен расчет на основе теории двухпротонных двухступенчатых распадов ядер [80,65-66] полной ширины и углового распределения вылетающих протонов для диагонального двухпротонного распада сферического ядра ^{45}Fe [A15, A21] в рамках сверхтекучей модели атомных ядер [82].

Будет рассматриваться [80,65-66] диагональный двухпротонный двухступенчатый виртуальный распад родительского ядра (Z, A) из его

основного состояния $J_A \sigma_A$, где J_A и σ_A – спин и прочие квантовые числа ядра A . Родительское ядро (Z, A) претерпевает однопротонный распад с испусканием первого протона p_1 из оболочечного состояния nlj , где n – радиальное квантовое число, l (j) – орбитальный момент (полный спин) нуклона соответственно, и образованием промежуточного ядра $(Z-1, A-1)$ в состоянии $J_{A-1} \sigma_{A-1}$. На второй стадии из ядра $(Z-1, A-1)$ вылетает второй протон p_2 также из оболочечного состояния nlj с образованием основного состояния $J_{A-2} \sigma_{A-2}$ ядра $(Z-2, A-2)$. Полная ширина Γ указанного двухпротонного распада определяется суммой [65-66, A15, A21, A23]:

$$\Gamma = \sum_{J_{A-1} \sigma_{A-1} nlj} \Gamma(J_A \sigma_A \rightarrow J_{A-1} \sigma_{A-1}, nlj \rightarrow J_{A-2} \sigma_{A-2}), \quad (1.17)$$

где парциальные ширины $\Gamma(J_A \sigma_A \rightarrow J_{A-1} \sigma_{A-1}, nlj \rightarrow J_{A-2} \sigma_{A-2})$ представляются как

$$\begin{aligned} & \Gamma(J_A \sigma_A \rightarrow J_{A-1} \sigma_{A-1}, nlj \rightarrow J_{A-2} \sigma_{A-2}) = \\ & = \frac{1}{2\pi} \int_0^{Q_0(J_A \sigma_A; J_{A-2} \sigma_{A-2})} dT_1 \sum_{J_{A-1} \sigma_{A-1}} \left| \frac{\sqrt{\Gamma_{p_1}^A(J_A \sigma_A \rightarrow J_{A-1} \sigma_{A-1}, nlj)} \sqrt{\Gamma_{p_2}^{A-1}(J_{A-1} \sigma_{A-1} \rightarrow J_{A-2} \sigma_{A-2}, nlj)}}{Q_1(J_A \sigma_A; J_{A-1} \sigma_{A-1}) - T_1} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.18)$$

причем $\Gamma_{p_1}^A(J_A \sigma_A \rightarrow J_{A-1} \sigma_{A-1}, nlj)$ ($\Gamma_{p_2}^{A-1}(J_{A-1} \sigma_{A-1} \rightarrow J_{A-2} \sigma_{A-2}, nlj)$) – парциальные ширины однопротонных распадов родительского (Z, A) и промежуточного (дочернего) ядер с вылетом первого p_1 и второго p_2 протонов с относительными кинетическими энергиями T_1 и $T_2 = \{Q_0(J_A \sigma_A; J_{A-2} \sigma_{A-2}) - T_1\}$ соответственно. В формуле (1.18) сумма энергий однопротонных распадов $Q_1(J_A \sigma_A; J_{A-1} \sigma_{A-1})$ и $Q_2(J_{A-1} \sigma_{A-1}; J_{A-2} \sigma_{A-2})$ представляет собой энергию двухпротонного распада $Q_0(J_A \sigma_A; J_{A-2} \sigma_{A-2})$, которые выражаются через энергии основных состояний родительского $E_0(J_A \sigma_A)$ и дочернего $E_0(J_{A-2} \sigma_{A-2})$ ядер, а также энергий состояний промежуточного ядра $E(J_{A-1} \sigma_{A-1})$:

$$Q_1(J_A \sigma_A; J_{A-1} \sigma_{A-1}) = E_0(J_A \sigma_A) - E(J_{A-1} \sigma_{A-1}), \quad (1.19)$$

$$Q_2(J_{A-1}\sigma_{A-1}; J_{A-2}\sigma_{A-2}) = E(J_{A-1}\sigma_{A-1}) - E_0(J_{A-2}\sigma_{A-2}), \quad (1.20)$$

$$Q_0(J_A\sigma_A; J_{A-2}\sigma_{A-2}) = E_0(J_A\sigma_A) - E_0(J_{A-2}\sigma_{A-2}). \quad (1.21)$$

Входящие в формулу (1.18) амплитуды ширин глубокоподбарьерного однопротонного распада представляются [25] формулами вида:

$$\sqrt{\Gamma_{p_1}^A(J_A\sigma_A \rightarrow J_{A-1}\sigma_{A-1}, nlj)} = \sqrt{2\pi} \cdot G_{nlj}^A \int_0^\infty \tilde{F}_l(k_1, r) V_{pA-1}(r) R_{nlj}(r) dr, \quad (1.22)$$

где $\tilde{F}_l(k_1, r)$ – радиальная кулоновская волновая функция протона p_1 с волновым вектором \mathbf{k}_1 , нормированная на δ -функцию по энергии, V_{pA-1} – ядерный потенциал взаимодействия данного протона с ядром $(Z-1, A-1)$, который равен $V_{pA-1} = q(V_N + V_{ls})$, где V_N (V_{ls}) – центральный (спин-орбитальный) потенциалы, а величина q является подгоночным параметром при определении глубины потенциальной ямы. Формулы расчета V_N и V_{ls} построены в работах [84–86] для сферических ядер и справедливы в широком диапазоне значений A и Z :

$$V_N = \frac{-|V_0|}{1 + \exp\left[\frac{r - R_0}{a}\right]}, \quad V_{ls} = -\frac{\chi}{r} \cdot \frac{dV_N(r)}{dr} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}), \quad R_0 = r_0 A^{1/3}, \quad (1.23)$$

где величины V_0 , R_0 , a , χ даны в Таблица 1-1.

Таблица 1-1. Параметры ядерных потенциалов.

Потенциал	V_0 , МэВ	r_0 , Фм	χ , Фм ²	a , Фм
[84]	$51.9 + 29.0 \cdot (N - Z)/A$	1.28	0.175	0.67
[85]	$54.0 + 24.0 \cdot (N - Z)/A$	1.17	$12.4/V_0$	0.75
[86]	$53.0 + 33.4 \cdot (N - Z)/A$	1.24	$0.26 \cdot [1 + 2(N - Z)/A]$	0.63

В (1.23) радиальная волновая функция протона $R_{nlj}(r)$ в оболочечном состоянии nlj с энергией $E(nlj)$, которая далее для краткости будет обозначаться $E(j)$, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 R_{nlj}(r)}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} + V_{pA-1}(r) + V_{pA-1}^{coul}(r) \right] R_{nlj}(r) = E(j) R_{nlj}(r), \quad (1.24)$$

где $V_{pA-1}^{coul}(r)$ – кулоновский потенциал взаимодействия протона с ядром $(Z-1, A-1)$. Наконец, G_{nlj}^A в (1.22) – генеалогический коэффициент отделения протона, определяемый как:

$$G_{nlj}^A(J_{P_A} \sigma_{P_A}; J_{P_{A-1}} \sigma_{P_{A-1}}, nlj) = \left\langle \left\{ \psi_{\sigma_{P_{A-1}}}^{J_{P_{A-1}} m_{P_{A-1}}} a_{nljm} \right\}_{J_{P_A} m_{P_A}} \left| \psi_{\sigma_{P_A}}^{J_{P_A} m_{P_A}} \right. \right\rangle, \quad (1.25)$$

где фигурные скобки соответствуют схеме векторной связи моментов количества движения; $\psi_{\sigma_{P_A}}^{J_{P_A} m_{P_A}}$ ($\psi_{\sigma_{P_{A-1}}}^{J_{P_{A-1}} m_{P_{A-1}}}$) – волновые функции протонных подсистем родительского (промежуточного) ядер; a_{nljm} – оператор уничтожения протона в оболочечном состоянии $nljm$, где m – проекция полного спина нуклона \mathbf{j} на ось Z л.с.к. Этот коэффициент для распадающихся ядер с четными и нечетными значениями Z в случае сверхтекучей модели ядра [82] принимает вид:

$$\begin{cases} G_{nlj}^A = \sqrt{(2j+1)} v_j^i (-1)^l, & Z - \text{четное,} \\ G_{nlj}^{A-1} = u_j^f, & Z - \text{нечетное.} \end{cases} \quad (1.26)$$

В сверхтекучей модели атомных ядер [82] базовые уравнения и энергия $E_{P_0}(J_A \sigma_A)$ для основного состояния протонной подсистемы четного по Z ядра имеют вид:

$$\frac{G}{2} \sum_j \frac{(j + \frac{1}{2})}{\varepsilon(j)} = 1, \quad (1.27)$$

$$Z = \sum_j (2j+1) v_j^2, \quad (1.28)$$

$$E_{P_0}(J_A \sigma_A) = \sum_j (2j+1) E(j) v_j^2 - \frac{C_Z^2}{G}, \quad (1.29)$$

где

$$\varepsilon(j) \equiv \sqrt{C_Z^2 + \{E(j) - \lambda_Z\}^2}, \quad (1.30)$$

А v_j, u_j – коэффициенты канонического преобразования Н. Н. Боголюбова:

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(j) - \lambda_Z}{\varepsilon(j)} \right\}, \quad u_j^2 = 1 - v_j^2, \quad (1.31)$$

причем G – величина, определяющая сверхтекучие нуклон-нуклонные взаимодействия, которая представляется [82] как:

$$G = \frac{A_0}{A}, \quad (1.32)$$

где коэффициент $A_0 = 16.5-17.5$, а C_Z и λ_Z – корреляционная функция и химический потенциал протонной подсистемы.

Базовые уравнения и энергия протонной подсистемы E_p с нечетным числом протонов Z (полный спин нечетного протона равен j_2) представляются следующими выражениями:

$$\frac{G}{2} \left\{ \sum_{j \neq j_2} \frac{j+1/2}{\varepsilon(j, j_2)} + \frac{j-1/2}{\varepsilon(j_2, j_2)} \right\} = 1, \quad (1.33)$$

$$Z = 1 + (2j_2 - 1)v_{j_2}^2(j_2) + \sum_{j \neq j_2} (2j + 1)v_j^2(j_2), \quad (1.34)$$

$$E_p = E(j_2) + (2j_2 - 1)E(j_2)v_{j_2}^2(j_2) + \sum_{j \neq j_2} (2j + 1)E(j)v_j^2(j_2) - \frac{C_Z^2(j_2)}{G}, \quad (1.35)$$

$$\varepsilon(j, j_2) \equiv \sqrt{C_Z^2(j_2) + \{E(j) - \lambda_Z(j_2)\}^2}, \quad (1.36)$$

$$v_j^2(j_2) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(j) - \lambda_Z(j_2)}{\varepsilon(j, j_2)} \right\}; \quad u_j^2(j_2) = 1 - v_j^2(j_2). \quad (1.37)$$

Энергии однопротонных распадов (1.19) и (1.20) с вылетом протонов p_1 и p_2 для основных состояний родительского и промежуточного ядра и двухпротонного распада (1.21) вычисляются с использованием значений энергий связи основных состояний ядер ^{45}Fe , ^{44}Mn , ^{43}Cr : $E_0(Z, A) = (-329.308 \pm 0.078)$ МэВ, $E_0(Z - 1, A - 1) = (-329.284 \pm 0.076)$ МэВ, $E_0(Z - 2, A - 2) = (-330.462 \pm$

0.052) МэВ. Окончательно энергии (1.19) - (1.21), рассчитанные при использовании свойства изоспиновой симметрии ядер [161], равны $Q_1 = (-0.024 \pm 0.109)$ МэВ, $Q_2 = (1.178 \pm 0.92)$ МэВ и $Q_0 = (1.154 \pm 0.142)$ МэВ. Как оказывается, теоретическое значение энергии Q_0 попадает в интервал экспериментальных значений $Q_0^{\text{exp}} = (1.154 \pm 0.016)$ МэВ [70–71], что позволяет его использовать в последующих расчетах. Важно подчеркнуть, что расчетное значение $Q_1 = (-0.024 \pm 0.109)$ МэВ, в принципе, не исключает возможность осуществления реального однопротонного распада для лежащих в найденном интервале положительных значений $0 \leq Q_1 \leq 0.085$ МэВ. Однако экспериментальные энергетические распределения вылетающих протонов, в принципе, не указывают на возможность данного реального однопротонного распада, поэтому далее будет использоваться отрицательное значение $Q_1 = -0.024$ МэВ, которое слабо влияет на рассчитываемые величины полной и парциальных ширин двухпротонного распада ядра ^{45}Fe .

При расчетах ширин двухпротонного распада осуществлялась подгонка значений энергий $Q_1(J_A \sigma_A; J_{A-1} \sigma_{A-1})$ и $Q_0(J_A \sigma_A; J_{A-2} \sigma_{A-2})$ однопротонных и двухпротонных распадов по формулам (1.18) - (1.20) к полученным выше их численным значениям при варьировании глубины ядерного потенциала $V_{pA-1}(r)$ (через изменение параметра q) и сверхтекучего параметра G .

Таблица 1-2. Энергии (МэВ) протонных оболочечных уровней ядра ^{45}Fe , рассчитанные с исходными потенциалами [84-86] при $q=1$.

nlj	[84]	[85]	[86]
$1f_{5/2}$	3.5554	5.9963	5.7808
$2p_{1/2}$	3.3869	4.0703	4.6974
$2p_{3/2}$	2.9878	3.5070	3.8517

$1f_{7/2}$	1.8644	3.4647	2.3453
$2s_{1/2}$	-4.8655	-4.1695	-3.8399
$1d_{3/2}$	-6.8646	-4.8268	-5.2431
$1d_{5/2}$	-8.0278	-7.1723	-7.6657
$1p_{1/2}$	- 16.9629	- 16.2860	- 16.1123
$1p_{3/2}$	- 17.5382	- 17.7372	- 17.3060
$1s_{1/2}$	- 25.7316	- 27.0819	- 25.6382

В Таблица 1-2 представлены оболочечные энергии ядра ^{45}Fe , рассчитанные для ядерных потенциалов [84–86, A15, A19] без подгонки, а в Таблица 1-3 – те же энергии при значении параметра $G = 0, 375$, и с подгонкой глубины потенциальной ямы при изменении параметра q , значения которого приведены в Таблица 1-3.

Таблица 1-3. Энергии (МэВ) протонных оболочечных уровней ядра ^{45}Fe , рассчитанные с исходными потенциалами [84–86] при $q > 1$.

Nlj	[84] $q = 1.0058$	[85] $q = 1.0715$	[86] $q = 1.0195$
$1f_{5/2}$	3.2143	4.2203	5.0746
$2p_{1/2}$	3.0037	2.6535	3.9827
$2p_{3/2}$	2.5830	2.0062	3.1514
$1f_{7/2}$	1.4258	1.4249	1.4784
$2s_{1/2}$	-5.5075	-6.6747	-4.9833
$1d_{3/2}$	-7.5201	-7.5314	-6.4631
$1d_{5/2}$	-8.7228	-9.9422	-8.9261
$1p_{1/2}$	-17.7913	-19.5716	-17.5984

$1p_{3/2}$	-18.3805	-21.0419	-18.7802
$1s_{1/2}$	-26.7873	-30.8798	-27.4175

Значения параметров v_j^i для ядра ^{45}Fe и u_j^f для ядра ^{43}Cr даны в Таблица 1-4 -

Таблица 1-5.

Таблица 1-4. Коэффициенты v_j для ядра ^{45}Fe .

Потенциал	[84]	[85]	[86]
nlj	v_j	v_j	v_j
$1f_{5/2}$	0.293	0.276	0.219
$2p_{1/2}$	0.397	0.435	0.288
$2p_{3/2}$	0.461	0.555	0.394
$1f_{7/2}$	0.711	0.710	0.623
$2s_{1/2}$	0.991	0.994	0.993
$1d_{3/2}$	0.995	0.995	0.995
$1d_{5/2}$	0.996	0.997	0.997

Таблица 1-5. Коэффициенты u_j для ядра ^{43}Cr .

Потенциал	[84]	[85]	[86]
nlj	u_j	u_j	u_j
$1f_{5/2}$	0.980	0.980	0.979
$2p_{1/2}$	0.961	0.961	0.960
$2p_{3/2}$	0.933	0.932	0.931

$1f_{7/2}$	0.774	0.773	0.773
$2s_{1/2}$	0.125	0.125	0.125
$1d_{3/2}$	0.102	0.102	0.102
$1d_{5/2}$	0.079	0.079	0.076

Таблица 1-6. Генеалогические коэффициенты G_{nlj}^A , G_{nlj}^{A-1} и $G_{nlj}^A \cdot G_{nlj}^{A-1}$ рассчитанные для потенциалов [84–86].

Потенциал	[84]			[85]			[86]		
	G_{nlj}^A	G_{nlj}^{A-1}	$G_{nlj}^A \cdot G_{nlj}^{A-1}$	G_{nlj}^A	G_{nlj}^{A-1}	$G_{nlj}^A \cdot G_{nlj}^{A-1}$	G_{nlj}^A	G_{nlj}^{A-1}	$G_{nlj}^A \cdot G_{nlj}^{A-1}$
$1f_{5/2}$	0.718	0.980	0.704	0.676	0.980	0.662	0.536	0.979	0.525
$2p_{1/2}$	0.561	0.961	0.539	0.615	0.961	0.591	0.407	0.960	0.391
$2p_{3/2}$	0.922	0.933	0.860	1.110	0.932	1.035	0.788	0.931	0.734
$1f_{7/2}$	2.011	0.774	1.557	2.008	0.773	1.552	1.762	0.773	1.362
$2s_{1/2}$	1.401	0.125	0.175	1.406	0.125	0.176	1.410	0.125	0.176
$1d_{3/2}$	1.990	0.102	0.203	1.990	0.102	0.203	1.990	0.102	0.203
$1d_{5/2}$	2.440	0.079	0.193	2.442	0.079	0.193	2.442	0.076	0.186

В Таблица 1-6 приведены значения генеалогических коэффициентов G_{nlj}^A и G_{nlj}^{A-1} , а также их произведения $G_{nlj}^A G_{nlj}^{A-1}$, использованные в расчетах полной и парциальных ширин двухпротонного распада ядра ^{45}Fe для оболочечных уровней $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$. Значения корреляционных функций C_Z и химических потенциалов λ_Z для ядер ^{45}Fe , ^{44}Mn и ^{43}Cr , приведенные в

Таблица 1-7 , оказались в диапазоне изменения значений этих величин, представленных в работе [82].

Таблица 1-7. Значения величин C_Z , λ_Z для ^{45}Fe , ^{44}Mn и ^{43}Cr .

Ядро	Потенциал	C_Z , МэВ	λ_Z , МэВ
^{45}Fe	[84]	1.850	1.200
	[85]	1.755	1.194
	[86]	1.546	1.591
^{44}Mn	[84]	1.608	1.522
	[85]	1.747	1.113
	[86]	1.608	1.522
^{43}Cr	[84]	1.682	1.026
	[85]	1.698	1.005
	[86]	1.610	1.438

Значения полной Γ и парциальных ширин двухпротонного распада ядра ^{45}Fe , рассчитанные для потенциалов [84–86] в рамках сверхтекучей модели атомного ядра для оболочечных уровней $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ и значений энергий двухпротонного распада Q_0 , лежащих в экспериментальном интервале $Q_0 = (1.154 \pm 0.016)$ МэВ [71], представлены в Таблица 1-8, Таблица 1-9.

Таблица 1-8. Парциальные и полные ширины двухпротонного распада ядра ^{45}Fe .

Потенциал	Q_0 , МэВ	$\Gamma(2s_{1/2}) \times 10^{19}$, МэВ	$\Gamma(2p_{3/2}) \times 10^{19}$, МэВ	$\Gamma(2p_{1/2}) \times 10^{19}$, МэВ	$\Gamma \times 10^{19}$, МэВ
[84]	1.138	0.041	0.381	0.072	0.495
	1.154	0.055	0.505	0.096	0.657
	1.170	0.096	0.881	0.169	1.148
[85]	1.138	0.027	1.182	0.128	1.337
	1.154	0.036	1.566	0.170	1.772
	1.170	0.063	2.720	0.296	3.080
[86]	1.138	0.031	0.093	0.008	0.131

	1.154	0.041	0.123	0.011	0.175
	1.170	0.071	0.215	0.019	0.306

Таблица 1-9. Парциальные ширины двухпротонного распада ядра ^{45}Fe .

Потенциал	Q_0 , МэВ	$\Gamma(1d_{5/2})$, МэВ	$\Gamma(1d_{3/2})$, МэВ	$\Gamma(1f_{7/2})$, МэВ	$\Gamma(1f_{5/2})$, МэВ
[84]	1.138	$0.987 \cdot 10^{-24}$	$0.109 \cdot 10^{-23}$	$0.240 \cdot 10^{-22}$	$0.362 \cdot 10^{-24}$
	1.154	$0.132 \cdot 10^{-23}$	$0.146 \cdot 10^{-23}$	$0.318 \cdot 10^{-22}$	$0.486 \cdot 10^{-24}$
	1.170	$0.233 \cdot 10^{-23}$	$0.258 \cdot 10^{-23}$	$0.550 \cdot 10^{-22}$	$0.862 \cdot 10^{-24}$
[85]	1.138	$0.649 \cdot 10^{-24}$	$0.681 \cdot 10^{-24}$	$0.144 \cdot 10^{-22}$	$0.690 \cdot 10^{-25}$
	1.154	$0.869 \cdot 10^{-24}$	$0.911 \cdot 10^{-24}$	$0.190 \cdot 10^{-22}$	$0.925 \cdot 10^{-25}$
	1.170	$0.154 \cdot 10^{-23}$	$0.161 \cdot 10^{-23}$	$0.329 \cdot 10^{-22}$	$0.164 \cdot 10^{-24}$
[86]	1.138	$0.639 \cdot 10^{-24}$	$0.706 \cdot 10^{-24}$	$0.187 \cdot 10^{-22}$	$0.169 \cdot 10^{-25}$
	1.154	$0.855 \cdot 10^{-24}$	$0.944 \cdot 10^{-24}$	$0.248 \cdot 10^{-22}$	$0.227 \cdot 10^{-25}$
	1.170	$0.151 \cdot 10^{-23}$	$0.166 \cdot 10^{-23}$	$0.430 \cdot 10^{-22}$	$0.405 \cdot 10^{-25}$

Как видно из Таблица 1-9, ширины уровней $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ оказались более чем на 3 порядка меньше экспериментального значения полной ширины двухпротонного распада $\Gamma^{\text{exp}} = (1.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-19}$ МэВ и поэтому в дальнейшем их можно опустить. В Таблица 1-8 и Таблица 1-9 прослеживается сильная зависимость рассчитанных ширин от структуры оболочечных потенциалов [84–86] и значений энергии Q_0 . При этом изменения парциальных ширин $\Gamma(2p_{3/2})$, $\Gamma(2p_{1/2})$, $\Gamma(2s_{1/2})$ и полной ширины Γ характеризуются факторами, достигающими значения 30, 27, 3 и 24 в зависимости от указанного выбора. В Таблица 1-10 представлены отношения парциальных ширин $\Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})$, $\Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2p_{1/2})$ и отношение $\Gamma/\Gamma_{\text{min}}^{\text{exp}}$ ($\Gamma/\Gamma_{\text{max}}^{\text{exp}}$), где значения $\Gamma_{\text{min}}^{\text{exp}} = 1.1 \cdot 10^{-19}$ МэВ и $\Gamma_{\text{max}}^{\text{exp}} = 2.1 \cdot 10^{-19}$ МэВ соответствуют границам интервала экспериментальных значений полной ширины [71], приведённой выше.

Таблица 1-10. Значения отношений $\Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})$, $\Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2p_{1/2})$, $\Gamma/\Gamma_{\text{min}}^{\text{exp}}$ ($\Gamma/\Gamma_{\text{max}}^{\text{exp}}$) для двухпротонного распада ядра ^{45}Fe

Потенциал	Q_0 , МэВ	$\Gamma(2p_{3/2}) / \Gamma(2s_{1/2})$	$\Gamma(2p_{3/2}) / \Gamma(2p_{1/2})$	$\Gamma / \Gamma_{\min}^{\text{exp}}$	$\Gamma / \Gamma_{\max}^{\text{exp}}$
[84]	1.138	9.29	5.29	0.45	0.23
	1.154	9.18	5.26	0.60	0.31
	1.170	9.18	5.21	1.04	0.54
[85]	1.138	43.78	9.23	1.20	0.62
	1.154	43.50	9.21	1.61	0.84
	1.170	43.17	9.19	2.8	1.46
[86]	1.138	3.00	11.63	0.12	0.06
	1.154	3.00	11.18	0.16	0.08
	1.170	3.03	11.32	0.28	0.14

Расчетные значения ширины Γ , представленные в Таблица 1-10, оказались близкими к экспериментальным значениям для потенциалов [84–85], причем отношение $\Gamma / \Gamma_{\min}^{\text{exp}}$ ($\Gamma / \Gamma_{\max}^{\text{exp}}$) оказалось равным 1.04 (0.54) при $Q_0 = 1.170$ МэВ для потенциала [87] и 1.20 (0.62) при $Q_0 = 1.138$ МэВ для потенциала [73], а отношение значений ширин, $\Gamma(2p_{3/2}) / \Gamma(2p_{1/2})$ меняется в интервале 5–12. В следующем разделе проводится расчет угловых распределений, вылетающих при двухпротонном распаде ядра ^{45}Fe протонов с учетом амплитуд парциальных ширин двухпротонного распада $\Gamma(2p_{3/2})$ и $\Gamma(2s_{1/2})$. Отношение $\Gamma(2p_{3/2}) / \Gamma(2s_{1/2})$ составляет 9.2 для потенциала [84] и 43.8 для потенциала [85] при указанных выше значениях энергии Q_0 .

На основе формализма, приведенного в работах [80,65–66] и с учетом сверхтекучей модели ядра [82], было найдено выражение нормированного углового распределения вылетающих протонов $W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ для двухпротонного распада основного состояния ядра ^{45}Fe с переходом в основное состояние ядра ^{43}Cr , где \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 – волновые векторы первого и второго протонов, направления которых в исходной лабораторной системе координат (л.с.к.), определяются телесными углами $\Omega_{\mathbf{k}_1}$ и $\Omega_{\mathbf{k}_2}$. Пусть суммарный спин двух вылетающих протонов равен нулю $S = 0$, что соответствует их синглетному состоянию, для которого

возможно усиление анализируемого двухпротонного распада, тогда угловое распределение $W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ можно записать в виде:

$$W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{1}{\Gamma} \left| \sum_{lm} \sqrt{\frac{\Gamma(nlj_l)}{2l+1}} Y_{lm}(\Omega_{\mathbf{k}_1}) Y_{l-m_l}(\Omega_{\mathbf{k}_2}) \right|^2, \quad (1.37)$$

где $\sqrt{\Gamma(nlj_l)}$ – амплитуда парциальной ширины исследуемого распада с вылетом из родительского ядра первого протона с орбитальным моментом l , его проекцией m_l и полным спином j_l , значение которого однозначно определяется величиной l , и второго протона с орбитальным моментом l , его проекцией $-m_l$ и полным спином j_l . При этом в формуле (1.37) должны учитываться амплитуды парциальных ширин $\Gamma(2p_{3/2})$ и $\Gamma(2s_{1/2})$ для двухпротонного распада ядра ^{45}Fe .

Для перехода от л.с.к. к системе координат, в которой направление оси Z' выбрано по направлению вылета \mathbf{k}_1 первого протона, необходимо провести преобразование сферических функций $Y_{lm_l}(\Omega_{\mathbf{k}_1})$, $Y_{l-m_l}(\Omega_{\mathbf{k}_2})$ к виду $Y_{lm_l}(\Omega_{\mathbf{k}_1'})$, $Y_{l-m_l}(\Omega_{\mathbf{k}_2'})$. Очевидно, что соотношение между сферическими углами рассматриваемых систем принимают значения: $\Omega_{\mathbf{k}_1'} = 0$, $\Omega_{\mathbf{k}_2'} = \Omega_{\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1}$, причем $\Omega_{\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1}$ – телесный угол, определяющий направление вылета второго протона \mathbf{k}_2 относительно направления вылета первого протона \mathbf{k}_1 . Используя соотношение:

$$Y_{lm_l}(0) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \delta_{m_l, 0}, \quad (1.38)$$

и проводя интегрирование по направлению вылета первого протона, формулу (1.38) можно преобразовать к виду:

$$W(\theta) = \frac{1}{\Gamma} \left| \sum_l \sqrt{\Gamma(nlj_l)} Y_{l0}(\theta) \right|^2, \quad (1.39)$$

где $\theta = \theta_{\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1}$ – угол между направлениями векторов \mathbf{k}_2 и \mathbf{k}_1 . Из (1.39) можно получить нормированное угловое распределение двух протонов $\bar{W}(\theta)$ в зависимости от угла θ , измеряемого в радианах

$$\bar{W}(\theta) = \frac{2\pi}{\Gamma} \sum_{l'l'} \sqrt{\Gamma(nlj_l)} \sqrt{\Gamma(nl'j_{l'})} Y_{l_0}(\theta) Y_{l'_0}(\theta) \sin \theta, \quad (1.40)$$

с условием нормировки:

$$\int_0^{\pi} \bar{W}(\theta) d\theta = 1. \quad (1.41)$$

Структура распределения (1.40) подобрана таким образом, что можно легко произвести сопоставление с результатами, приведенными в работах [73–74] для двухпротонного распада ^{45}Fe аналогичным нормированным на единицу экспериментальным распределением $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$, представленным на Рис. 1-8.

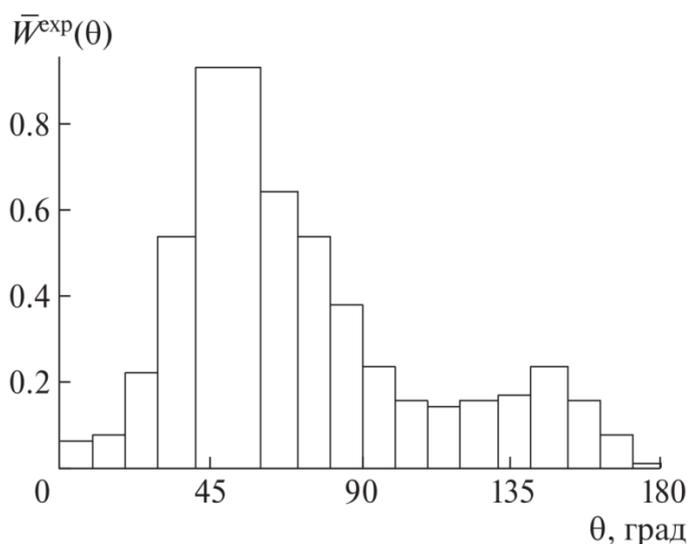


Рис. 1-8. Нормированное на единицу экспериментальное угловое распределение $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$ протонов – продуктов двухпротонного распада ядра ^{45}Fe , представленное в виде гистограммы.

Так как сферические функции $Y_{l_0}(\theta)$ обладают свойством

$$Y_{l_0}(\theta) = (-1)^l Y_{l_0}(\pi - \theta), \quad (1.42)$$

то представленное на Рис. 1-8 экспериментальное угловое распределение $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$, имеющее несимметричный характер относительно угла $\theta = \pi/2$, может быть получено только при учете интерференции членов с различными четностями орбитальных моментов l и l' . Тогда, проводя преобразование формулы (1.40) с учетом только парциальных ширин $\Gamma(2p_{3/2})$ и $\Gamma(2s_{1/2})$ и вводя отношение $\beta^2 = \Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})$, можно получить:

$$\bar{W}(\theta) = \frac{1}{2(1+\beta^2)} (1 + \sqrt{3}\beta \cos \theta)^2 \sin \theta. \quad (1.43)$$

Точность описания однопараметрическим выражением (1.43) экспериментального углового распределения протонов $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$ [73–74] определяется методом подгонки [88]. Проведенные расчеты показывают, что минимальное отклонения от $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$ от $\bar{W}(\theta)$ соответствуют $\beta = \beta_0 = 0.21; 1.7; 3$.

Из сопоставления расчетных значений $\beta = \sqrt{\Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})}$ (Таблица 1-10) и значения $\beta_0 = 0.21$ можно заключить, что в интервалах экспериментальных значений как энергии двухпротонного распада $Q_0 = (1.154 \pm 0.016)$ МэВ, так и полной ширины распада $\Gamma^{\text{exp}} = (1.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-19}$ МэВ для всех трех наборов параметров рассмотренных оболочечных потенциалов [84–86] указанное значение β_0 демонстрирует расхождение с рассчитанными значениями β . Согласие $\beta_0 = 1.7$ с аналогичными значениями величин β наблюдается только для потенциала [86]. Однако для этого потенциала расчетное значение полной ширины Γ отличается от её экспериментального значения на фактор, превышающий 4, поэтому параметр $\beta_0 = 1.7$ также подлежит исключению из рассмотрения. Наконец, $\beta_0 = 3$ разумно согласуется со значениями величин β (табл. 10) только для потенциала [84] на верхней границе энергии

двухпротонного распада $Q_0 = 1.17$ МэВ и нижней границе экспериментальной ширины $\Gamma_{\min}^{\text{exp}} = 1.1 \cdot 10^{-19}$ МэВ.

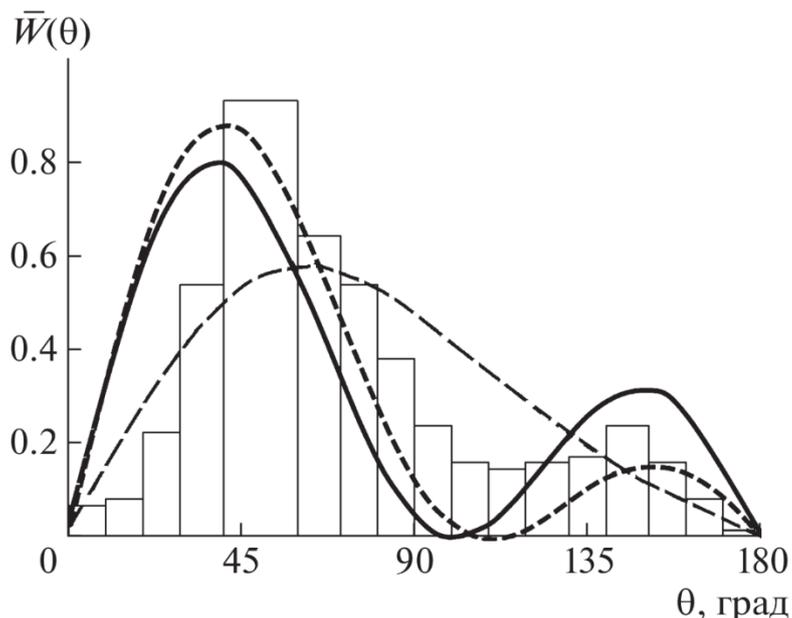


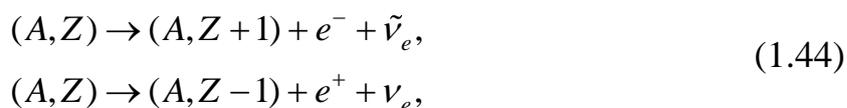
Рис. 1-9. Сравнение экспериментального $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$ (гистограмма) и рассчитанного по формуле $\bar{W}(\theta)$ при разных значениях фитированного параметра β_0 : штрихпунктирная кривая – $\beta_0 = 0.21$; пунктирная – $\beta_0 = 1.7$; сплошная – $\beta_0 = 3$.

Приведенное на Рис. 1-9 сопоставление нормированного углового распределения $\bar{W}(\theta)$ при $\beta_0 = 3$ и экспериментального $\bar{W}^{\text{exp}}(\theta)$, позволяет утверждать их качественное согласие.

1.3. ОПИСАНИЕ ДВОЙНЫХ – БЕТА РАСПАДОВ ЯДЕР КАК ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

Теория β -распадов атомных ядер была построена в 1933 году Ферми [89] после открытия им нового вида фундаментального взаимодействия – слабого взаимодействия, основные сведения о котором изложены в работах [90-91]. К

настоящему моменту экспериментально обнаружены три вида β – распадов: β^- , β^+ и электронный захват EC , которые в общем виде можно записать так:



где (A, Z) и $(A, Z \pm 1)$ – родительское и образующиеся в результате β – распада дочерние ядра, e^- (e^+) – электрон (позитрон), ν_e ($\tilde{\nu}_e$) – нейтрино (антинейтрино).

Закон сохранения энергии при β^- - распаде представляется формулой:

$$Q_{\beta^-} = T_{\beta^-}. \quad (1.45)$$

где Q_{β^-} – количество теплоты, выделяемой при β^- - распаде, T_{β^-} – полная кинетическая энергия двух вылетающих легких частиц, которые выражаются через $E(A, Z)$ и $E(A, Z + 1)$ – внутренние энергии родительского (A, Z) и дочернего $(A, Z \pm 1)$ ядер:

$$Q_{\beta^-} = E(A, Z) - E(A, Z + 1) + (m_n - m_p)c^2, \quad (1.46)$$

$$T_{\beta^-} = \sqrt{(m_e c^2)^2 + (p_e c)^2} + \sqrt{(m_{\tilde{\nu}} c^2)^2 + (p_{\tilde{\nu}} c)^2}, \quad (1.47)$$

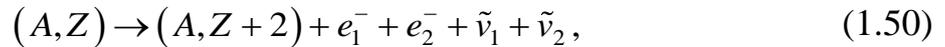
Закон сохранения энергии для β^+ - распада строится по аналогии с формулой (1.45) при учете того, что $T_{\beta^-} = T_{\beta^+}$, а количество теплоты Q_{β^+} рассматриваемого распада определяется как:

$$Q_{\beta^+} = E(A, Z) - E(A, Z - 1) - (m_n - m_p)c^2. \quad (1.48)$$

Закон сохранения энергии для случая электронного захвата выражается уравнением (1.45) с заменой энергии T_{β^-} на энергию T_{EC} , которая определяется формулой (1.47) при исключении из ее правой части энергии позитрона, а Q_{β^+} определяется как:

$$Q_{EC} = Q_{\beta^+} + m_e c^2. \quad (1.49)$$

В 1935 г. М. Гепперт-Майер обосновала возможность процесса двухнейтринного $2\beta^-$ - распада, схема распада которого имеет вид [92]:



Закон сохранения энергии в данном случае представляется формулой:

$$Q_{2\beta^-} = T_{2\beta^-} . \quad (1.51)$$

где $Q_{2\beta^-}$ - теплота $2\beta^-$ - распада, $T_{2\beta^-}$ - суммарная кинетическая энергия четырех вылетающих легких частиц, которые выражаются через кинетические энергии T_1 и T_2 первой (e_1^-, ν_1) и второй (e_2^-, ν_2) пар легких частиц:

$$Q_{2\beta^-} = E(A, Z) - E(A, Z + 2) + 2(m_n - m_p)c^2, \quad (1.52)$$

$$T_{2\beta^-} = T_1 + T_2 . \quad (1.53)$$

Аналогичные схемы распада и формулы закона сохранения энергии можно построить и для двойных бета - распадов типа $2\beta^+$; β^+ ; EC при использовании формул (1.45) – (1.49).

В ходе геохимического эксперимента [93] был обнаружен двухнейтринного $2\beta^-$ - распада ядра ^{130}Te , а уже в конце XX века удалось наблюдать двухнейтринные $2\beta^-$ - распады в прямых (счетчиковых) экспериментах. На настоящий момент существует обширная база экспериментальных и теоретических данных касательно двойных β - распадов ядер для широкого перечня ядер.

На основе теории 2β - распада родительского ядра (A, Z) , изложенной в работе [94], с учетом теории квантовых переходов под влиянием возмущения, не зависящего от времени [95], оказался возможным вывод формулы для вероятности $\omega_{2\beta}$ указанного распада в единицу времени, при использовании формулы второго порядка теории возмущений по гамильтониану H' слабого взаимодействия:

$$\omega_{2\beta} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_A - E_F) \sum_F |H_{AF}''|^2, \quad (1.54)$$

где

$$H_{AF}'' = \sum_C \frac{H'_{AC} H'_{CF}}{E_A - E_C}, \quad (1.55)$$

а матричные элементы H'_{AC} и H'_{CF} имеют вид:

$$H'_{AC} = \int \Psi_C^* \Phi_C^* H' \Psi_A \Phi_A d\tau. \quad (1.56)$$

В формуле (1.56) Ψ_A и Ψ_F - волновые функции родительского ядра A , промежуточного ядра C , возникающего после β_1 - распада родительского ядра и конечного ядра F , возникающего после β_2 - распада промежуточного ядра C , а Φ_A , Φ_C и Φ_F - волновые функции вылетающих легких частиц, фигурирующих в процессе рассматриваемого 2β - распада совместно с ядрами A , C , F . Стоит отметить, что вероятность $\omega_{2\beta}$ указанного распада в единицу времени связана с шириной этого распада соотношением:

$$\Gamma_{2\beta} = \hbar \omega_{2\beta}. \quad (1.57)$$

Приведенные выше формулы (1.54) - (1.57) были использованы [90-91] для расчетов ширин 2β - распадов при выборе различных форм гамильтониана H' слабого взаимодействия.

Рассмотренные формулы можно графически представить с помощью диаграмм Фейнмана Рис.7., описывающих амплитуду ширины (1.57) 2β - распада родительского ядра. Вершины на диаграммах Фейнмана Рис. 1-10 имеют смысл амплитуд ширин β - распада родительского и промежуточного ядер, которые выражаются через матричные элементы слабого взаимодействия типа $G(A, Z+1)$, линия со стрелкой и верхним индексом представляет функцию Грина $G(A, Z+1)$ промежуточного ядра $(A, Z+1)$, пропорциональную величине $(E_A - E_C)^{-1}$ формулы (1.55), которая в силу свойств членов второго порядка теории возмущений по потенциалу H' не имеет полюсного характера.

В настоящем разделе проведено дальнейшее развитие теории двойных β - распадов ядер при использовании результатов, полученных при построении теории двухпротонных распадов ядер [65-66, 13]. В работе [A21] выделены и рассматриваются два типа 2β - распадов ядер: виртуальные распады, реализующиеся для большинства ядер, и 2β - распадов, обусловленных следующими друг за другом по времени реальными одинарными β - распадами родительского и возникающего при его β - распаде промежуточного ядер.

Если считать, что среди 2β - распадов ядер, включающих $2\beta^-; 2\beta^+; \beta^+, EC$ и EC, EC распады не реализуются распады, соответствующие одновременному вылету из родительского ядра (A, Z) двух, трех или четырех легких частиц, то теорию указанных 2β - распадов можно построить по аналогии с теорией последовательных двухступенчатых $2p$ - распадов ядер [65-66, 13]. Будем рассматривать последовательный двухступенчатый $2\beta^-$ - распад ядер, амплитуда ширины которого определяется диаграммой Фейнмана Рис. 7.

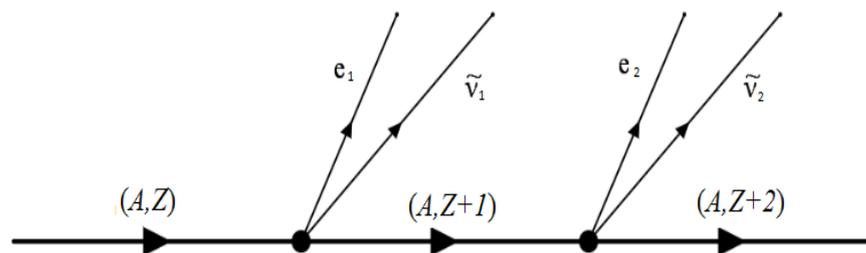


Рис. 1-10. Диаграмма Фейнмана для амплитуды двухступенчатого $2\beta^-$ - распада родительского ядра (A, Z) с вылетом двух электронов (e_1, e_2) и двух антинейтрино $(\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2)$ и формированием конечного ядра $(A, Z + 2)$ с появлением функции Грина промежуточного ядра (линия со стрелкой и с индексом $(A, Z + 1)$).

На приведенной диаграмме черными кружками изображены вершинные части, пропорциональные амплитудам ширин одинарных β^- - распадов родительского и дочернего ядер, которые вычисляются при использовании матричных элементов гамильтониана H' слабого взаимодействия, линия со

стрелкой и индексом $(A, Z + 1)$ соответствует одночастичной функции Грина $G(A, Z + 1)$ промежуточного ядра. В общем виде эта функция выражается формулой:

$$G(A, Z + 1) = \sum_i \frac{|\Psi_i\rangle\langle\Psi_i|}{Q_{\beta_i^-} - T_1 + \frac{i}{2}\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}}, \quad (1.58)$$

где Ψ_i – волновая функция i -го состояния промежуточного ядра зарядом $(Z + 1)_i$, $Q_{\beta_i^-}$ – теплота β_i – распада родительского ядра с образованием i -го состояния промежуточного ядра, определяемая формулой (1.56), в которой в качестве величины $E(A, Z + 1)$ используется внутренняя энергия i -го состояния промежуточного ядра, $\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}$ – полная ширина распада указанного состояния i , а T_1 – суммарная кинетическая энергия двух вылетающих при β_i – распаде родительского ядра легких частиц, определяемая формулой (1.47). При использовании амплитуды ширины $2\beta^-$ – распада родительского ядра (A, Z) , представленной диаграммой Фейнмана Рис. 1-10, указанную ширину $\Gamma_{2\beta}^Z$ на основе методов, развитых в работах [65-66, A13] для $2p$ – распада ядер, можно представить как [A21]:

$$\Gamma_{2\beta^-}^Z = \frac{1}{2\pi} \sum_i \int_0^{Q_{2\beta}} dT \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1) \Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)_i} (Q_{2\beta^-} - T_1)}{(Q_{\beta_1^-} - T_1)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i})^2}, \quad (1.59)$$

где $\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z$ и $\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)_i}$ – парциальные ширины β_1 и β_2 – распадов родительского и промежуточного ядер. Теперь по аналогии с теорией $2p$ – распадов [65-66, 13], можно указать два типа последовательных двухступенчатых $2\beta^-$ – распадов ядер. Один из них представляет собой два последовательных реальных β -распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра. Второй тип соответствует виртуальным распадам, реализуемым в случае, когда все i -е состояния промежуточного ядра функции Грина носят виртуальный характер, поскольку лежат вне массовой поверхности.

Виртуальный $2\beta^-$ - распад возможен в случае, когда теплота $Q_{\beta_1^-}$ для β_1^- - распада родительского ядра лежит в области отрицательных значений $Q_{\beta_1^-} < 0$, что накладывает запрет на появления реального β_1^- - распада. Необходимым является условие положительной определенности теплоты $Q_{\beta_1^-}$ для β_2^- - распада промежуточного ядра $Q_{\beta_2^-} > |Q_{\beta_1^-}|$, так что теплота $Q_{2\beta^-}$ для $2\beta^-$ - распада $Q_{2\beta^-} = Q_{\beta_1^-} + Q_{\beta_2^-}$ оказывается положительной $Q_{2\beta^-} > 0$, что обеспечивает возможность реального $2\beta^-$ - распада родительского ядра.

Приведенные выше энергетические условия виртуальности $2\beta^-$ - распадов чётно-нечётных родительских ядер справедливы [97-98] и для $2p$ - распадов подобных ядер из-за куперовского спаривания нуклонов. Ясно, что в этом случае за счет отрицательности энергии спаривания двухвалентных нейтронов в родительском ядре, образующих куперовскую пару, уменьшается теплота $Q_{\beta_i} < 0$, связанная с первым β_1^- - распадом и образованием нечетного по нейтронам промежуточного ядра, по сравнению с теплотой $Q_{\beta_2^-}$ второго β_2^- - распада нейтрона в промежуточном ядре, который не участвует в формировании куперовской пары. Функция Грина $G(A, Z+1)$ промежуточного ядра (1.58), отвечающая рассмотренному варианту, не имеет полюсного характера, так что формула ширины виртуального (virtual) двойного β^- - распада ядра [A21] имеет вид:

$$(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^v = \sum_i \frac{1}{2\pi} \int_1^{Q_{2\beta^-}} \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1) \Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)}(Q_{2\beta^-} - T_1)}{(Q_{\beta_1^-} - T)^2} dT_1. \quad (1.60)$$

Значения периодов полураспада $T_{1/2}^{th}$ для $2\beta^-$ - распадов ядер вычислены в предположении справедливости формулы второго порядка теории возмущений по гамильтонианам слабого взаимодействия [94]. Эти формулы оказываются близкими к формулам, используемым в настоящей работе для виртуального варианта теории описания $2\beta^-$ - распадов ядер (1.60), но, к сожалению, не

учитывают при расчете анализируемых ширин роль однонуклонных генеалогических коэффициентов сверхтекучей модели атомного ядра [96], учет которых может дать поправку примерно на порядок.

Таблица 1-11. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^-$ - распад из их основных состояний.

№	Распад (A,Z) → (A,Z+2)	A	Z	Теплота $2\beta^-$ - распада $Q_{2\beta^-}(A,Z)$ → (A,Z+2), кэВ	Эксп. период $2\beta^-$ - распада полураспад а $T_{1/2}^{\text{exp}}$, лет	Теор. период $2\beta^-$ - распада полураспад а $T_{1/2}^{\text{th}}$, лет	Теплота β_i перехода Q_{β_i} (A,Z)→ (A,Z+1), кэВ	Эксп. период β_i - перехода полураспад а $T_{1/2}^{\text{exp}}$, лет
1	Ca→Ti	48	20	4271,7±5,4	$1,9 \times 10^{19}$	$2,6 \times 10^{19}$	+281±6	$1,9 \times 10^{19}$
2	Ge→Se	76	32	2045,7±5	$1,6 \times 10^{21}$	$8,5 \times 10^{20}$	-922,9±2,7	
3	Se→Kr	82	34	3005±16	$9,2 \times 10^{19}$	$6,7 \times 10^{19}$	-88±12	
4	Zr→Mo	96	40	3350,2±6,1	$2,0 \times 10^{19}$	$1,3 \times 10^{20}$	+163,0±5	$>3,8 \times 10^{19}$
5	Mo→Ru	100	42	3032,6±8,6	$7,3 \times 10^{18}$	$3,2 \times 10^{19}$	-170±6	
6	Pd→Cd	110	46	2014±24	$>6 \times 10^{17}$	$6,3 \times 10^{20}$	-879±20	
7	Cd→Sn	116	48	2808,5±7,3	$3,3 \times 10^{19}$	$7,3 \times 10^{19}$	-464±8	
8	Sn→Te	124	50	2278,3±8,8	$>1,2 \times 10^{21}$	$1,5 \times 10^{21}$	-627±5	
9	Te→Xe	128	52	868,9±5,5	$2,41 \times 10^{24}$	$1,6 \times 10^{24}$	-1258±5	
10	Te→Xe	130	52	2533,1±6,6	$6,9 \times 10^{20}$	4×10^{20}	-451±11	
11	Xe→Ba	136	54	2481±15	$2,2 \times 10^{21}$	$4,5 \times 10^{20}$	-67±11	
12	Nd→Sm	148	60	1928±10	$>3 \times 10^{18}$	1×10^{21}	-536±9	

13	Nd→Sm	15 0	60	3367±11	8,2×10 ¹⁸	5,8×10 ¹⁸	-130±80	
14	Sm→Gd	15 4	62	1250±10	>2,3×10 ¹⁸	1,49×10 ²²	-728±5	
15	Gd→Dy	16 0	64	1731±11	>1,9×10 ¹⁹	7,2×10 ²⁰	-102,3±1,4	
16	U→Pu	23 8	92	1146,2±4,6	2×10 ²¹	1,9×10 ²²	-145,6±1,3	

Таблица 1-12. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^+$ - распад.

№	Распад (A,Z) → (A,Z+2)	A	Z	Теплота $2\beta^+$ - распада $Q_{2\beta^+}$ (A,Z) → (A,Z-2), кэВ	Эксп. период $2\beta^+$ - распада полураспада $T_{1/2}^{exp}$, лет	Теор. период $2\beta^+$ - распада полураспада $T_{1/2}^{th}$, лет	Теплота β^+ - перехода Q_{β^+} (A,Z)→(A,Z-1), кэВ
1	Ru→Mo	96	44	2719,9±11,4	>3.1×10 ¹⁶	5,8×10 ²⁶	-254±10
2	Pd→Ru	102	46	1175,5±11,9	-	2,5×10 ³²	-1148±6
3	Cd→Pd	106	48	2782±11	>2,4×10 ²⁰	3,4×10 ²⁷	-202±9
4	Xe→Te	124	54	3068,3±143,8	1,6×10 ¹⁴	1,4×10 ²⁷	-90±140
5	Ba→Xe	130	56	2578,1±13,6	-	1,7×10 ²⁹	-440,9±3,9
6	Ba→Xe	132	56	833±15	3,0×10 ²¹	-	-1279±24
7	Os→W	184	76	1454±14	5,6×10 ¹³	-	-42±6

Таблица 1-13. Время жизни двухнейтринных β^+ , EC и EC, EC распадов.

Изотоп	$T_{1/2}^{exp(\beta^+, EC)}$, лет	$T_{1/2}^{th(\beta^+, EC)}$, лет	$T_{1/2}^{exp(EC, EC)}$, лет	$T_{1/2}^{th(EC, EC)}$, лет
⁵⁸ Ni	>6,2×10 ¹⁹	5,5×10 ²⁵	>4×10 ¹⁹	3,9×10 ²⁴
⁷⁸ Kr	-	5,3×10 ²²	>2,3×10 ²⁰	3,7×10 ²²
⁹⁶ Ru	>6,7×10 ¹⁶	1,2×10 ²²	-	2,1×10 ²¹
¹⁰⁶ Cd	>1,2×10 ¹⁸	9,4×10 ²²	>1,0×10 ¹⁸	1,2×10 ²²

^{124}Xe	$>4,8 \times 10^{16}$	$3,0 \times 10^{22}$	$>1,1 \times 10^{17}$	$2,9 \times 10^{21}$
^{130}Ba	-	$1,0 \times 10^{23}$	$2,2 \times 10^{21}$	$4,2 \times 10^{21}$
^{136}Ce	-	$9,2 \times 10^{23}$	-	$1,7 \times 10^{22}$

В Таблица 1-11 - Таблица 1-13, взятых из работ [90-91, 99], приведены экспериментальные данные и результаты расчетов для $2\beta^-$; $2\beta^+$; β^+ , EC EC распадов. Анализируя Таблица 1-11, можно указать, что для всех исследованных четно-четных родительских ядер теплоты $2\beta^-$ - распада $Q_{2\beta^-}$ положительно определены $0,850 \leq Q_{2\beta^-} \leq 4,280$. Причем теплоты β_1^- - распадов $Q_{\beta_1^-}$ большинства представленных в таблице родительских ядер являются отрицательными $-1,265 \leq Q_{\beta_1^-} \leq -0,055$, что соответствует закрытым каналам β_1^- - распадов указанных ядер. Также следует отметить, что для большинства исследованных ядер экспериментальные $T_{1/2}^{\text{exp}}$ и теоретические $T_{1/2}^{\text{th}}$ периодов полураспада практически совпадают между собой, за исключением ядер ^{110}Pd , ^{148}Nd и ^{154}Sm , в которых наблюдаемые расхождения составляют несколько порядков, что может быть обусловлено некорректной обработкой экспериментальных значений $T_{1/2}^{\text{exp}}$ в этих ядрах.

Как видно из Таблица 1-11, для всех исследованных четно-четных родительских ядер теплоты их $2\beta^+$ - распада $Q_{2\beta^+}$ имеют положительные значения, лежащие в интервале $0,820 \leq Q_{2\beta^+} \leq 3,200$, поэтому можно говорить о реализации указанных распадов, а теплоты $Q_{\beta_1^-}$ для β_1^- - распадов отрицательны и заключены в диапазоне $0,820 \leq Q_{2\beta^+} \leq 3,200$, что соответствует закрытым каналам β_1^- - распадов указанных ядер. Приведенные в Таблица 1-12 экспериментальные значения периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$ отличаются от теоретически ожидаемых $T_{1/2}^{\text{th}}$ более, чем на 7 порядков, поэтому необходимо провести повторные измерения для всех рассмотренных ядер.

Наконец, обращаясь к Таблица 1-13, содержащей теоретические и экспериментальные периоды полураспада для β^+ , EC и EC, EC распадов, для большинства родительских ядер наблюдаются существенные расхождения между указанными величинами, за исключением ядра ^{130}Ba .

Важно уточнить, что ряд экспериментов, посвященных наблюдению безнейтринных $2\beta^-$ распадов различных ядер со схемами распадов, отличающимися от схем двухнейтринных $2\beta^-$ распадов, представленных формулами типа (1.45), не увенчались успехом. Попытки наблюдения безнейтринных двойного бета – распадов ядер не прекращаются до сих пор, поскольку данный тип распада может нести в себе новую информацию о качественных свойствах нейтрино.

Полагая, что обе теплоты $Q_{\beta_1^-}, Q_{\beta_2^-}$ положительны, полную ширины $2\beta^-$ распада родительского ядра можно записать в виде суммы ширин последовательного и виртуального $2\beta^-$ распада:

$$\Gamma_{2\beta^-}^Z = (\Gamma_{2\beta^-}^Z)^0 + (\Gamma_{2\beta^-}^Z)^v. \quad (1.61)$$

В данном случае в подынтегральном выражении формулы (1.59) возникает полюс в комплексной плоскости при $T_1 = Q_{\beta_i} + \frac{1}{2(\Gamma_{tot}^{(Z+1)i})}$, так что интегрирование по dT_1 при использовании теоремы Коши приводит к формуле [A21]:

$$(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^0 = \sum_i \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1) \Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)_i} (Q_{2\beta^-} - T_1)}{\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}}, \quad (1.62)$$

определяющую ширину $(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^0$ для $2\beta^-$ распада родительского ядра, осуществляемого через два последовательных реальных β^- распада. Анализируя формулу (1.62), можно увидеть, что если после первого β_i^- распада из возможных каналов распада промежуточного ядра реализуется только β^- – распад, то ширина второго β_2^- – распада равна полной ширине распада

промежуточного ядра $\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)}^{(Z+1)_i} (Q_{2\beta^-} - T_1) = \Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}$. Исходя из этого, формула (1.61)

принимает вид:

$$(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^0 = \sum_i \Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z (T_1). \quad (1.63)$$

Среди представленных в Таблица 1-11 ядер только два родительских ядра $^{48}\text{Ca}_{20}$ и $^{96}\text{Zr}_{40}$ с положительными энергиями Q_{β_i} , поэтому можно утверждать, что открытым является не только канал $2\beta^-$ -распада, но и канал β^- -распада указанных ядер. При $Q_{\beta_1^-} > 0$ и $Q_{\beta_2^-} > 0$ реализуются двух следующих друг за другом по времени реальных бета – распада, а ширина $2\beta^-$ -распада определяется шириной первого β^- -распада. Такой способ $2\beta^-$ -распада не учитывался в более ранних работах [2-3, 6], основанных на втором порядке теории возмущения по гамильтониану слабого взаимодействия. Однако для двух родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr экспериментально обнаружен такой распад с участием реальных β_1^- - и β_2^- -распадов родительского и промежуточного ядер с вероятностью 10^{-2} от вероятности виртуального $2\beta^-$ -распада указанных ядер.

Таблица 1-14. Теоретические ширины для двух родительского ядра, испытывающих два последовательных реальных β^- -распада.

Распад (A,Z)→ (A,Z+2)	A	Z	Эксп. ширина β_1^- - распада $\Gamma_{\beta_1^-}^{\text{exp}}$, МэВ	Эксп. ширина β_2^- - распада $\Gamma_{\beta_2^-}^{\text{exp}}$, МэВ	Эксп. ширина $2\beta^-$ - распада $\Gamma_{2\beta^-}^{\text{exp}}$, МэВ	Полная эксп. ширина $2\beta^-$ - распада $\Gamma_{2\beta^-}^{\text{tot}}$, МэВ	Теор. ширина $2\beta^-$ - распада $\Gamma_{2\beta^-}^{\text{tot}}$, МэВ
Ca→Ti	48	20	$4,8 \times 10^{-48}$	$1,8 \times 10^{-26}$	$4,8 \times 10^{-48}$	$1,8 \times 10^{-26}$	$4,8 \times 10^{-48}$
Zr→Mo	96	40	$< 4,55 \times 10^{-48}$	$3,4 \times 10^{-26}$	$4,55 \times 10^{-48}$	$3,4 \times 10^{-26}$	$2,4 \times 10^{-48}$

Для этих ядер в Таблица 1-14 приведены теоретические и экспериментальные ширины β^- -распадов, которые демонстрируют хорошее согласие между

обсуждаемыми величинами $\Gamma_{2\beta}^{\text{exp}}$ и $\Gamma_{2\beta}^{\text{th}}$, рассчитанными в рамках данного варианта теории последовательного $2\beta^-$ -распада.

Особый интерес вызывает ситуация, когда теплота первого β^- -распада положительна $Q_{\beta_1^-} > 0$, но мала по своему абсолютному значению. В таком случае полная ширина $2\beta^-$ -распада (1.61) складывается из виртуальной и последовательной компонент, причем вклады от двух типов могут совпадать по порядку величины.

В главе представлен вывод формул расчета ширины для последовательных многоступенчатых статистических распадов ядер в рамках различных подходов, которые оказались согласованными между собой, что лишь подтверждает справедливость применения указанных методов. Проведенный анализ, во-первых, условий реализации механизмов последовательных и виртуальных распадов промежуточных ядер, во-вторых, ситуаций с появлением нестабильных частиц среди вылетающих на первом этапе в исследуемых распадах частиц b_1, b_2, \dots, b_n и, наконец, необходимость учета влияния взаимодействий между вылетающими друг за другом по времени частицами значительно расширяет возможности использования развитых выше теоретических подходов к описанию многоступенчатых статистических распадов ядер.

На основе теории двухпротонных двухступенчатых виртуальных распадов сферических ядер и с учетом сверхтекучей модели ядра был проведен расчет полных и парциальных ширин, а также угловых распределений вылетающих протонов для двухпротонного распада основного состояния ядра ^{45}Fe с переходом в основное состояние ядра ^{43}Cr . Основными результатами настоящего раздела являются, во-первых, обнаружение сильной зависимости значений полной и парциальных ширин исследуемого двухпротонного распада от выбора параметров рассмотренных оболочечных потенциалов [84–86], и, во – вторых, доказательство существования такого оболочечного потенциала [84], для которого удастся одновременно описать как экспериментальную полную ширину, так и угловые распределения вылетающих протонов. Важно отметить,

что в отличие от теории двухпротонного распада с одновременным вылетом двух протонов [79], указанное согласие с экспериментом демонстрируется без учёта корреляции, связанной с появлением синглетного спинового состояния двух протонов при их вылете из оболочечного состояния $1f_{7/2}$.

Полученные результаты позволяют надеяться на возможность использования экспериментальных характеристик двухпротонных распадов ряда ядер в качестве дополнительного критерия отбора параметров однонуклонных оболочечных потенциалов, используемых в расчётах основных характеристик ядер среднего атомного веса, так и близких по Z, A к исследуемым в работе ядрам.

Продолжено развитие теории 2β -распадов ядер с опорой на результаты, полученные при построении теории двухпротонных распадов ядер [65-66]. Подтверждено существование двух типов рассматриваемых распадов. К первому типу относятся 2β -распады, которые представляют собой два последовательных реальных 2β -распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра. Второй тип обусловлен виртуальностью 2β -распадов, ширины которых строятся по аналогии с формулами, полученным ранее во втором порядке теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия. Обоснована справедливость описания экспериментальных характеристик продуктов 2β -распада ядер для большинства родительских ядер в рамках виртуального типа, а также двух родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr , распад которых экспериментально обнаружен и сопровождается появлением реальных β_1^- - и β_2^- -распадов родительского и промежуточного ядер, а ширины указанных распадов с хорошей степенью точности определяются последовательным типом.

1.4. ОПИСАНИЕ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР КАК ПРОЦЕССА С УЧАСТИЕМ ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

Далее будут обсуждаться основные экспериментальные характеристики продуктов тройного деления ядер. Во-первых, в отличие от альфа-частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе подбарьерного α -распада ядер, при котором выделяется теплота $Q_\alpha^A \approx 6$ МэВ, определяемая как разность внутренних энергий основных состояний родительского $E(A, Z)$ и дочернего $E(A-4, Z-2)$, образующаяся в ходе тройного деления, α -частица является длиннопробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия $T_\alpha \approx 16$ МэВ существенно больше теплоты распада Q_α^A . Считается, что избыток энергии α -частицы тройного деления по сравнению с обычным α -распадом может возникать за счет реализации виртуального типа распада родительского ядра. Во-вторых, угловое распределение α -частиц, вылетающих в тройном делении, носит анизотропный характер с максимумом, приходящимся на направления, перпендикулярные направлению разлета фрагментов тройного деления. Преимущественно экваториальный характер угловых распределений α -частиц позволяет сделать вывод, что вылет альфа-частиц происходит из шейки делящегося ядра, соединяющей два деформированных предфрагмента деления. Стоит отметить, что экспериментальное отношение $N_\alpha = \Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ и Γ_f^A тройного и двойного деления для всей исследуемой группы ядер-актинидов близко к значению: $N_\alpha \approx (1.7 - 3.9) \cdot 10^{-3}$ [1].

В данной работе получено указание на виртуальный характер реакций тройного деления ядер с вылетом предразрывных α -частиц. В развитом выше виртуальном подходе амплитуда ширины тройного деления ядер определяется диаграммой Фейнмана (рис. 1-11), отвечающей двухступенчатому процессу, в котором на первом этапе из шейки делящегося ядра A вылетает α -частица с

образованием дочернего ядра $(A-4)$, а на последующей стадии это конечное ядро претерпевает развал на два первичных фрагмента тройного деления A_{LF} и A_{HF} .

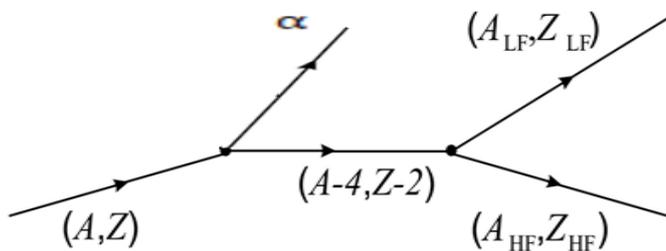


Рис. 1-11. Диаграмма Фейнмана спонтанного тройного деления с вылетом α -частицы в качестве третьей частицы.

I.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ I

В главе I проведен анализ существования нового класса многоступенчатых ядерных реакций и распадов, в амплитудах ширин которых появляются виртуальные состояния промежуточных ядер, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К этому классу можно отнести двухпротонный и двойной бета - распады ядер, а также низкоэнергетическое тройное деление ядер. **В разделе I.1** проведено рассмотрение многоступенчатых ядерных реакций и распадов при использовании формализма диаграмм Феймана.

Во-первых, установлены условия реализации механизмов последовательных и виртуальных распадов промежуточных ядер, а также детально рассмотрена ситуация с появлением нестабильных частиц среди вылетающих на первом этапе в исследуемых распадах частиц b_1, b_2, \dots, b_n .

Во-вторых, показана необходимость учета влияния взаимодействий между вылетающими друг за другом по времени частицами значительно расширяет возможности использования в приложениях развитых выше теоретических подходов к описанию многоступенчатых статистических распадов ядер.

В разделе I.2 проведен анализ виртуальных процессов для двухпротонных распадов ядер. Ниже приведены основные результаты указанного раздела.

Во-первых, обнаружена сильная зависимость значений полной и парциальных ширин исследуемого двухпротонного распада от выбора параметров рассмотренных оболочечных потенциалов.

Во-вторых, представлен вид оболочечного потенциала, который способен одновременно описать как экспериментальную полную ширину, так и угловые распределения вылетающих протонов. Следует подчеркнуть, что, в отличие от теории двухпротонного распада с одновременным вылетом двух протонов, указанное согласие с экспериментом получено без учёта корреляции, связанной

с появлением синглетного спинового состояния двух протонов при их вылете из оболочечного состояния $1f_{7/2}$.

В разделе I.3 двойной бета-распад рассмотрен как виртуальный процесс. Проведено дальнейшее развитие теории 2β β -распадов ядер при использовании результатов, полученных при построении теории двухпротонных распадов ядер. Установлено существование двух типов рассматриваемых распадов.

Первый тип отвечает 2β -распадам, которые реализуются через два последовательных реальных β -распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра.

Второй тип связан с виртуальным характером относящихся к нему 2β -распадов, ширины которых описываются формулами, аналогичными формулам, полученным ранее во втором порядке теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия.

Продемонстрирована возможность успешного описания экспериментальных характеристик 2β -распада ядер для большинства родительских ядер в рамках виртуального типа, а также двух родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr , распад которых экспериментально зафиксирован и протекает с участием реальных $\beta_{\bar{1}}$ - и $\beta_{\bar{2}}$ -распадов родительского и промежуточного ядер, а ширины указанных распадов с хорошей степенью точности определяются последовательным типом.

ГЛАВА II. ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В РАМКАХ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ

Во второй главе проведено описание угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер в рамках квантовой теории многоступенчатых ядерных реакций, а также установлена их связь с коллективными wriggling- и bending-колебаниями составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

С точки зрения квантовой теории деления, невозможно без ясного понимания динамики процесса деления провести описание угловых и спиновых распределений фрагментов двойного околобарьерного деления аксиально-симметричных деформированных ядер. Образование [7] термализованных возбужденных состояний составного делящегося ядра в первой яме его потенциала деформации является начальной точкой рассмотрения процесса деления. В них проявляется динамическое усиление кориолисова взаимодействия [100, 101], что приводит к равномерному статистическому распределению проекций K спина J составного ядра на его ось симметрии. Многоквaziчастичные волновые функции указанных состояний содержат [8, 102] компоненты, обусловленные коллективными деформационными колебаниями делящегося ядра и соответствующие введенным О. Бором [7] переходным делительным состояниям. Указанные состояния определяются различными значениями проекции K , которые сохраняются [13] при деформационном движении делящегося ядра через барьеры деления вплоть до точки его разрыва на фрагменты деления.

Направление разлета фрагментов деления, согласно гипотезе О.Бора [7], совпадает с направлением оси симметрии указанного ядра. Тогда, исходя из принципа неопределенности квантовой механики, амплитуду углового распределения фрагментов необходимо представить в виде размазанной дельта-

функции, определяемой когерентной суперпозицией больших по величине относительных орбитальных моментов указанных фрагментов. Природу возникновения указанной суперпозиции можно связать [5] с появлением в окрестности точки разрыва делящегося ядра нулевых коллективных поперечных колебаний предфрагментов деления. Их учет приводит к большим значениям относительных орбитальных моментов L и спинов J_1 и J_2 первого и второго фрагментов деления, направленных перпендикулярно оси симметрии делящегося ядра.

Проведен анализ как вынужденного низкоэнергетического, так и спонтанного двойного деления ядер на основе формализма многочастичной теории ядерных реакций [23,105] в стационарном случае, а также теории открытых Ферми-систем [11]. Указанные теории служат основой квантово-механической теории деления изложенной в работах [103,104]. Основные положения постоянно развивающейся квантово-механической теории деления, представленные в работах [106, 47], позволили разумно описать асимметрии в угловых распределениях реакций низкоэнергетического вынужденного деления тепловыми и резонансными поляризованными нейтронами различной Р- и Т – четности, а также получить разумное согласие рассчитанных и экспериментальных дифференциальных сечений указанных реакций [8–18]. Учет законов сохранения заряда, энергии, четности и барионного числа, может быть проведен несколькими способами: во-первых, указанные законы можно последовательно сформулировать в виде полного углового импульса составного делящегося ядра (СДЯ) с учетом как относительных орбитальных моментов фрагментов деления [13], так и спинов, а во-вторых, они могут быть учтены при описании процесса деления на языке волновых функций СДЯ и фрагментов деления, а также парциальных ширин и потенциальных фаз деления.

В рамках квантово-механической теории деления [104, 107], получил своё объяснение [104] механизм накачки больших значений относительных орбитальных моментов и спинов фрагментов деления, а также продемонстрировал влияние зависимости характеристик деления от связи

физических каналов деления. Проведенный анализ экспериментальных угловых распределений фрагментов вынужденного двойного деления группы четных-четных (четных по числу протонов и нейтронов) ядер-актинилов в случае подпорогового фотоделения дал оценку максимального значения относительного орбитального момента фрагментов деления $L_m \approx 30$ [108]. Значения спина фрагментов деления [104, 108], найденные по результатам обработки экспериментальных данных о выходах и мультипольностях γ -квантов, испаряемых фрагментами деления в процессе их термализации, находятся в разумном согласии со значениями спинов найденных выше. Обобщение квантово-механической теории деления в случае перехода от двойного к тройному делению [104, 109] позволило описать Р-нечетные [110] Р-четные [111] и Т-нечетные [100] асимметрии в угловых распределениях продуктов деления ядер холодными поляризованными нейтронами.

Для всех стадий спуска СДЯ, начиная с внешней седловой точки и заканчивая в точке разрыва СДЯ на фрагменты деления, введем следующие допущения, сохранение как оси симметрии СДЯ, так и проекции K спина J СДЯ на её ось симметрии в случае вынужденного низкоэнергетического и спонтанного деления ядер, поскольку все представленные выше результаты получены в рамках указанных допущений. Образование на внутреннем барьере деления переходных делительных состояний (ПДС), отвечающих сильно деформированным, но «холодным» состояниям СДЯ, полностью согласуются с условиями применимости гипотезы О. Бора [47, 106]. Переходные делительные состояния (ПДС), образующиеся в седловых точках потенциала деформации и отвечающие «холодным» состояниям СДЯ, полностью согласуются с условиями применимости гипотезы О. Бора [47, 106]. Отбор наиболее вероятных значений проекций K спина J на ось симметрии СДЯ осуществляется благодаря ПДС, работающих как фильтры, посредством которых также определяются основные характеристики угловые распределения фрагментов деления и парциальные ширины.

Согласно некоторым делительным моделям в процессе деления происходит разогрев как СДЯ, так и первичных фрагментов деления, что может служить препятствием для сохранения проекции K спина J на ось симметрии СДЯ для ПДС. Нетрудно показать, что нагрев аксиально-симметричного СДЯ до достаточно высоких температур приводит к появлению эффекта динамического усиления кориолисова взаимодействия [101, 112], которое в свою очередь приводит к однородному статистическому смешиванию всех возможных значений проекций K спина J СДЯ на его ось симметрии при достаточно маленьких значениях спина J . Ситуация смешивания всех возможных значений проекций K спина J СДЯ на его ось симметрии не является исключительной, подобная ситуация возникает и при захвате резонансных нейтронов достаточно тяжелыми ядрами, при которой образуется резонансное состояние СДЯ в первой яме потенциала деформации. Эффект динамического усиления кориолисова взаимодействия [101, 112] приводит к однородному статистическому смешиванию всех возможных значений проекций K спина J СДЯ на его ось симметрии, то есть исчезновению его как интеграла движения для Вигнеровских множеств, которые описывают экспериментальное распределение энергетических расстояний между соседними нейтронными резонансами [105].

Существует ряд делительных моделей [112–114], базирующихся на представлении о появлении температуры СДЯ порядка $T \approx 1$ МэВ, что соответствует энергии возбуждения СДЯ порядка $E^* \approx 30$ МэВ [105], вызванного нагревом указанного ядра в процессе спуска его с внешней седловой точки при учете неадиабатического характера данного движения, причем в рамках указанных выше моделей удастся разумно описать массовые и зарядовые распределения фрагментов деления. Появление сложных многоквaziчастичных состояний с высокой энергетической плотностью приводит к появлению кориолисова взаимодействия и находит свое разумное объяснение, как показано выше, появлением столь высокой температуры СДЯ. СДЯ «не запоминает» проекцию K спина J на её ось симметрии, присвоенную ей ПДС, вследствие равномерного статистического смешивания указанных проекций для

аналогичных СДЯ вблизи их распада на фрагменты деления, как продемонстрировано в работе [115]. Кроме того, это приводит к полному исчезновению асимметрий различной Р- и Т-четностей в угловых распределениях продуктов двойного и тройного деления ядер. Достоверно обнаруженные экспериментально в реакциях вынужденного низкоэнергетического деления поляризованными γ -квантами и нейтронами, а также другими индуцирующими частицами, рассмотренные выше асимметрии различной Р- и Т-четности представлены в работах [106, 116]. Все рассмотренные экспериментальные данные [106, 116] однозначно свидетельствуют в пользу гипотезы, в рамках которой на всех стадиях процесса эволюции СДЯ оно остается «холодным» вплоть до момента формирования угловых распределений продуктов деления, а также требует пересмотра описания всего процесса деления и термодинамических свойств СДЯ на разных стадиях процесса деления.

II.1. ХОЛОДНОСТЬ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ ЕГО РАЗРЫВА НА ФРАГМЕНТЫ ДЕЛЕНИЯ В СЛУЧАЕ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР И ПЕРЕХОДНЫЕ ДЕЛИТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим процесс вынужденного низкоэнергетического двойного деления аксиально-симметричного ядра, которое начинается с формирования аксиально-симметричного СДЯ в первой яме потенциала деформации, образование которого связано с захватом указанным ядром вынуждающей деление частицы, причем СДЯ имеет четность π , проекцию M спина J на ось Z лабораторной системы координат (л.с.к.) и прочие квантовые числа σ .

В рамках обобщенной модели атомного ядра [106] при использовании приближения сильной связи в случае аксиально-симметричного СДЯ

многочастичная оболочечная волновая функция $\Psi_{\sigma}^{J\pi M}(\tau)$, может быть представлена как:

$$\Psi_{\sigma}^{J\pi M}(\tau) = \sum_K a_K^J \Psi_{\sigma K}^{J\pi M}(\tau). \quad (2.1)$$

Причем в формуле (2.1) зависящая от полного набора координат τ в системе центра масс (с.ц.м.) волновая функция $\Psi_{\sigma K}^{J\pi M}(\tau)$ аксиально-симметричного СДЯ при определенном значении проекции K спина J на его ось симметрии, отобранное ей ПДС, а также коэффициенты a_K^J , учитывающие смесь указанных проекций спина [101, 112] под действием кориолисова взаимодействия, определены в работе [110].

Удастся разумно описать в терминах коллективного деформационного движения, связанного с изменением параметров деформации СДЯ [106], все стадии эволюции СДЯ вплоть до точки разрыва ядра на фрагменты деления. Поэтому можно прийти к заключению, что фрагменты деления при формировании попадают в надбарьерные состояния, поскольку они появляются с такими заданными относительными координатами и внутренними состояниями. Следовательно, высота потенциального барьера, полученного суммированием потенциалов ядерного и кулоновского взаимодействия фрагментов, меньше величины суммарной кинетической энергии относительного движения этих фрагментов Q . При прохождении эволюции СДЯ от внутренней к внешней седловой точки деформационного потенциала, описании этой эволюции через коллективное движение СДЯ необходимо учитывать появление ПДС соответствующих сильно деформированным, но «холодным» состояниям СДЯ [106].

Возникновение неадиабатических эффектов продиктовано запаздыванием перестройки нуклонов СДЯ в связи с быстрыми изменениями параметров деформации СДЯ на этапе спуска с внешней седловой точки в точку разрыва на первичные фрагменты деления. Заключение о невозможности заметного нагрева СДЯ на определённых стадиях деления необходимо учитывать при описании

указанных выше эффектов. Поскольку неадиабатический характера коллективного деформационного движения СДЯ приводит к появлению в нем «входных» состояний, которые не успевают полностью термализоваться, то есть перейти в многоквazичастичные состояния с высокой энергетической плотностью, то успевают сформироваться только малоквazичастичные состояния с низкой энергетической плотностью. Следовательно, для рассмотренных выше «входных» состояний, обладающих малоквazичастичными возбуждениями с низкой энергетической плотностью, проекция K спина J на ось симметрии СДЯ, будет интегралом движения, поскольку смешивающее влияние кориолисова взаимодействия пренебрежимо мало. Как было показано выше, отобранное ПДС значение проекции K является интегралом движения, то есть сохраняется на всех стадиях эволюции делящегося ядра при его спуске от стадии образования на внешней седловой точки до точки разрыва на фрагменты деления, причем также сохраняется аксиально-симметричная форма СДЯ в процессе всего указанного спуска.

Начиная со спуска СДЯ с внешней седловой точки к точке разрыва на фрагменты деления $[110,111]$, многоквazичастичная волновая функция СДЯ (2.1), может быть записана как:

$$\Psi_{\sigma}^{J\pi M} = \sum_{rvK} \bar{a}_{\sigma rvK}^{J\pi} \Psi_{rvK}^{J\pi M}(\tau) = \sum_{tprvk} a_K^J b_{t\sigma K}^{J\pi} c_{ptK}^{J\pi} d_{rvpk}^{J\pi} \Psi_{rvK}^{J\pi M}(\tau). \quad (2.2)$$

В формуле (2.2) коэффициент $b_{t\sigma K}^{J\pi}$ описывает динамику перехода из состояния описываемого квантовыми числами σ соответствующего первой яме потенциала деформации в ПДС с квантовыми числами t , которое находится на внутренней части седловой точки потенциала деформации, следующий коэффициент $c_{ptK}^{J\pi}$, описывает переход из состояния ПДС с квантовыми числами t в ПДС с квантовыми числами p уже на внешней части седловой точки потенциала деформации, и коэффициент $d_{rvpk}^{J\pi}$, описывает под влиянием неадиабатических возмущений эволюцию из состояния ПДС с квантовыми

числами p во «входное» возбужденное состояние ν моды деления r , причем процесс эволюции идет сохранением квантовых чисел $J\pi K$, которые становятся интегралами движения, а коэффициент $\bar{a}_{\sigma r \nu K}^{J\pi}$ определяется через коэффициент a_K^J , в формуле (2.1).

Как показано в работе [41], важно проанализировать этап, предшествующий разлету сформировавшихся первичных фрагментов деления, поскольку указанные фрагменты деления находятся на малых расстояниях относительно друг друга, они могут взаимодействовать между собой не упругим образом, связанным с обменом нуклонов. Поскольку завершение указанного выше этапа деления соответствует как сформированным первичным фрагментам деления, так и кулоновским и ядерным потенциалам взаимодействия первичных фрагментов деления, поэтому не могут приводить к изменению волновые функции (в.ф.) указанных фрагментов, следовательно, в.ф. могут быть выражены через действительные части оптических потенциалов взаимодействия.

Весомое ослабление сверхтекучих нуклон-нуклонных корреляций для рассмотренного этапа деления за счет «блокирующих» эффектов [106] может быть связано с возникновением возбужденных «входных» состояний, но поскольку СДЯ в момент разрыва на легкий и тяжелый фрагменты деления, как и сами фрагменты находятся в «холодных» состояниях, то можно говорить о сохранении рассмотренных корреляций в СДЯ. Оценим вероятности перехода для низкоэнергетического вынужденного и спонтанного деления в случае с кластерными [117] и альфа- [25] распадами СДЯ, проведя сравнение вероятностей переходов в зависимости от степени запрета, можно утверждать, что максимальной вероятностью обладают разрешенные (облегченные) делительные переходы. Попытаемся объяснить появление максимальной вероятности в случае облегченных переходов. Для этого воспользуемся аналогией с эффектом Джозефсона для сверхпроводников. Формирование легкого и тяжелого фрагментов деления идет без разрыва куперовских пар нуклонов, находящихся в конфигурации с определенными квантовыми числами

$r\nu K$ СДЯ, поэтому обмен нуклонами между указанными предфрагментами происходит путем взаимного обмена куперовскими парами. Поскольку куперовские пары нуклонов имеют четность $\pi = +1$ и проекции $K = 0$ спинов на ось симметрии СДЯ, то в случае облегченных переходов легкой и тяжелой фрагменты деления должны обладать минимальными значениями четности π_i , спины J_i и проекции K_i , а также орбитальных моментов L , это связано с выполнением законов сохранения, например, спина, четности и его проекции для СДЯ.

Проведем оценку вероятности перехода в случае первого порядка запрета, поскольку формирование легкой и тяжелой фрагментов деления связано уже с разрывом куперовской пары нуклонов из предразрывной конфигурации с квантовыми числами $r\nu K$ СДЯ, по аналогии с альфа-[25, 118] и кластерными [117] распадами СДЯ, вероятность такого процесса резко уменьшается по сравнению с вероятностью для облегченных переходов. Установленные в работе [119] четно-нечетные эффекты в экспериментальных зарядовых распределениях легкой и тяжелой фрагментов деления нашли свое объяснение в рамках классификации делительных переходов по степени их запрета, поскольку они напрямую связаны с обменом нуклонами между фрагментами с разрывом или сохранением куперовских пар. Образующиеся легкой и тяжелой фрагменты деления в конце предыдущей стадии деления оказываются в возбужденных, сильно не равновесных, но «холодных» состояниях, поскольку вся энергия возбуждения переходит в деформацию указанных фрагментов.

Разлет «холодных» легкой и тяжелой фрагментов деления происходит на следующем этапе деления, причем протекают за времена t_0 значительно меньшие, чем характерные времена необходимые для термализации указанных фрагментов.

Поскольку, как было продемонстрировано выше, за времена t_0 , происходит разлет «холодных» первичных фрагментов деления, то за те же

времена t_0 формируются и угловые распределения легкого и тяжелого фрагментов деления, поэтому термализация указанных фрагментов на следующей стадии деления не может оказать на указанные распределения существенного влияния, что полностью соответствует условию применимости гипотезы О. Бора [7] о ПДС. За характерные времена t_0 предыдущего этапа деления легкий и тяжелый фрагменты отдаляются друг от друга на достаточно большие расстояния, равные нескольким радиусам R_{sc} между указанными фрагментами в момент разрыва СДЯ, что дает возможность пренебречь дальнедействующими несферическими компонента кулоновского потенциала взаимодействия этих фрагментов [104] из-за их малости.

На рассмотренной выше стадии деления можно говорить о том, что относительные угловые и вращательные скорости движения сформированных первичных фрагментов деления значительно больше, чем скорости относительного радиального движения указанных фрагментов деления, описываемых модулем вектора \mathbf{R} , что говорит о возможности применения адиабатического приближения [103].

Согласно гипотезе О. Бора [7], разлет первичных фрагментов деления происходит вдоль направления оси симметрии СДЯ, только поэтому становится возможным когерентное смешивание сферических функций $Y_{L0}(\Omega')$, входящих в каналовую функцию (2.1), что было продемонстрировано в работе [103]. Формула О. Бора [106] прошла успешную апробацию в ряде работ [10, 101, 106, 110, 120, 122], поэтому можно говорить о возможности её применения для описания как экспериментальных угловых распределений легкого и тяжелого фрагментов деления, так и асимметрий различной Р- и Т-четности в случае вынужденного низкоэнергетического деления ядер.

Настало время поговорить о возможности реализации адиабатического приближения, которое становится возможным при выполнении указанных ниже условий

1). Совпадение осей симметрии легкого и тяжелого фрагментов деления с осью симметрии СДЯ выполняется в случае, если периоды вращения $t_i^{\text{rot}} = \frac{2\pi\mathcal{J}_i}{\hbar J_i}$ [6] легкого и тяжелого фрагментов деления для различных значений спинов J_i и моментов инерции \mathcal{J}_i данных фрагментов деления должны быть заметно больше характерных времен t_0 , за которые СДЯ преодолевает данный этап деления;

2). Независимость делительных фаз $\delta_\alpha^{J\pi}$ от величины относительного орбитального момента легкого и тяжелого фрагментов деления L , реализуется при условии, что энергия вращательного движения $E_i^{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 J_i (J_i + 1)}{2\mathcal{J}_i}$ указанных фрагментов для различных значений спинов J_i фрагментов должна быть значительно меньше суммарной кинетической энергия $E_c^{\text{kin}}(R_{\text{pr}})$ указанных фрагментов в точке разрыва.

3). Независимости делительных фаз $\delta_\alpha^{J\pi}$ от величины относительного орбитального момента легкого и тяжелого фрагментов деления L , реализуется при условии, что энергия центробежного потенциала $\frac{\hbar^2 L(L+1)}{2M_c R_{\text{pr}}^2}$ в канале c , для всех возможных орбитальных моментов L указанных фрагментов должна быть значительно меньше суммарной кинетической энергия $E_c^{\text{kin}}(R_{\text{pr}})$ данных фрагментов в точке разрыва для всех открытых каналов.

Появление больших по сравнению со спином J_s делящегося ядра спинов J_1 и J_2 первичных деформированных фрагментов деления было связано с коллективными квази-молекулярными поперечными bending- и wriggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления. Указанный факт описан на основе капельной модели ядра в работе [123]. В работах [124-127] утверждается, что большие значения спинов продуктов деления возникают за счет bending-колебаний. Малое влияние

wriggling-колебаний при описании экспериментальных значений спинов первичных фрагментов деления обусловлено, во-первых, трением ядерных поверхностей предфрагментов деления в процессе wriggling-колебаний [126, 127]; во-вторых, большей жесткостью потенциальной энергии и, в-третьих, большими частотами wriggling-колебаний по сравнению с bending-колебаниями.

При bending-колебаниях спины первичных фрагментов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 антипараллельны друг другу, поэтому полный спин указанных фрагментов \mathbf{F} равен нулю. Следовательно, учет одних только bending-колебаний принципиально игнорирует отмеченный выше факт появления больших значений относительных орбитальных моментов \mathbf{L} , а также суммарных спинов \mathbf{F} первичных фрагментов деления, откуда вытекает заключение о параллельности спинов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 . Приведенные выше факты удовлетворительно описываются на основе представления о первостепенной роли в формировании больших значений относительных орбитальных моментов и спинов первичных деформированных фрагментов деления wriggling-колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [103, 108, 122]. При этом фрагменты деления, имеющие заметные равновесные деформации, могут вращаться вокруг осей, перпендикулярных их осям симметрии, и таким образом совершать wriggling-колебания.

Для обоснования больших экспериментальных значений спинов первичных сферических фрагментов деления, близких к дважды магическому ядру $A \approx 132$, в работе [128] был построен механизм термических возбуждений в указанных фрагментах выстроенных высокоспиновых состояний. Однако предложенный механизм вступает в противоречие с приведенным выше заключением [13] об отсутствии равновесных термализованных возбуждений у делящегося ядра, связанных с неадиабатичностью его коллективного деформационного движения.

На основе результатов, представленных в работе [5], будут исследованы механизмы накачки больших значений относительных орбитальных моментов и спинов первичных деформированных фрагментов деления, которые возникают

за счет совместного влияния коллективных квазимолекулярных wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

При использовании капельной модели результаты расчетов могут отображаться как функции одного параметра (например, $x = (Z^2 / A) / (Z^2 / A)_{crit}$, где $(Z^2 / A)_{crit} = 2a_s / a_c = 50.13$), а не как функции двух параметров (например, Z и A).

Первым шагом в обсуждении малых колебаний в окрестности точки разрыва является преобразование исходной системы координат в систему нормальных координат. Нормальные координаты и их сопряженные импульсы как потенциальная и кинетическая энергия одновременно диагонализуются в седловой точке, например, гамильтониан для системы разделяется на сумму членов, каждый из которых включает только одну координату и ее сопряженный импульс. Движение системы вблизи точки разрыва разделяется на поперечные bending- и wriggling-колебания, которые будут рассмотрены ниже.

Опишем физические режимы колебаний относительно конфигурации седловой точки. Соответствующие нормальным координатам обозначается первой буквой названия. На Рис. 2-1 показаны режимы деления.

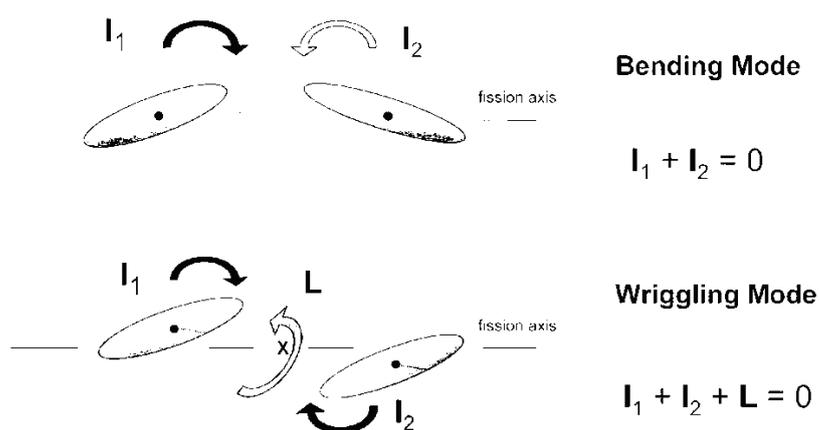


Рис. 2-1. Поперечные bending- и wriggling-колебания делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления.

Линейное преобразование, которое соответствует переходу от исходных координат к нормальным координатам, можно записать в виде:

$$b_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\theta_{1x} - \delta\theta_{2x}), w_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\theta_{1x} + \delta\theta_{2x}),$$

$$b_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\theta_{1y} - \delta\theta_{2y}), w_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\theta_{1y} + \delta\theta_{2y}),$$

гамильтониан в седловой точке задается

$$H_w = \frac{1}{2}K_w(w_x^2 + w_y^2) + \frac{1}{2} \frac{J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2}{M_w}, \quad (2.3)$$

$$H_b = \frac{1}{2}K_b(b_x^2 + b_y^2) + \frac{1}{2} \frac{J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2}{M_b}. \quad (2.4)$$

Константы жесткости, определенные в нормальных координатах, выражаются через исходные константы жесткости следующим образом [5]:

$$K_b = K_{\theta_1\theta_1} - K_{\theta_1\theta_2},$$

$$K_w = K_{\theta_1\theta_1} + K_{\theta_1\theta_2}.$$

Эффективные массы, выраженные в нормальных координатах, связаны с исходными массами по формуле [5]:

$$M_b = M_{\theta_1}^0, \quad M_w = \left[1 - \frac{2M_{\theta_1}^0}{M_0(c_1^0)^2 + 2M_{\theta_1}^0} \right] M_{\theta_1}^0 = \left[5 / \left(6 + \frac{R_0^3}{2(c_1^0)^3} \right) \right] M_{\theta_1}^0,$$

Величины $M_{c_1}^0$ и $M_{\theta_1}^0$ – это значения M_{c_1}, M_{θ_1} , оцениваемые в седловой точке. $M_{\theta_1}^0$ – момент инерции твердого тела первого предфрагмента при вращении вокруг оси симметрии, принимает вид:

$$M_{\theta_1}^0 = \frac{1}{5}(a_1^0)^2 M_0 = \frac{1}{10} \left(\frac{R_0^3}{c_1^0} \right) M_0.$$

Волновые функции нулевых wriggling-колебаний в координатном представлении $\Psi_0(w_x), \Psi_0(w_y)$ определяются формулами вида [44]:

$$\Psi_0(w_x) = (\pi C_w / K_w M_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{K_w M_w w_x^2}{2C_w}\right), \quad (2.5)$$

где $C_w = M_w \hbar \omega_w$. Аналогичную структуру имеют и волновые функции $\Psi_0(b_x), \Psi_0(b_y)$ нулевых bending-колебаний.

Рассмотренные выше wriggling- и bending-колебания, как будет показано в главе II, приводят к появлению больших значений спинов первичных фрагментов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 относительных орбитальных моментов \mathbf{L} . Построим асимптотику волновой функции, описывающей данную стадию деления при больших R , используя [103, 104], вида:

$$\Psi_{\sigma}^{J\pi M} \rightarrow \sum_{K\alpha} \frac{e^{i\left(k_{\alpha}R - \frac{L\pi}{2}\right)}}{R} U_{\alpha}^{JM} a_K^J \sqrt{\Gamma_{\sigma K\alpha}^{J\pi}} e^{i\delta_{\alpha}^{J\pi}}, \quad (2.6)$$

где каналовая функция U_{α}^{JM} и амплитуда парциальной делительной ширины $\sqrt{\Gamma_{\sigma K\alpha}^{J\pi}}$ определены [103, 104]. Поскольку потенциальные делительные фазы $\delta_{\alpha}^{J\pi}$ рассеивания независимы от индексов J_1, J_2, F, L , то становится возможным провести по J_1, J_2, F суммирование в формуле (2.6). Построив в направлении радиуса-вектора \mathbf{R} при больших R [103] поток фрагментов деления, можно получить следующее выражение для нормированного на единицу углового распределения $\frac{dP_{\sigma}^{J\pi M}(\theta)}{d\Omega}$ фрагментов деления:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\sigma}^{J\pi M}(\theta)}{d\Omega} &= \left(\Gamma_{\sigma}^{J\pi}\right)^{-1} \sum_K \Gamma_{\sigma K}^{J\pi} |a_K^J|^2 \frac{2J+1}{16\pi^2} \times \\ &\times \int d\omega \left[|D_{MK}^J(\omega)|^2 + |D_{M-K}^J(\omega)|^2 \right] F(L_m, \Omega'), \end{aligned} \quad (2.7)$$

Нормированное на единицу угловое распределение фрагментов деления во внутренней системе координат делящегося ядра $F(L_m, \Omega')$ имеет вид:

$$F(L_m, \Omega') = \left\{ \sum_{L=0}^{L_m} (2L+1) p_L \right\}^{-2} \left\{ \sum_{L=0}^{L_m} \sqrt{(2L+1) p_L} Y_{L0}(\Omega') \right\}^2. \quad (2.8)$$

Представленная выше формула (2.8) описывает вылет легкого фрагмента и тяжелого фрагмента деления в узком конусе с углом раствора при вершине конуса $\Delta\theta \sim 1/L_m$ в направлении вдоль и против оси Z л.с.к., соответственно, что говорит о совпадении оси указанного конуса с осью симметрии СДЯ. Для понимания экспериментальных угловых распределений легкого и тяжелого

фрагментов деления можно использовать формулу О. Бора [47, 106] в предельном случае $L_m \rightarrow \infty$, в которую переходит формула (2.7).

Разлет находящихся в неравновесных по энергиям и параметрам деформации, но «холодных» состояниях легкого и тяжелого фрагмента деления завершает предыдущую стадию деления, следующая стадия начинается с термализации указанных фрагментов в равновесные состояния, которые можно охарактеризовать определенным значением температуры T_i каждого фрагмента деления. Как было показано выше, начальные и первичные фрагменты деления, согласно концепции О. Бора [7] о ПДС, остаются «холодными», процесс термализации легкого и тяжелого фрагментов деления протекают независимым образом, поэтому конечные температуры T_i указанных фрагментов деления могут заметно отличаться друг от друга.

Поскольку в процессе термализации в качестве интегралов движения выбираются проекции K_i спинов J_i на ось симметрии СДЯ, то они сохраняются заложенными ПДС на предыдущих стадиях деления, благодаря малости несферических компонент [104] потенциала взаимодействия первичных фрагментов, которыми можно пренебречь. На завершающем этапе процесса термализации, когда в легком и тяжелом фрагментах деления появляются свои температуры T_i , в действие вступает кориолисово взаимодействие, приводящее к изменению проекции K_i' спинов J_i легкого и тяжелого фрагментов деления на свои собственные оси симметрии.

На завершающем этапе процесса термализации, когда в действие вступает кориолисово взаимодействие, которое отклоняет оси симметрии легкого и тяжелого фрагментов деления от оси симметрии аксиально-симметричного СДЯ, подобную ситуацию удастся описать асимптотической волновой функцией СДЯ при больших значениях радиуса-вектора R , на основе результатов работ [103, 104]. Не сложно показать, что асимптотика угловое распределение термализованных фрагментов деления при стремлении радиуса-вектора к

бесконечности переходит в угловое распределение (2.8), которое сформировалось на предыдущей стадии деления.

На завершающем этапе процесса термализации, когда в первичных термализованных аксиально-симметричных фрагментах деления появляются свои температуры T_i , воспользуемся формулой описывающей равновесные энергетические плотности $\rho_T(J, K)$ ядерных уровней с заданными значениями спина J и его проекции K ($K \leq J$) на ось симметрии СДЯ в случае температуры T [106]:

$$\rho_T(J, K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\hbar^2 / T \mathcal{J}_3 \right)^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{T} \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J+1) + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_3} - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_i} \right) K^2 \right] \right\} \rho_T^{\text{BH}} \quad (2.9)$$

В формуле (2.9) эффективный момент инерции \mathcal{J} и \mathcal{J}_3 относительно вращения вокруг осей, перпендикулярной оси симметрии и совпадающей с ось симметрии СДЯ, соответственно, а энергетическая плотность внутренних состояний СДЯ ρ_T^{BH} . Исчезновение сверхтекучих нуклон-нуклонные корреляции, с повышением температуры СДЯ выше критической температуры $T_{\text{кр}}$ ($T_{\text{кр}} \approx 6.8A^{-1/2}$, где A – массовое число СДЯ), приводит к значениям моментов инерции \mathcal{J} и \mathcal{J}_3 близким к их твердотельным значениям [106]. В случае температур выше температуры $T_{\text{кр}}$, как следует из формулы (2.9), для значений спинов удовлетворяющих

неравенству $J \ll J_0 \equiv \sqrt{\frac{2\mathcal{J}T}{\hbar^2}}$ равновесное значение плотности ядерных уровней практически перестают зависеть от значений спина J и проекции K , а кориолисово взаимодействие для столь высоких температур приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекций спина K . В случае, если значения спинов удовлетворяют следующему условию $J > J_0$, то равновесное значение плотности ядерных уровней, определяемое формулой (2.9), значительно уменьшается, что приводит к существенному снижению смешивающего влияния кориолисова взаимодействия по сравнению со случаем $J \ll J_0$. Появление в термализованных легком и

тяжелом фрагментах деления состояний с $J_{0i} \ll J_i \leq J_{im}$, является следствием механизма накачки [5] достаточно больших значений спинов указанных фрагментов деления, но не превышающих максимальные значения спинов легкого и тяжелого фрагментов деления J_{im} . На состояния, удовлетворяющие условию $J_{0i} \ll J_i \leq J_{im}$ кориолисово смешивание проекций K_i' на оси симметрии легкого и тяжелого фрагментов деления, не будет значимо проявляться, поскольку термализация фрагментов уже не оказывает значительного влияния, то есть проекции K_i' будут близки к проекциям K_i . Механизм накачки [5] больших значений спинов приводит к появлению высокоспиновых состояний, описанных выше, которые формируют дополнительную анизотропию в угловых распределениях мгновенных нейтронов, испускаемых термализованными легким и тяжелым фрагментами деления.

Следующей после термализации легкого и тяжелого фрагментов деления идет стадия связанная с эмиссией мгновенных нейтронов и γ -квантов, на первой ступени испускаются мгновенные нейтроны за времена $t_n \geq 10^{-16}$ с, причем каждый нейтрон уносит энергию, равную его энергии связи, на второй ступени мгновенные γ -кванты за времена $t_\gamma \geq 10^{-12}$ с, указанная ступень идет за значительно большие времена, так как она определяется уже электромагнитным взаимодействием. Поскольку эмиссия мгновенных нейтронов и γ -квантов уносит почти всю энергию возбуждения, то рассмотренная стадия деления завершается образованием конечных фрагментов деления, которые находятся в основных или долгоживущих изомерных состояниях. Конечные фрагменты деления переходят в основные или долгоживущие изомерные состояния, но при этом, согласно $N - Z$, как легкий, так и тяжелый фрагменты деления, остаются сильно перегруженными нейтронами, что приводит к ряду β -распадов, а выделяемая энергия возбуждения снимается за счет образования задержанных нейтронов и γ -квантов.

На завершающем этапе деления кинетические энергии относительного движения фрагментов деления оказываются близкими к полной энергии

указанных фрагментов Q_c в данном канале c , а также завершено формирование угловых распределений термализованных фрагментов деления. Поскольку на завершающем этапе деления термализованные первичные фрагменты деления имеют большие значения импульсов, то испускание указанными фрагментами низкоэнергетических мгновенных нейтронов и гамма-квантов не может значительно изменить угловые распределения фрагментов на этой стадии деления.

При описании множественностей, энергетических и угловых распределений испаряемых термализованными легким и тяжелым фрагментами деления мгновенных нейтронов и гамма-квантов необходимо брать в расчет следующие свойства фрагментов; например, энергию возбуждения E_i^* и спиновые распределения фрагментов деления, зависимость заселенности состояний от различных значений проекций K_i спинов фрагментов J_i на ось симметрии СДЯ. Они определяются свойствами переходных делительных состояний и степенью согласованности, при учете сверхтекучих нуклон-нуклонных корреляций, внутренних волновых функций первичных «холодных» фрагментов и внутренней волновой функции делящегося ядра в окрестности его точки разрыва и, наконец, характером смешивания проекций K_i' спинов J_i фрагментов деления на их оси симметрии, обусловленные влиянием кориолисова взаимодействия. Приведенные выше факторы позволяют объяснить особенности в экспериментальных характеристиках угловых распределений мгновенных нейтронов и гамма-квантов. При этом необходимо учесть преимущественно параллельную ориентацию спинов J_i термализованных первичных фрагментов деления для $J_i \gg J, K_i$ и их приближенную перпендикулярность оси симметрии СДЯ и, следовательно, направлению разлета конечных фрагментов деления.

В настоящем разделе проведен подробный анализ различных стадий низкоэнергетического вынужденного и спонтанного двойного деления СДЯ, рассмотрены все стадии указанного деления, начиная со спуска с внутренней

седловой точки потенциала деформации и заканчивая образованием легкого и тяжелого фрагментов деления, позволяет перейти к ряду принципиальных заключений.

1). СДЯ и легкий и тяжелый фрагменты деления оказываются в возбужденных сильно неравновесных по энергиям и параметрам деформации, но «холодных» состояниях при переходе от стадии разрыва аксиально-симметричного СДЯ и разлета сформированных указанных фрагментов деления. Поэтому кориолисово взаимодействие не будет смешивать различные значения проекции K спина J СДЯ на его ось симметрии, формируемых ПДС, так что указанное значение проекций K можно считать интегралами движения.

2). Поскольку СДЯ, а также начальные и первичные фрагменты деления находятся в сильно возбужденных неравновесных состояниях по энергиям и параметрам деформации, но «холодных» состояниях, можно наблюдать заметное влияние сверхтекучих нуклон-нуклонных корреляций на процесс деления СДЯ.

3). Поскольку термализация легкого и тяжелого фрагментов деления идет не зависимым друг от друга способом, что в общем случае может давать разные конечные температуры указанных фрагментов.

4). В дальнейшем в данной главе будет показано, что учет *wriggling*- и *bending*-колебаний лежит в основе механизма накачки больших значений относительных орбитальных моментов и спинов первичных «холодных» фрагментов деления, что дает основания ограничиться только нулевыми *wriggling*- и *bending*-колебаний.

II.2. КОЛЛЕКТИВНЫЕ BENDING - И WRIGGLING- КОЛЕБАНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА В ОКРЕСТНОСТИ ЕГО ТОЧКИ РАЗРЫВА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА СПИНОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Раздел II.1 посвящен исследованию неравновесного характера спинового распределения фрагментов деления, возникающего за счет одновременного

влияния wriggling- и bending-колебаний составного делящегося ядра. К описанию спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления деформированных ядер применяется зарекомендовавшая себя концепция переходных делительных состояний (ПДС) делящегося ядра. Они строятся [7, 113] в обобщенной модели ядра при учете сохранения направления оси симметрии делящегося ядра на всех стадиях его внутренних коллективных деформационных движений. Отличительной чертой рассматриваемых видов деления ядер является то, что энергия возбуждения делящегося ядра E_{exc} заметно не превосходит высот внутреннего и внешнего барьеров деления. Следовательно, наибольшая вероятность указанного деления при учете барьерных факторов проницаемости имеет место, если энергии рассмотренных выше ПДС имеют значения, близкие к энергии E_{exc} . Такая ситуация соответствует отсутствию [109] нуклонных многоквaziчастичных мод возбуждения делящегося ядра и его «холодности» на всех стадиях коллективного деформационного движения вплоть до точки разрыва. Нарушение условия адиабатичности [13] на этапе спуска делящегося ядра с внешнего барьера деления способствует возбуждению в этом ядре коллективных «входных» состояний. Имеется перечень работ [6, 8], в которых авторы придерживаются допущения того, что указанные входные состояния еще до разрыва делящегося ядра успевают перейти в многоквaziчастичные равновесные термализованные состояния и характеризуются достаточно высокими температурами ($T > 1$ МэВ), что приводит к большим энергетическим плотностям уровней. В этом случае реализуется [100, 140] динамическое усиление кориолисова взаимодействия полного спина делящегося ядра \mathbf{J} со спинами j нуклонов, лежащих вблизи его поверхности Ферми. Это взаимодействие приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекции K спина \mathbf{J} на ось симметрии ядра и к полному исчезновению любого рода анизотропий [109] в угловых распределениях продуктов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного двойного и тройного деления ядер. Однако экспериментальные данные однозначно подтверждают наличие подобных анизотропий, что

позволяет сделать вывод [108, 134, 135, 141] о том, что делящееся ядро не успевает термализоваться даже на неадиабатических стадиях его коллективного движения, т.е. остается холодным вплоть до разрыва. Это согласуется с сохранением проекции K ПМС (J_{MK}) ядра в окрестности его точки разрыва. Таким образом, вылетающие из делящегося ядра фрагменты двойного деления в окрестности точки разрыва оказываются в холодных неравновесных состояниях, что обусловлено неравновесными значениями параметров деформации указанных фрагментов, а также возможным появлением в них входных возбужденных состояний. В процессе разлета холодных фрагментов они переходят за достаточно короткое время (порядка 10^{-21} с) в равновесные термализованные состояния, для описания которых в ряде работ [142-143] используются распределения Гиббса $\rho_i(E_i^*, J_i)$ по энергии возбуждения E_i^* и спину J_i для i -го фрагмента деления ($i = 1, 2$):

$$\rho_i(E_i^*, J_i) = \rho_i(E_i^*) \rho_i(J_i). \quad (2.10)$$

Здесь энергетические $\rho_i(E_i^*)$ и спиновые $\rho_i(J_i)$ распределения i -го фрагмента деления с температурой T_i и моментом инерции \mathfrak{I}_i имеют вид:

$$\rho_i(E_i^*) \sim \exp\left(-\frac{E_i^*}{kT_i}\right), \quad (2.11)$$

$$\rho_i(J_i) \sim (2J_i + 1) \exp\left[-\frac{\hbar^2 J_i(J_i + 1)}{\mathfrak{I}_i kT_i}\right]. \quad (2.12)$$

В более поздних работах [136] было использовано представление, согласно которому статистическое равновесие в термализованных фрагментах деления возникает только по их энергиям возбуждения, а спиновое распределение фрагментов деления $\rho_i(J_i)$ носит неравновесный характер, поскольку формируется в точке разрыва холодного ядра и не связано с температурой фрагментов деления после их термализации. В этом случае $\rho_i(J_i)$ представляется в «стандартной» форме:

$$\rho_i(J_i) \sim (2J_i + 1) \exp \left[-J_i(J_i + 1) / B^2 \right]. \quad (2.13)$$

где величина B^2 может заметно отличаться от величины $\mathfrak{I}_i k T_i$, фигурирующей в формуле (2.12).

На основе статистической модели ядерных реакций [144, 145] и каскадно-испарительной модели [146] при использовании энергетических (2.11) и спиновых (2.13) распределений термализованных фрагментов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер-актининов были успешно описаны множественности, энергетические и угловые распределения мгновенных нейтронов [147, 148] и гамма-квантов [136, 57], испаряемых из термализованных фрагментов, относительные выходы основных и изомерных состояний конечных фрагментов деления [136, 57], а также характеристики запаздывающих нейтронов, вылетающих при β -распаде указанных фрагментов. Параметр B^2 в формуле (2.13) полагался равным 80–120, что привело к средним значениям спинов фрагментов деления \bar{J} в диапазоне 7-9, близким к их экспериментальным значениям.

Как указывалось выше, появление неравновесных спиновых распределений фрагментов деления, подобных (2.13), обусловлено поперечными wiggling- и bending-колебаниями делящегося ядра в окрестности его точки разрыва [5]. Для спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления делящееся ядро и вылетающие из него фрагменты в окрестности точки разрыва указанного ядра должны находиться только в холодных неравновесных состояниях. Поэтому при построении их спиновых распределений необходимо учитывать [A10-A11] только нулевые поперечные bending- и wiggling-колебания делящегося ядра. Тогда можно получить [5] явный вид распределения:

$$W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2) = \frac{4J_1 J_2}{\pi C_b C_w} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{C_b} + \frac{1}{C_w} \right) (J_1^2 + J_2^2) + \left(\frac{1}{C_b} - \frac{1}{C_w} \right) J_1 J_2 \cos \phi \right], \quad (2.14)$$

где $\phi(0 \leq \phi \leq \pi)$ – угол между двумерными векторами спинов фрагментов J_1 и J_2 , лежащими в плоскости $xу$. Проводя интегрирование в формуле (2.14) по переменным J_2 и ϕ , можно получить [5] распределение спинов одного из предфрагментов деления [A5, A11, A14]:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (2.15)$$

Формула (2.15) совпадает с формулой (2.13) при выборе значения константы B^2 :

$$B^2 = \frac{C_b + C_w}{2}. \quad (2.16)$$

При использовании формулы (2.15) можно рассчитать средние значения \bar{J}_1 спина одного из фрагментов деления:

$$\bar{J}_1 = \int_0^{\infty} J_1 W(J_1) dJ_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_b + C_w)^{1/2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} B. \quad (2.17)$$

Из оценок работы [147] для делящегося ядра ^{236}U при значениях параметров деформации предфрагментов деления $\beta_2 \approx 0,2$ следует, что $M_w = 1,6 \cdot 10^6$ МэВ·Фм²·с²; $M_b = 2,0 \cdot 10^6$ МэВ·Фм²·с²; $K_w = 295$ МэВ·рад⁻²; $K_b = 52$ МэВ·рад⁻²; $\hbar\omega_w = 2,3$ МэВ; $\hbar\omega_b = 0,9$ МэВ; $C_w = 132\hbar^2$ и $C_b = 57\hbar^2$, т.е. жесткости K_i , энергии квантов $\hbar\omega_w$ и коэффициенты C_w для wiggling-колебаний оказываются заметно большими аналогичных величин для bending-колебаний. Для wiggling-колебаний величина B^2 (2.16) оказывается равной 95 и приводит к среднему значению спина фрагмента деления $\bar{J} \approx 8,6$. Это коррелирует с диапазонами значений величин B^2 (80-120) и средних спинов фрагментов деления \bar{J} (7-9), полученных в работах [147, 148]. Отсюда можно сделать вывод о преобладающей роли wiggling-колебаний в формировании спиновых распределений фрагментов деления по сравнению с bending-колебаниями, поскольку пренебрежение величиной C_b в формуле (2.17) по сравнению с величиной C_w приводит к изменению величины B^2 от значения 95 до значения

66, что меняет средние значения спинов фрагментов от 9 до 6, т.е. не более чем на 30%.

Развитый выше подход к описанию спинового распределения фрагментов деления, основанный на представлении о холодности делящегося ядра в точке разрыва и учете его нулевых поперечных колебаний, принципиально отличается от подхода работ [114, 136, 147]. В них используется допущение о заметной термализации фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, когда температура T фрагментов деления превышает 1 МэВ. В этом случае из-за заметно меньшей величины энергии $\hbar\omega_b$ кванта bending-колебаний по сравнению с аналогичной энергией $\hbar\omega_w$ кванта wriggling-колебаний (например, для ядра ^{236}U $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ, $\hbar\omega_w = 2.3$ МэВ) главную роль в температурном распределении фрагментов деления по числу n_b и n_w квантов bending- и wriggling-колебаний начинают играть bending-колебания. Но, поскольку делящееся ядро остается в холодном состоянии вблизи его разрыва на фрагменты деления, представления работ [114, 136, 147] не реализуются, а формирование спиновых распределений фрагментов деления определяется нулевыми wriggling- и bending-колебаниями делящегося ядра с преобладающей ролью wriggling-колебаний.

Рассмотрим конфигурацию делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, соответствующую двум предфрагментам деления, расстояние между центрами масс которых определяется радиусом-вектором $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{A_1} - \mathbf{R}_{A_2}$ и которые связаны между собой шейкой с радиусом r_0 . Тогда структура указанной конфигурации автоматически приводит к условию, что угол θ между вектором \mathbf{R} , определяющий направление вылета легкого фрагмента деления, и осью симметрии делящегося ядра будет отличаться от нуля в областях $0 \leq \theta \leq \Delta\theta$ и $0 \leq (\pi - \theta) \leq \Delta\theta$, где угол $\Delta\theta \approx \frac{r_0}{R} \ll 1$. Только в этих областях происходит заметное перекрытие нуклонных плотностей делящегося ядра и предфрагментов деления при отклонениях вектора \mathbf{R} от оси симметрии делящегося ядра. Тогда

из-за рассмотренного выше принципа неопределенности квантовой механики распределение относительных орбитальных моментов L фрагментов деления будет отличным от нуля в интервале $0 \leq L \leq L_m$, где значение максимального момента L_m определяется как $L_m \approx 1/\Delta\theta \gg 1$.

Следует подчеркнуть, что полученное заключение об областях определения угла θ и относительных орбитальных моментов L предфрагментов деления оказывается справедливым не только в случае двух деформированных предфрагментов деления, но и для случаев одного деформированного и одного сферического предфрагментов, а также, в принципе, для двух сферических предфрагментов деления. Это означает, что на пути делящегося ядра от его конфигураций в первой и второй ямах потенциала деформации (они описываются аксиально-симметричными эллипсоидами с параметрами квадрупольной деформации β_2) к рассмотренной выше предразрывной конфигурации происходит заметное сужение области определения зависящей от угла θ компоненты волновой функции делящегося ядра. Это приводит к эффекту накачки больших значений относительных орбитальных моментов L , формируемых предфрагментами деления. Но тогда для компенсации больших значений L при переходе к рассмотренной выше предразрывной конфигурации с образованием деформированного и сферического предфрагментов деления сферический предфрагмент, как и деформированный предфрагмент, должен обязательно перейти в состояние с большими значениями спина J_1 . Однако это происходит не за счет нагревания и термализации, а за счет появления низколежащих «входных» возбужденных состояний, имеющих сравнительно простую структуру и обладающих достаточно большими значениями спинов. Подобные состояния можно связать, например, с появлением выстроенных высокоспиновых двухквaziчастичных нейтронных, протонных или нейтрон-протонных состояний [A5].

В принципе, существует возможность дополнительного увеличения относительного орбитального момента и спинов первичных фрагментов деления

за счет внешнего механизма накачки. Он обусловлен несферичностью кулоновского потенциала взаимодействия указанных фрагментов, если хотя бы один из них является деформированным после их вылета из делящегося ядра. При использовании метода, развитого в работе [6] для случая подбарьерного α -распада деформированных ядер, в работах [149-150] были рассчитаны изменения относительных орбитальных моментов первичных деформированных фрагментов деления за счет несферичности их кулоновского взаимодействия, которые оказались малыми $\Delta L \lesssim 2$. К сожалению, использованный в этих работах метод работы [100], ориентированный на учет подбарьерного по отношению к кулоновскому потенциалу взаимодействия фрагментов деления, не реализуется экспериментально, поскольку кинетическая энергия относительного движения первичных фрагментов деления в момент разрыва делящегося ядра E_{kin}^0 достигает значений $\gtrsim 10$ МэВ. Это соответствует надбарьерному по отношению к реальному кулоновскому барьеру процессу деления. Случай, близкий к реальному, был рассмотрен в работе [127], где кинетическая энергия E_{kin}^0 принималась равной нулю. При использовании классических траекторий движения первичных деформированных фрагментов деления были рассчитаны связанные с кулоновским взаимодействием указанных фрагментов изменения $\Delta J_1, \Delta J_2$ их спинов по сравнению со спинами J_1, J_2 . Они обусловлены внутренним механизмом накачки, вызываемым bending-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Оказалось, что вкладами величинами $\Delta J_1, \Delta J_2 \lesssim 2$, и их вкладами можно пренебречь по сравнению со значениями спинов J_1, J_2 . Данный вывод сохраняется и для случая доминирования wriggling-колебаний в формировании относительных орбитальных моментов и спинов J_1, J_2 первичных фрагментов деления, поскольку в этом случае значения спинов J_1, J_2 оказываются заметно большими, нежели в случае учета только bending-колебаний [A5].

Экспериментальные исследования угловых распределений $W(\theta)$ нейтронов [147] и гамма-квантов [57, 136], испаряемых из фрагментов

спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер, привели к обнаружению анизотропного характера указанных распределений:

$$W(\theta) \sim (1 + A \cos^2 \theta), \quad (2.18)$$

где θ – угол между направлением вылета испарительных нейтронов (гамма-квантов) и направлением вылета легкого фрагмента деления, а A – коэффициент анизотропии, имеющий для ядер-актинидов значения $A \approx 0,1$.

Описание указанных анизотропий впервые было проведено на основе представления о появлении больших значений спинов фрагментов деления, ориентированных перпендикулярно направлению вылета легкого фрагмента. Оно было предложено в работах [142, 143] при учете равновесного термодинамического характера энергетических и спиновых распределений фрагментов деления в соответствии с формулами (2.11) – (2.13). В дальнейшем в работах [57, 147], использовались, в отличие от работ [142, 143], неравновесные распределения (2.13) для спинов указанных фрагментов, формируемых в момент разрыва делящегося ядра.

Далее проведем исследование механизмов появления рассматриваемых анизотропий на примере испарительных нейтронов при использовании подходов работ [142, А6].

Исследуем распад термализованного фрагмента деления с испусканием испарительного нейтрона. Волновая функция Ψ^{JM} указанного фрагмента в асимптотической области ($r_n \rightarrow \infty$) может быть представлена в виде:

$$\Psi^{JM} \rightarrow \sum_{lj} \sum_{J_f} \sqrt{\Gamma_{lj}^J / \hbar v_n} \left(e^{ik_n r_n} / r_n \right) U_{ljJ_f}^{JM}, \quad (2.19)$$

где r_n , $k_n = 2m_n \varepsilon / \hbar^2$ и v_n – радиус вектор, волновой вектор и скорость вылетающего нейтрона, j – полный спин нейтрона, $\sqrt{\Gamma_{lj}^J}$ – амплитуда парциальной нейтронной ширины, $U_{ljJ_f}^{JM}$ – каналовая функция, обладающая правильными трансформационными свойствами при обращении времени:

$$U_{ljf}^{JM} = \sum_{m_l m_s m_f m_j} C_{jJ_f m_j m_f}^{JM} C_{l1/2 m_l m_s}^{j m_j} \chi_{1/2 m_s}(\sigma_n) Y_{lm_l}(\Omega) \Psi_{J_f m_f}(\xi_f) i^l. \quad (2.20)$$

В формуле (2.20) $\Psi_{J_f m_f}(\xi_f)$ и $\chi_{1/2 m_s}(\sigma_n)$ – волновая функция конечного состояния фрагмента и спиновая волновая функция нейтрона. Величина $\sqrt{\Gamma_{lj}^J}$ в формуле (2.19) является действительной величиной и не зависит от проекции M спина фрагмента на ось Z л.с.к.

При использовании R -матричной теории ядерных реакций и оптической модели усредненная нейтронная ширина определяется как [132, 133]:

$$\Gamma_{lj}^J(\varepsilon) = D^J T_{lj}(\varepsilon) / 2\pi, \quad (2.21)$$

где D^J – среднее энергетическое расстояние между соседними уровнями распадающегося фрагмента со спином J , $T_{lj}(\varepsilon)$ – коэффициент трансмиссии нейтрона, зависящий не только от орбитального момента l , но и от полного спина j нейтрона.

Рассчитаем многочастичную плотность потока нейтронов в направлении радиуса-вектора \mathbf{r}_n вылетающего нейтрона. Для этого проинтегрируем её по ненаблюдаемым переменным, включая координаты конечного состояния фрагмента ξ_f и спиновую координату нейтрона σ_n , и проведем суммирование по всем конечным состояниям фрагмента при использовании приближения случайных фаз [22]. Тогда можно получить угловое распределение каскадно-испарительных нейтронов в форме [А6]:

$$W(\Omega) \sim \int \sum_{m_j m_f m_l m_s J_f j l} T_{lj}(\varepsilon) \left(C_{jJ_f m_j m_f}^{JM} C_{l1/2 m_l m_s}^{j m_j} \right)^2 |Y_{lm_l}(\Omega)|^2 \rho_f d\varepsilon, \quad (2.22)$$

где плотность конечных состояний фрагмента ρ_f определяется формулой (2.9).

Если выбрать систему координат с осью Z по направлению спина фрагмента \mathbf{J} , когда проекция M указанного спина на эту ось равна $M = J$, то угловое распределение нейтронов в этой системе при использовании формулы для произведения шаровых функций можно представить как:

$$W(\nu) \sim \int \sum_{\substack{m_j m_f m_l \\ m_s J_f j l}} (-1)^{m_l} \frac{(2l+1)}{\sqrt{2l+1}} T_{lj}(\varepsilon) \left(C_{j J_f m_j m_f}^{JJ} C_{l 1/2 m_l m_s}^{j m_j} \right)^2, \quad (2.23)$$

$$\sum_{l=0}^{2l} C_{l 0 0}^{I 0} C_{l m_l - m_l}^{I 0} Y_{I 0}(\nu) \rho_f d\varepsilon.$$

Используя формулу для суммы произведений трех коэффициентов Клебша-Гордона [129], получим:

$$\sum_{m_l m_s} (-1)^{m_l} C_{l m_l - m_l}^{I 0} C_{l 1/2 m_s m_l}^{j m_j} C_{l 1/2 m_s m_l}^{j m_j} = (-1)^{2l+j+1/2} \sqrt{(2l+1)(2j+1)} C_{l j 0 m_j}^{j m_j} \left\{ \begin{matrix} l & l & I \\ j & j & 1/2 \end{matrix} \right\}, \quad (2.24)$$

формулу (2.23) можно привести к виду:

$$W(\nu) \sim \int \sum_{m_j m_f J_f j l} (-1)^{1/2+j} (2l+1) T_{lj}(\varepsilon) \left(C_{j J_f m_j m_f}^{JJ} \right)^2 \sum_{l=0}^{2l} C_{l 0 0}^{I 0} \times \quad (2.25)$$

$$\times C_{l j 0 m_j}^{j m_j} \left\{ \begin{matrix} l & l & I \\ j & j & 1/2 \end{matrix} \right\} \sqrt{(2j+1)} Y_{I 0}(\nu) \rho_f (E^* - B_n - \varepsilon, J_f) d\varepsilon.$$

Эффект накачки относительных орбитальных моментов и спинов первичных фрагментов деления вследствие нулевых «wriggling»-колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва приводит [5, A5] к появлению значений спинов J фрагментов деления, заметно больших характерных значений величин j . Это позволяет воспользоваться асимптотической формулой для коэффициента Клебша-Гордона $C_{j J_f m_j m_f}^{JJ}$ при условии $J, J_f \gg j$ [129]:

$$C_{J_f j m_f m_j}^{JJ} \approx \delta_{m_j, J-m_f} D_{m_j J-J_f}^j(0,0,0) = \delta_{m_j, J-m_f} \delta_{m_j, J-J_f} = \delta_{m_f, J_f} \delta_{m_j, J-J_f}. \quad (2.26)$$

Подставляя формулу (2.26) в формулу (2.25) и учитывая представление ρ_f (2.12) с заменой $(2J_f + 1)$ на $2J_f$ при $J_f \gg 1$, сумму по J_f в формуле (2.25), можно заменить, как это делалось в работе [142], интегралом вида:

$$W(\theta) \sim \int 2J_f \varphi(J_f) dJ_f, \quad (2.27)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(J_f) = & \int \exp \left\{ -\frac{J_f(J_f+1)}{B^2} \right\} \sum_{jl} (-1)^{1/2+j} (2l+1) T_{lj}(\varepsilon) \times \\ & \times \sum_{I=0}^{2l} C_{l00}^{I0} C_{jj-(J-J_f)J-J_f}^{I0} \begin{Bmatrix} l & l & I \\ j & j & 1/2 \end{Bmatrix} \times (-1)^{j+J-J_f} \frac{(2j+1)}{\sqrt{(2I+1)}} Y_{I0}(\nu) \rho_f(E^* - B_n - \varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Выбирая систему координат с осью Z , параллельной вектору \mathbf{J} , когда $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{j}) = Jm_j$, можно получить формулу:

$$J_f(J_f+1) \approx J_f^2 = (\mathbf{J} - \mathbf{j})^2 = j(j+1) + J(J+1) - 2Jm_j. \quad (2.29)$$

Дифференцируя указанную формулу при фиксированных J и j , можно получить дифференциальное соотношение $2J_f dJ_f = -2J dm_j$, которое позволяет выразить интеграл по dJ_f в формуле (2.27) через интеграл по dm_j . Заменяя интегрирование по dm_j на суммирование по значениям проекции m_j , которые, как следует из (2.26), равны $m_j = J - J_f$, получим:

$$W(\nu) \sim \sum_{m_j} (2J) \varphi(J_f). \quad (2.30)$$

Подставляя в экспоненту формулу (2.29) и ограничиваясь в разложении этой экспоненты членами второго порядка по малому параметру (j/σ) , найдем:

$$\exp \left\{ -\frac{J_f(J_f+1)}{B^2} \right\} = \exp \left\{ -\frac{J(J+1)}{B^2} \right\} \left(1 + \left(\frac{2J}{B^2} \right) m_j + \frac{1}{2} \left(\frac{2J}{B^2} \right)^2 m_j^2 - \frac{2j(j+1)}{B^2} + \dots \right). \quad (2.31)$$

Пренебрежем в формуле (2.31) четвертым членом (он мал по сравнению с первым) и подставим первый член формулы (2.31), не зависящий от m_j , в формулу (2.30). Тогда можно получить изотропную часть углового распределения испарительных нейтронов, если при этом использовать явный вид коэффициента Клебша-Гордона и коэффициента Рака и провести суммирование по m_j с учетом ортогональности коэффициентов Клебша-Гордона $C_{jj-m_j m_j}^{I0}$ и

$C_{jj-m_j m_j}^{00} = (-1)^{j+m_j} / \sqrt{2j+1}$ (оно приведет к появлению значения углового момента $I = 0$):

$$(W(\nu))^{(0)} \sim \int \sum_{lj} T_{lj}(\varepsilon) (2j+1) \rho_f(E^* - B_n - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.32)$$

Легко показать, что подстановка второго члена формулы (2.31) в формулу (2.30) дает нулевой вклад в угловое распределение (2.29), если учесть изменения знака коэффициента Клебша-Гордона $C_{lj0m_j}^{jm_j}$ при инверсии проекции спина m_j .

Подставляя третий член формулы (2.31) в формулу (2.30), используя явный вид коэффициента Клебша-Гордона и коэффициента Рака, выражая величину m_j^2

через коэффициент Клебша-Гордона:

$$m_j^2 = \left(\sqrt{(2j-1)j(j+1)(2j+1)(2j+3)/5} (-1)^{j+m_j} C_{jj-m_j m_j}^{20} + j(j+1) \right) / 3 \quad [19] \quad \text{и}$$

проводя суммирование по m_j с учетом условия ортогональности коэффициентов Клебша-Гордона $C_{jj-m_j m_j}^{I0}$ и $C_{jj-m_j m_j}^{20}$ (оно приводит к выделению значения углового момента $I = 2$), получим:

$$(W(\nu))^{(2)} \sim \int \left(\frac{2J}{B^2} \right)^2 \sum_{lj} T_{lj}(\varepsilon) \frac{(2j+1)}{2} \times \left[-\frac{4j^2 + 4j - 3}{12\sqrt{5}} Y_{20}(\nu) + \frac{j(j+1)}{3} \right] \rho_f(E^* - B_n - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.33)$$

Суммируя выражения (2.32) и (2.33), найдем:

$$W(\nu) \sim \int \sum_{lj} T_{lj}(\varepsilon) (2j+1) \times \left\{ 1 + \left(\frac{2J}{B^2} \right)^2 \left[-\frac{4j^2 + 4j - 3}{24\sqrt{5}} Y_{20}(\nu) + \frac{j(j+1)}{6} \right] \right\} \rho_f(E^* - B_n - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.34)$$

Преобразуем шаровые функции $Y_{20}(\nu)$, переходя от системы координат, в которой ось Z параллельна спину фрагмента \mathbf{J} , к системе координат, где ось Z параллельна направлению вылета легкого фрагмента деления. Это можно сделать с помощью функций Вигнера $D_{0K}^I(\alpha, \beta, \gamma)$, где α, β, γ – углы Эйлера,

которые для данного преобразования можно взять в виде:
 $\alpha = 0, \beta = -\pi / 2, 0 \leq \gamma \leq 2\pi$. Получим:

$$Y_{20}(\nu) = \sum_K D_{0K}^2(\alpha, \beta, \gamma) Y_{2K}(\theta, \varphi) = \sum_K d_{0K}^2(\pi / 2) e^{-iK\gamma} Y_{2K}(\theta, \varphi). \quad (2.35)$$

Учитывая равновероятность всех значений γ при преобразовании (2.26), можно усреднить формулу (2.35), заменяя величину $e^{-iK\gamma}$ на её среднее значение:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iK\gamma} d\gamma = \delta_{K,0}. \quad (2.36)$$

Учитывая, что $d_{00}^2(\pi / 2) = -1 / 2$, найдем закон преобразования функции $Y_{20}(\nu)$:

$$Y_{20}(\nu) = -(1/2) Y_{20}(\theta), \quad (2.37)$$

и с учетом малости величины $(1/2)(2J/B^2)^2 k_n(j)$ по сравнению с единицей получим для углового распределения (2.25) выражение [А6].

$$W(\theta) \sim \sum_{lj} T_{lj}(\bar{\varepsilon})(2j+1) \left\{ 1 + (2J/B^2)^2 k_n(j) \cos^2 \theta \right\}, \quad (2.38)$$

$$k_n(j) = \frac{4j^2 + 4j - 3}{32}.$$

Формулу (2.38) можно привести к формуле (2.39), в которой коэффициент анизотропии A_n в угловом распределении нейтронов при учете всех ступеней каскада имеет вид:

$$A_n = \frac{\sum T_{lj}(\bar{\varepsilon}) (\bar{J}/B^2)^2 (2j+1) k_n(j)}{\sum T_{lj}(\bar{\varepsilon}) (2j+1)}, \quad (2.39)$$

где $\bar{\varepsilon}$, \bar{T} и \bar{J} – усредненные по всем ступеням каскада энергия вылетающего нейтрона, температура и спин фрагмента деления. Учитывая, что коэффициенты трансмиссии нейтронов $T_{lj}(\bar{\varepsilon})$ имеют близкие значения для легкого и тяжелого фрагментов, слабо зависят от полного спина нейтрона j и могут быть представлены как $T_{lj}(\bar{\varepsilon}) \approx T_l(\bar{\varepsilon})$, в формуле (2.39), можно провести суммирование по j и получить для коэффициента анизотропии формулу:

$$A = \frac{\sum T_l(\bar{\varepsilon})(2\bar{J} / B^2)^2 (2l+1)(l+1)l/8}{\sum T_l(\bar{\varepsilon})(2l+1)}. \quad (2.40)$$

Здесь $\bar{\varepsilon}$ и \bar{J} – усредненные по всем ступеням испарительного каскада энергии вылетающего нейтрона и спины фрагментов деления, формируемых на указанных ступенях.

Подставим в формулу (2.40) значение величины $\bar{J} \approx 7$, связанной с $B^2 = 95$ при использовании коэффициентов C_w и C_b для ядра ^{236}U и рассчитанные в работе [148] коэффициенты трансмиссии нейтронов $T_l(\bar{\varepsilon})$ для наиболее вероятного значения энергии вылетающих нейтронов $\bar{\varepsilon} \approx 1$ МэВ в системах центров масс фрагментов деления. В результате для коэффициента анизотропии (2.40) получится значение $A \approx 0.09$, которое оказывается близким к экспериментальному $A_{\text{exp}} \approx 0.1$, полученному в работе [147]. Аналогичным образом не трудно провести расчет коэффициента анизотропии для гамма-квантов.

Из проведенного выше рассмотрения можно сделать вывод, что учет поперечных нулевых wiggling- и bending-колебаний делящегося ядра позволяет качественно описать основные характеристики нейтронов и гамма-квантов, испаряемых из термализованных фрагментов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер-актининов. Это описание можно существенно улучшить, если при расчетах коэффициентов C_w и C_b в формулах для спиновых распределений фрагментов деления учесть зарядовую и массовую асимметрию фрагментов деления, а также более детально учесть эффекты [6], связанные с ядерными и кулоновскими взаимодействиями деформированных предфрагментов деления вблизи точки их соприкосновения в шейке делящегося ядра.

II. 3. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР И ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Для описания углового распределения фрагментов вынужденного низкоэнергетического деления СДЯ общепринято пользоваться формулой О. Бора [7]:

$$d\sigma \sim \sum_{M,K} a_M b_K \{ |D_{MK}^J(\theta)|^2 + |D_{M-K}^J(\theta)|^2 \} \sin\theta d\theta, \quad (2.41)$$

где θ – угол между направлением разлета фрагментов деления и осью z лабораторной системы координат (л.с.к.). По гипотезе О. Бора, разлет фрагментов происходит по прямой вдоль оси симметрии делящегося ядра. Стоящие в формуле (2.10) D - функции служат для перехода из внутренней системы координат делящегося ядра в лабораторную систему. Величины M и K означают проекции спина делящегося ядра на ось Z л.с.к. и на ось симметрии ядра соответственно, причем коэффициенты a_M определяют ориентацию спина J делящегося ядра в л.с.к., а коэффициенты b_K характеризуют распределение проекции K спина J на ось симметрии указанного ядра. Поэтому понятно, что для появления угловой анизотропии разлета фрагментов необходимо иметь неоднородную заселенность состояний M и K делящейся системы [13].

Неоднородность заселенности состояний с проекцией спина M обеспечивается несколькими способами. Можно ориентировать делящееся ядро внешними магнитными полями или использовать пучок поляризованных нейтронов, который передаст свою поляризацию делящемуся компаунд ядру. Можно также вместо нейтронов использовать гамма-кванты в реакции фотоделения, поскольку спиральность фотона гарантирует [7] заселение состояний $M = \pm 1$ в л.с.к. с осью z , совпадающей с направлением налетающего гамма-кванта. Кроме того, при делении ядра-мишени частицами высокой энергии вносимый в ядро большой угловой момент будет ориентирован

перпендикулярно направлению пучка падающих частиц, что также приводит к неоднородности коэффициентов a_M .

Даже при неоднородных коэффициентах a_M однородная «размазка» делящейся системы по всем возможным проекциям K будет приводить к изотропии угловых распределений фрагментов [13]. Поэтому угловую анизотропию разлета фрагментов деления под действием низкоэнергетических нейтронов О. Бор [7] объясняет тем, что в сумму (2.10) вносит вклад лишь одно или всего несколько значений квантового числа K . При этом из эксперимента известно [7], что нейтронные резонансные состояния компаунд-ядра, возникающие при поглощении мишенью низкоэнергетического нейтрона, являются статистической смесью всех значений K , возможных при фиксированном значении спина компаунд-ядра. В работах [100, 101] такое смешивание было объяснено кориолисовым взаимодействием, испытывающим динамическое усиление при экспоненциальном возрастании плотности компаунд-резонансов с ростом энергии возбуждения нагретого составного ядра.

Было показано, что коэффициенты кориолисова смешивания c состояний с отличающимися на единицу значениями K испытывают такое же динамическое усиление, как и коэффициенты смешивания за счет Р-нарушающих взаимодействий (см., например [130]):

$$c = \frac{\langle \Psi_{K\pm 1}^J | \hat{H}_{Cor} | \Psi_K^J \rangle}{E_{K\pm 1} - E_K} \approx c_0 \sqrt{N}. \quad (2.42)$$

Здесь $N \approx \frac{D_0}{D}$ – число простых компонент модели независимых частиц, вносящих вклад в волновую функцию компаунд-резонанса, где $D_0 \approx 1$ МэВ – среднее расстояние между соседними уровнями ядра вблизи его основного состояния, а $\bar{D} \approx 1$ эВ – аналогичное расстояние между соседними нейтронными резонансными состояниями, когда $N \approx 10^6$; c_0 – коэффициент кориолисова смешивания для основного состояния, имеющий значение $c_0 \approx 0,02$. Поэтому для полностью термализованных компаунд-состояний делящегося ядра, для

которых коэффициент N принимает очень большие значения, коэффициент c становится значительно больше единицы, а волновые функции данных состояний включают с равной вероятностью все возможные значения K .

Волновые функции этих состояний представляют собою суперпозицию [8-14] многоквaziчастичных состояний делящегося ядра с включением компонент, связанных с коллективными деформационными колебаниями делящегося ядра и соответствующих введенным О. Бором [7] переходным делительным состояниям. Эти компоненты характеризуются различными значениями проекции K , которые сохраняются на этапах деформационного движения указанного ядра через барьеры деления вплоть до точки его разрыва на фрагменты деления. Энергия указанных колебаний оказывается близкой к полной энергии возбуждения составного делящегося ядра в первой яме его потенциала деформации, так что это ядро оказывается «холодным» по отношению к его нуклонным степеням свободы на всех адиабатических этапах его движения. В то же время и на неадиабатическом участке коллективного движения делящегося ядра, возникающего при его спуске с внешнего барьера деления, появляются [13] только «входные» низколежащие коллективные возбуждения нуклонных степеней свободы, для которых отсутствует динамическое усиление кориолисова взаимодействия.

Это противоречит предположениям статистической модели (см., напр. [131]), из которых следует, что неадиабатический спуск с внешнего барьера приводит к тому, что в точке разрыва ядро находится в состоянии термодинамического равновесия с температурой порядка 1 МэВ.

Разумеется, после разрыва делящегося ядра возбужденные, но нетермализованные фрагменты очень быстро (за время порядка 10^{-21} с) термализуются и начинают испарять нейтроны и гамма-лучи в соответствии с представлением статистической модели.

Как было указано выше, модель О. Бора о классическом движении фрагментов делящегося ядра вдоль прямой линии, совпадающей с осью симметрии делящейся системы, позволяет объяснить наблюдаемую

экспериментально анизотропию разлета фрагментов. Однако квантовое рассмотрение углового распределения фрагментов требует отказа от некоторых весьма устоявшихся модельных подходов. Классическое рассмотрение разлета фрагментов по прямой линии приходит в противоречие с принципами квантовой механики. Действительно, если фрагменты движутся вдоль этой линии, то в классическом подходе угловой момент L их относительного движения должен быть равен нулю, поскольку стремится к нулю прицельный параметр b для такого движения. Однако в квантовой механике движение фрагментов точно по прямой можно описать лишь как суперпозицию бесконечного числа парциальных волн:

$$\delta(\xi'-1) = \sum_{L=0}^{\infty} Y_{L0}(\theta') Y_{L0}(0) = \sum_{L=0}^{\infty} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \cdot Y_{L0}(\theta'), \quad (2.43)$$

где $\xi' = \cos\theta'$, а θ' – угол между направлениями импульса относительного движения фрагментов и оси симметрии делящегося ядра. Если число парциальных волн в формуле (2.43) ограничено конечной величиной L_{\max} , то движение фрагментов ограничено конусом с углом раствора $\Delta\theta'$, удовлетворяющим соотношению неопределенности:

$$\Delta\theta' \approx 1/L_{\max}. \quad (2.44)$$

В противоположность этому, продукты реакции с угловым моментом $L=0$ имеют изотропное угловое распределение.

Противоречие между классической и квантовой картинками и появление больших значений относительных угловых моментов фрагментов деления можно объяснить в простой модели нулевых колебаний квантового маятника (напр. [14]) в полной аналогии с нулевыми колебаниями квантового осциллятора.

Напомним, как связано хорошо известное соотношение неопределенности

$$\Delta p \cdot \Delta x \sim h, \quad (2.45)$$

с нулевыми колебаниями одномерного квантового осциллятора. Его уравнение Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{C}{2} x^2 - E_n \right] \Psi_n(x) = 0, \quad (2.46)$$

имеет собственные значения:

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2.47)$$

где частота ω определяется отношением «жесткости» C осциллятора к его массе m :

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{m}}. \quad (2.48)$$

Важным для нас является его основное состояние, для которого число осцилляторных квантов $n=0$, а энергия E_0 , обычно называемая энергией нулевых колебаний, имеет значение:

$$E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}. \quad (2.49)$$

Волновая функция этого состояния имеет структуру:

$$\Psi_0(x) = \frac{\alpha}{(\pi)^{1/4}} \exp\left\{ -\frac{\alpha x^2}{2} \right\}, \quad (2.50)$$

где $\alpha^2 = \frac{mC}{\hbar^2}$.

Природа этого состояния – чисто квантовая. Поэтому, хотя $n=0$, энергия данного состояния не равна 0. Связано это с тем, что, согласно (2.50), координата частицы ограничена величиной $\Delta x \sim \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$. Тогда в силу соотношения (2.45) неопределенность импульса имеет значение $\Delta p \sim \hbar\sqrt{\alpha}$, а кинетическая энергия является конечной величиной:

$$E_0 \geq \frac{(\Delta p)^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2 \alpha}{2m} = \frac{\hbar\omega}{2}.$$

Произведя Фурье-преобразование $\Psi_0(x)$ (т.е. разложение по собственным функциям оператора импульса), получим вероятность распределения импульса в этом состоянии:

$$|a(p)|^2 = \frac{1}{\hbar\sqrt{\pi\alpha}} \exp\left\{-\frac{p^2}{\alpha \cdot \hbar}\right\}. \quad (2.51)$$

Отсюда среднее значение квадрата импульса в этом состоянии:

$$\overline{p^2} = \frac{m\hbar\omega}{2}.$$

В случае квантового маятника роль соотношения неопределенности «координата-импульс» (2.45) выполняет соотношение неопределенности «угловой момент – угол поворота в плоскости, перпендикулярной моменту» (см. подробный вывод в [132] или упрощенный – в [14]):

$$\Delta L \cdot \Delta \theta \approx \hbar, \quad (2.52)$$

в полной аналогии с соотношением неопределенности (2.45) для импульса и координаты. Продолжая эту аналогию, напишем уравнение для квантового маятника:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial}{\partial \theta}\right) + \frac{C\theta^2}{2} - E_n\right] \Psi_n(\theta) = 0. \quad (2.53)$$

Это уравнение является аналогом уравнения (2.46) для квантового осциллятора, момент инерции \mathfrak{I} маятника – аналог массы m , а первый член (2.22) («центробежная энергия») – аналог кинетической энергии в (2.46). Его собственные значения определяются равенствами:

$$E_n = \hbar\omega(2n + 1).$$

Рассмотрим и в этом случае основное состояние нулевых колебаний с числом квантов $n = 0$. Энергия нулевых колебаний маятника $E_0 = \hbar\omega$, а волновая функция

$$\Psi_0(\theta) = \sqrt{\frac{\gamma}{\pi}} \exp\left\{-\frac{\gamma\theta^2}{2}\right\}, \quad (2.54)$$

где $\gamma^2 = \frac{\mathfrak{I}C}{\hbar^2}$.

Это состояние также не имеет классических аналогов и является следствием соотношения неопределенности (2.52). Поскольку амплитуда колебаний маятника ограничена узким сектором $\Delta\theta \sim 1/\sqrt{\gamma}$, то из соотношения

(2.52) неопределенность его углового момента $\Delta L \sim \hbar\sqrt{\gamma}$, а средние значения углового момента и его квадрата будут равны [14]:

$$\bar{L} \approx \frac{\sqrt{\pi\gamma}}{2}, \quad \bar{L}^2 \approx \gamma. \quad (2.55)$$

Как уже отмечалось [13], из экспериментально подтвержденного закона сохранения квантового числа K следует, что делящаяся система в точке разрыва не может быть нагретой. Поэтому энергия угловых колебаний ее должна быть минимальна, и именно основное состояние уравнения (2.53) будет заметно заселяться при делении. Поскольку в таком состоянии направление импульса относительного движения фрагментов максимально ограничено узким конусом вокруг оси симметрии, само это состояние является суперпозицией состояний с различными орбитальными моментами L относительного движения фрагментов. Средние значения этих орбитальных моментов определяются формулами (2.55).

Отклонения от формулы О. Бора (2.10) в угловых распределениях фрагментов подбарьерного фотоделения ядер-актинидов (четно-четных изотопов урана и плутония) в работах [8, 13, 133, A10, A13] учитывались путем замены в формуле (2.41) множителя:

$$\left[|D_{MK}^J(\theta)|^2 + |D_{M-K}^J(\theta)|^2 \right], \quad (2.56)$$

на выражение

$$\int [|D_{MK}^J(\omega)|^2 + |D_{M-K}^J(\omega)|^2] F_{L_m}^2(\xi') d\omega. \quad (2.57)$$

Здесь $F^2(L_m, \theta')$ – нормированное на единицу угловое распределение фрагментов деления во внутренней системе координат делящегося ядра, когда амплитуда указанного распределения имеет вид:

$$F(L_m, \theta') = c(L_m) \sum_{L=0}^{L_m} Y_{L0}(\theta') Y_{L0}(0) R_L. \quad (2.58)$$

Параметр L_m , совпадающий с максимальным значением относительного орбитального момента фрагментов деления, вводится для того, чтобы получить из формулы (2.43), которая основана на условии полноты сферических функций

и выражена через точные дельта-функции, формулу (2.58), связанную с «размазанными» дельта-функциями. Величина R_L в (2.58) учитывает закон сохранения четности при делении:

$$R_L = \frac{1}{2}(1 + \pi\pi_1\pi_2(-1)^L), \quad (2.59)$$

где π и π_1, π_2 – четности делящегося ядра и фрагментов деления. Наконец, величина $c(L_m)$ находится из условия нормировки на единицу углового распределения фрагментов деления во внутренней системе координат:

$$c(L_m) = \sqrt{4\pi} \left\{ \sum_{L=0}^{L_m} (2L+1)R_L \right\}^{-1/2}. \quad (2.60)$$

При $L_m \rightarrow \infty$ угловое распределение фрагментов $F^2(L_m, \theta')$ переходит в сумму точных δ -функций вида:

$$\frac{1}{4\pi} [\delta(\xi' - 1) + \delta(\xi' + 1)]. \quad (2.61)$$

Теперь можно найти амплитуду $B(L, L_m)$:

$$B(L, L_m) = \int Y_{L0}(\theta') F(L_m, \theta') d\Omega' = 2\pi \int Y_{L0}(\theta') F(L_m, \theta') \sin \theta' d\theta', \quad (2.62)$$

нормированного на единицу распределения относительных орбитальных моментов фрагментов деления $W(L, L_m) = B^2(L, L_m)$, которая при использовании формулы (2.58) принимает вид:

$$B(L, L_m) = c(L_m) \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} R_L b(L, L_m), \quad (2.63)$$

где

$$b(L, L_m) = \begin{cases} 1, & L \leq L_m \\ 0, & L > L_m \end{cases}. \quad (2.64)$$

Несложно показать на основе формул (2.62) – (2.64), что нормированное распределение $W(L, L_m)$ принимает вид:

$$W(L, L_m) = \frac{2L}{L_m^2}, \quad 0 \leq L \leq L_m. \quad (2.65)$$

На Рис. 2-2 представлен график нормированного распределения $W(L, L_m)$ при $L_m \approx 21,6$.

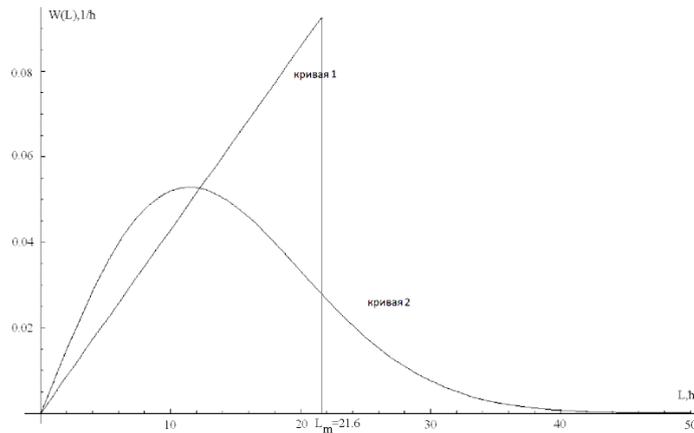


Рис. 2-2. График распределений относительных орбитальных моментов фрагментов деления (кривая 1) и (кривая 2) для ^{236}U при значениях $L_m = 21,6$ и $C_w = 131,8$.

Используя угловое распределение (2.63), получим среднее значение \bar{L} орбитального момента L :

$$\bar{L} = \sum_L L W(L, L_m). \quad (2.66)$$

В случае выполнения условия $L_m \gg 1$, при котором величины \bar{L} близки для случаев четных и нечетных L , а величина $(2L+1)$ с хорошей точностью заменяется на $2L$, можно, используя формулы для сумм натуральных чисел и их квадратов, величину \bar{L} (2.66) представить как:

$$\bar{L} = \frac{\sum_{L=0}^{L_m} L^2}{\sum_{L=0}^{L_m} L} = \frac{(2L_m + 1)L_m(L_m + 1) \frac{1}{6}}{\frac{1}{2} L_m^2} = \frac{2}{3} L_m. \quad (2.67)$$

Практически все современные расчеты угловых распределений фрагментов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер основаны на гипотезе О. Бора [7] о коллинеарности направлений вылета фрагментов направлению оси симметрии делящегося ядра. Однако из квантово-механического соотношения для неопределенностей ΔL и $\Delta \theta'$ (2.52) в

определениях относительного орбитального момента фрагментов деления L и углов их вылета θ' во внутренней системе координат (в.с.к.) делящегося ядра следует, что имеет место полная неопределенность $\Delta L = \infty$ в значениях относительных орбитальных моментов L . Здесь учтено, что предложенное в [51] угловое распределение фрагментов отлично от нуля при фиксированных значениях $\theta' = 0$ и $\theta' = 180^\circ (\Delta\theta' = 0)$. Поскольку подобная ситуация в принципе не может реализоваться экспериментально, ясно, что рассмотренная выше гипотеза О. Бора [7] носит лишь приближенный характер. В общем случае при учете аксиальной симметрии делящегося ядра угловое распределение фрагментов двойного деления $P(\Omega')$ во в.с.к. может быть представлено [134, A14] как:

$$P(\Omega') = |A(\Omega')|^2 = \left| \sum_L \psi_L Y_{L0}(\Omega') \right|^2, \quad (2.68)$$

где ψ_L – нормированная на единицу волновая функция. Она описывает распределение фрагментов деления $W(L) = |\psi(L)|^2$ по их относительным орбитальным моментам L и дает амплитуду углового распределения $A(\Omega')$, отличную от нуля в близкой окрестности углов $\theta' = 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$. В силу принципа неопределенности квантовой механики это оказывается возможным в случае, когда амплитуда $A(\Omega')$ строится как когерентная суперпозиция относительных орбитальных моментов L фрагментов деления и соответствует большим средним значениям и дисперсиям указанных моментов.

Механизм появления волновых функций ψ_L , приводящих к подобной структуре амплитуды $A(\Omega')$, естественно, возникает [A10, A11] при учете поперечных нулевых wiggling-колебаний делящегося ядра [5]. Только такие колебания, в отличие от поперечных bending-колебаний, связаны с относительными орбитальными моментами фрагментов деления и приводят к формированию требуемых выше волновых функций ψ_L .

Нормированное на единицу угловое распределение фрагментов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер в лабораторной системе координат (л.с.к.) $P_{MK}^J(\Omega)$, где Ω – телесный угол, определяющий направление вылета указанных фрагментов в л.с.к., для ПДС (J_{MK}) делящегося ядра, может быть выражено [107, 11, 134, 135] через введенное выше (2.68) угловое распределение фрагментов деления $P(\Omega')$ во внутренней системе координат (в.с.к.) делящегося ядра как:

$$P_{MK}^J(\Omega) = \frac{2J+1}{16\pi^2} \int d\omega \left[\left| D_{MK}^J(\omega) \right|^2 + \left| D_{M-K}^J(\omega) \right|^2 \right] P(\Omega'). \quad (2.69)$$

В формуле (2.69) $D_{MK}^J(\omega)$ – обобщенная сферическая функция, зависящая от углов Эйлера $\omega = \alpha, \beta, \gamma$, определяющих ориентацию осей в.с.к. по отношению к осям л.с.к.

Для теоретического описания углового распределения (2.69) необходимо знание углового распределения $P(\Omega')$ указанных фрагментов во в.с.к. делящегося ядра. Его можно выразить формулой (2.68) через амплитуду углового распределения $A(\Omega')$, связанную с волновой функцией ψ_L . Она определяет распределение фрагментов деления по их относительным орбитальным моментам L в окрестности точки разрыва делящегося ядра. Эта функция должна быть связана только с wiggling-колебаниями делящегося ядра, поскольку только для таких колебаний вводятся в рассмотрение указанные орбитальные моменты.

Волновые функции нулевых wiggling- и bending-колебаний в импульсном представлении $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$, $\Psi_0(J_{b_y})$ зависят от моментов количества движения для wiggling (w)- и bending (b)-колебаний $J_{w_x}, J_{w_y} (J_{b_x}, J_{b_y})$. Эти моменты связаны с проекциями спинов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 фрагментов деления на оси X, Y , перпендикулярные оси симметрии делящегося ядра Z :

$$\begin{aligned}
J_{w_x} &= J_{1x} + J_{2x}, J_{w_y} = J_{1y} + J_{2y}; \\
J_{b_x} &= J_{1x} - J_{2x}, J_{b_y} = J_{1y} - J_{2y}; \\
J_1^2 &= J_{1x}^2 + J_{1y}^2, J_2^2 = J_{2x}^2 + J_{2y}^2.
\end{aligned}
\tag{2.70}$$

В результате $\Psi_0(J_{w_x})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$ представляются в виде [9]:

$$\begin{aligned}
\Psi_0(J_{w_x}) &= (\pi C_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{w_x}^2}{4C_w}\right), \\
\Psi_0(J_{b_x}) &= (\pi C_b)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{b_x}^2}{4C_b}\right).
\end{aligned}
\tag{2.71}$$

Здесь $C_w = M_w \hbar \omega_w$, $C_b = M_b \hbar \omega_b$, частоты ω_w и ω_b wriggling- и bending-колебаний определяются классическими формулами $\omega_w = \sqrt{K_w / M_w}$ и $\omega_b = \sqrt{K_b / M_b}$, где K_i – параметр жесткости, а M_i – массовый параметр. Выразим функцию распределения $W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2)$ фрагментов деления по спинам \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 через произведения квадратов модулей волновых функций нулевых bending- и wriggling-колебаний (2.71) [A5, A10, A11, A14]:

$$W(\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2) = |\Psi_0(J_{w_x})|^2 |\Psi_0(J_{w_y})|^2 |\Psi_0(J_{b_x})|^2 |\Psi_0(J_{b_y})|^2.
\tag{2.72}$$

Для доказательства формулы (2.72) преобразуем спиновое распределение фрагментов деления (2.72) к виду:

$$W(\mathbf{L}, \mathbf{J}') = \frac{1}{\pi^2 C_w C_b} \exp\left[-\frac{\mathbf{L}^2}{2C_w} - \frac{\mathbf{J}'^2}{2C_b}\right].
\tag{2.73}$$

Здесь введены определения относительного орбитального момента \mathbf{L} и относительного спина \mathbf{J}' фрагментов деления через спины первого и второго фрагментов деления \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2

$$\mathbf{L} = -(\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2), \mathbf{J}' = (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2)/2;
\tag{2.74}$$

$$\mathbf{J}_1 = -\mathbf{L}/2 + \mathbf{J}', \mathbf{J}_2 = -\mathbf{L}/2 - \mathbf{J}';
\tag{2.75}$$

учтено, что якобиан замены при переходе от элемента фазового объема $d\mathbf{J}_1 d\mathbf{J}_2$ к элементу $d\mathbf{L} d\mathbf{J}'$ равен 1. Учитывая, что элементы фазового объема $d\mathbf{L}, d\mathbf{J}'$ при

учёте двумерности векторов \mathbf{L}, \mathbf{J}' в цилиндрической системе координат представляются как:

$$\begin{aligned} d\mathbf{L} &= LdLd\varphi_L, \\ d\mathbf{J}' &= J'dJ'd\varphi_{J'}, \end{aligned} \quad (2.76)$$

и проводя интегрирование распределения (2.73) по $dJ', d\varphi_{J'}, d\varphi_L$, можно получить нормированное на единицу распределение $W(L)$:

$$W(L) = \frac{L}{C_w} \exp\left[-\frac{L^2}{2C_w}\right]. \quad (2.77)$$

Как и следовало ожидать, полученное распределение $W(L)$ определяется только константой C_w для wriggling-колебаний.

Поскольку $W(L) = |\psi(L)|^2$, получим:

$$\psi_L = \sqrt{\frac{L}{C_w}} \exp\left(-\frac{L^2}{4C_w}\right). \quad (2.78)$$

Волновая функция ψ_L описывает распределение относительных орбитальных моментов фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра. Среднее значение \bar{L} модуля вектора относительного орбитального момента \vec{L} фрагментов деления, рассчитанное как:

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L |\psi(L)|^2 dL = \frac{1}{C_w} \int_0^{\infty} L^2 \exp\left(-\frac{L^2}{2C_w}\right) dL = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_w)^{1/2}, \quad (2.79)$$

оказывается равным $\bar{L} \approx 14,4$ [11, 14] (использовано найденное выше значения $C_w = 132$ для ядра ^{236}U).

Если теперь потребовать совпадения средних значений \bar{L} для введенных выше распределений (2.67) и (2.77), можно найти значение L_m , подставив найденное среднее значение $\bar{L} \approx 14,4$ формулу (2.69): $L_m \approx 21,6$.

Самые грубые оценки неопределенности $\Delta\theta'$ направления разлета фрагментов по отношению к оси симметрии делящегося ядра получаются при использовании соотношения $\Delta\theta' \approx r_0/R_0$ [136], где r_0 – радиуса шейки делящегося ядра, а R_0 – расстояние между центрами предфрагментов в точке

разрыва, и дают $\Delta\theta' \approx 0,07$. Тогда, используя формулу (2.67), для величины L_m можно получить: $L_m \approx 15$.

Значительно более тонкие оценки величины L_m были проведены в работах [102, 133] на основе формулы (2.57) при анализе угловых распределений фрагментов подбарьерного фотоделения четно-четных изотопов урана и плутония. Они привели к значениям $L_m \approx 25 \div 30$. Таким образом, значение L_m , полученное с помощью формулы (2.67), располагается в промежутке между $L_m \approx 15$ и $L_m \approx 25 \div 30$ (эти значения были получены в работах [136] и [102, 133]).

Следует указать еще одну квантовую поправку, которой обычно пренебрегают в формуле Бора для угловых распределений фрагментов. Формула (2.41) была написана для случая деления ядра через изолированный резонанс со спином J . Формула, учитывающая, что у компаунд-ядра существует много резонансов, записывается в теории Бора [7] для сечений фотоделения ядер как:

$$\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega} = \sum_J \sum_{M=-J}^J \sigma(JM) \sum_{K=0}^J \frac{\Gamma_f(JK)}{\Gamma(J)} \frac{2J+1}{4} (|D_{M,K}^J(\theta)|^2 + |D_{M,-K}^J(\theta)|^2), \quad (2.80)$$

где $\sigma(JM)$ есть сечение образования компаунд-ядра с полным спином J и его проекцией M на направление падающего пучка. Интерференцией между резонансами О.Бор пренебрегает и явно использует приближение изолированного резонанса. На самом деле этого делать нельзя. В работе [137], посвященной анализу экспериментально наблюдаемой анизотропии фрагментов деления выстроенных ядер нейтронами, сделан вывод о том, что приближением изолированного резонанса нельзя пользоваться даже при анализе данных, полученных на максимуме резонанса. Интерференция амплитуд делительных ширин ядерных резонансов с различными спинами J и J' обусловлена тем, что внутренние волновые функции фрагментов деления указанных резонансов совпадают, а меняются лишь относительные орбитальные моменты указанных фрагментов. Важная роль резонансной интерференции неоднократно подчеркивалась (см., например, [138, 139]) при анализе Т-нечетных эффектов в тройном делении ядер поляризованными нейтронами. Поэтому в выражении

(2.80) следует заменить [13] все суммы на двойные (например, $\sum_J \rightarrow \sum_{J,J'}$), а делительные ширины Γ – на произведения амплитуд указанных ширин для спинов J, J' .

Учет квантовых поправок к практически классической теории деления О. Бора приводит к следующим заключениям. Для того, чтобы наблюдать угловую анизотропию фрагментов деления ориентированных ядер медленными нейтронами или около-барьерного фотоделения ядер, необходимо, чтобы при спуске с барьера вплоть до точки разрыва сохранялось квантовое число K , которое характеризует переходное состояние, возникшее в седловой точке. Это означает, что возбуждения внутренних степеней свободы при неадиабатическом спуске от седловой точки до точки разрыва ограничиваются лишь простыми «входными» состояниями с малым числом квазичастиц и малой плотностью уровней. Ядро не успевает термализоваться при спуске с барьера.

Разлет фрагментов по прямой, совпадающей с осью симметрии делящегося ядра, означает, что их угловое распределение описывается квантовой суперпозицией очень большого числа L_m парциальных волн. Это распределение заполняет конус с осью, совпадающей с осью симметрии и с углом раствора $\theta \approx 1/L_m$.

Источником больших значений угловых моментов L_m при разлете фрагментов и одновременно их больших спинов являются нулевые поперечные колебания предфрагментов делящегося ядра вблизи от его точки разрыва. Проведена оценка величины \bar{L} . Для усредненной величины $C_w \approx 132$, найденной для делящихся ядер-актинидов с параметрами из работы [5], она принимает достаточно большое значение $\bar{L} = 14,4$, что обеспечивает хорошую точность реализации гипотезы О.Бора.

II.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ II

В главе II исследована связь угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными wriggling - и bending -колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Проведенный в разделе II.1 анализ природы угловых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с учетом квантовых поправок к практически классической теории деления О. Бора приводит к следующим заключениям:

Во-первых, для наблюдения угловой анизотропии фрагментов деления ориентированных ядер холодными нейтронами или около-барьерного фотоделения ядер необходимо, чтобы при спуске с барьера вплоть до точки разрыва сохранялось квантовое число K , характеризующее переходное состояние, возникшее в седловой точке. Это означает, что возбуждения внутренних степеней свободы при неадиабатическом спуске от седловой точки до точки разрыва ограничиваются лишь простыми «входными» состояниями с малым числом квазичастиц и малой плотностью уровней. Ядро не успевает термализоваться при спуске с барьера.

Во-вторых, разлет фрагментов по прямой, совпадающей с осью симметрии делящегося ядра, означает, что их угловое распределение описывается квантовой суперпозицией очень большого числа L_m парциальных волн. Впервые проведена оценка среднего и максимального значения \bar{L} и L_m относительного орбитального момента L фрагментов деления. При среднем значении величины $\bar{C}_w \approx 132\hbar^2$, найденной для делящихся ядер актинидов при использовании параметров работы [113], и для средней величины принимает достаточно большое значение $\bar{L} = 14,4$, а для максимальной значения L_m оказываются примерно равными 23, что обеспечивает хорошую точность реализации гипотезы О.Бора. Это распределение заполняет конус с осью, совпадающей с осью симметрии и углом раствора $\theta \approx 1/L_m$.

Проведенный в разделе П.2 анализ характера спинового распределения фрагментов деления, возникающего при одновременном учете влияния рассмотренных выше wriggling- и bending-колебаний составного делящегося ядра и позволил сделать ряд принципиальных выводов.

Во-первых, продемонстрирована связь угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с нулевыми коллективными wriggling и bending-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Проведенный в главе II анализ показывает, что, в отличие от широко распространенного мнения, эти колебания носят извивный (wriggling), а не изгибный (bending) характер. Именно wriggling-колебания дают более 80 % величины спина осколков $J_{1,2}$ и одновременно генерируют угловые моменты L относительного движения осколков так, что выполняется равенство $L = J_1 + J_2$.

Во-вторых, проведена оценка средних значений спинов фрагментов $\bar{J} = 7.2$, хорошо согласующихся с экспериментальными значениями $\bar{J} \approx 6 \div 9$, а также установлен негиббсовской характер распределения спинов фрагментов деления, обусловленный одновременным влиянием wriggling- и bending-колебаний.

ГЛАВА III. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА P-ЧЕТНЫХ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ И ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

Первые эксперименты по обнаружению α -частиц в качестве третьих частиц в тройном делении ядер были проведены в 1943 г., позже, в 1947 г. появились первые публикации по этому поводу [39]. Несмотря на тот факт, что вероятность тройного деления крайне мала (всего 2–3 акта тройного приходится на 1000 актов двойного деления), к настоящему моменту накоплены обширные экспериментальные сведения, в частности, для спонтанного деления ядер-мишеней ^{244}Cm и ^{252}Cf , а также для вынужденного тепловыми нейтронами тройного деления ядра-мишени ^{235}U и сопровождающихся вылетом не только α -частиц, но и более массивных третьих частиц.

Необходимость проведения анализа характеристик низкоэнергетического вынужденного и спонтанного тройного деления ядер продиктована возможностью корректного описания угловых распределений фрагментов рассмотренных выше видов деления [1]. В процессе тройного деления родительского ядра появляются третья, сравнительно легкая частица, величины зарядовых и массовых чисел которой имеют значения значительно меньше аналогичных величин в случае образующихся фрагментов деления $A_3 \ll A_1, A_2$ и $Z_3 \ll Z_1, Z_2$, а также два фрагмента деления соизмеримых как по зарядовым числам Z_1, Z_2 , так и массовым A_1, A_2 , удовлетворяющих условию ($A_2 \geq A_1, Z_2 \geq Z_1$). Как было указано выше, вероятности тройного деления ядер примерно в $4 \cdot 10^{-3}$ раз меньше, чем двойного деления в случае одного и того же родительского ядра. Среди различных каналов тройного деления ядер, наибольшую вероятность имеет канал с вылетом предразрывной α -частиц [151]. В случае двойного деления ядер-мишеней наблюдается появление асимметрий

для зарядовых и массовых распределений фрагментов двойного деления A_1, Z_1 и A_2, Z_2 , причем интересной особенностью является наблюдение аналогичных асимметрий в случае тройного деления ядер-актинидов.

Величина суммарной кинетической энергии фрагментов деления в случае двойного деления больше, чем аналогичная энергия в случае тройного деления, поскольку часть кинетической энергии уносит с собой третья легкая частица, причем зависимость от массы фрагментов функции распределения суммарной кинетической энергии в случае двойного и тройного деления ядер близки друг к другу. В случае тройного деления ядер характер процесса деления величина спина J , а также тип делящегося ядра, пренебрежимо мало влияют на распределение кинетической энергии третьей частицы. Удастся получить разумное описание экспериментальных значений кинетической энергии третьей частицы при использовании нормального распределения с параметрами по энергии E_3^m - математическое ожидание (максимум распределения) и ΔE_3 - среднеквадратичное отклонение (ширина). Возрастание ширины ΔE_3 с увеличением массового числа A делящегося ядра в узком интервале от 9,6 МэВ до 10,9 МэВ является важной особенностью энергетического распределения в случае тройного деления ядер-актинидов с вылетом α -частиц, причем значение величины E_3^m во всей области, близко к 16 МэВ. Аналогичная ситуация наблюдается и для углового распределения третьей частицы в случае тройного деления ядер характер процесса деления, величина спина J , а также тип делящегося ядра пренебрежимо мало влияют на указанное распределение третьей частицы. Удастся получить разумное описание экспериментальных угловых распределений, как функции угла θ_3 между направлениями вылета легкого фрагмента деления и третьей частицы при использовании нормального распределения с параметрами по углам $(\theta_3)^m$ - математическое ожидание (максимум распределения), имеющее максимум при угле 90° и $\Delta\theta_3$ - среднеквадратичное отклонение (ширина). Вылет третьей легкой частицы в

тройном делении происходит из шейки делящегося ядра, соединяющей два предфрагмента деления, этот вывод следует из анализа характера рассмотренного выше угловое распределение третьих частиц. Анализ угловых распределений третьих частиц в тройном делении ядер с вылетом в качестве третьей частицы, α -частицы, показывает, что ширина $\Delta\theta_3$ и максимум распределения $(\theta_3)^m$ меняются не значительно от значений 18.6° и 90° при массовой асимметрии равной 1 для спонтанного деления ядра-мишени ^{252}Cf до 19.3° и 82° при массовой асимметрии равной 2 при переходе к вынужденному делению ядра-мишени ^{235}U .

Угловые распределения α -частицы слабо зависят как от полной энергии относительного движения продуктов тройного деления во всех значимых для указанного деления каналах, так и от распределения кинетических энергий продуктов деления. Наблюдение вылета третьей легкой частицы преимущественно в направлении, перпендикулярном направлению разлета фрагментов деления, то есть имеет с преобладающей вероятностью экваториальный характер [108, 173-174], что свидетельствует о ее вылете из шейки делящегося ядра.

В настоящее время для разумного описания как угловых, так и энергетических распределений третьих легких частиц в тройном делении ядер, широкой круг авторов опирается на классический метод траекторных расчетов [1, 151-153]. Главной особенностью выбранного метода является пренебрежимо малое влияние ядерных сил между третьей легкой частицей и фрагментами деления, разлет продуктов тройного деления, может происходить только под влиянием сил кулоновского отталкивания, поэтому осуществляется определенный выбор начальных конфигураций системы фрагментов и третьей частицы во внешней области. Начальные условия для распределения по массам и полным кинетическим энергиям продуктов деления, а также энергетическим и угловым распределениям относительно направления движения легкого фрагмента деления, выбираются таким образом, чтобы на финальном этапе

разлета продуктов тройного деления ядер, наблюдаемые экспериментальные величины совпадали с аналогичными рассчитанными. Основным недостатком описания является значительный разброс используемых значений параметров начальных конфигураций как угловых, так и энергетических распределений третьих частиц в рамках траекторных расчетов [1], хотя и приводящий к разумному согласию наблюдаемых и рассчитанных значений. Отмеченный факт указывает на то, что во внутренней области ядерные силы взаимодействия третьей частицы с остовом делящегося ядра велики, и необходимости учета как механизмов рождения, так и динамики движения третьей частицы при выборе начальной конфигурации. Решение поставленной задачи можно найти в работе [9]. На текущий момент не удастся провести расчет на основе последовательного квантово-механического подхода движения продуктов тройного деления во внешней области. Крайне интересной и сложной задачей в рамках предложенного выше квантово-механического подхода является описание P - четных T-нечетных асимметрий в угловых распределениях продуктов тройного деления ядер с учетом интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний составного делящегося ядра.

В настоящее время существует несколько подходов, позволяющих разумно описать выход третьих легких частиц в тройном делении. Одним из основных подходов является предложенная Фонгом [154] статистическая модель, позволяющая рассчитать вероятности вылета α -частиц в тройном делении. В случае спонтанного деления ядра-мишени ^{252}Cf величина отношения вероятности тройного к двойному делению примерно в 2 раза больше экспериментально наблюдаемого. В то же время для случая вынужденного деления ядра-мишени ^{235}U тепловыми нейтронами аналогичное отношение, полученное в работе [154], разумно согласуется с экспериментальными данными.

Еще одна модель, связанная с двойным разрывом шейки делящегося ядра, также широко применяется для описания характеристик третьих частиц тройного деления, и носит название динамической модели [155]. Третья легкая

заряженная частица, сопровождающая тройное деление ядер, появляется в области шейки, локализованной между двумя точками разрыва, которые происходят последовательно за характерные времена одночастичного движения и являются статистически не зависимыми. Рассмотрение процесса спуска делящегося ядра с седловой точки при учете диссипативных сил в рамках модели, основанной на упрощенном полуклассическом подходе, дает возможность оценить отношения вероятностей тройного к двойному делению и демонстрирует вполне разумное согласие с результатами экспериментальных данных.

Обсуждаемая выше концепция «холодности» делящегося ядра в точке разрыва вступает в принципиальное противоречие с подходом работ [40, 155], базирующихся на температурных эффектах при значениях $T = 1 \div 2$ МэВ делящегося ядра.

Поскольку делящееся ядро остается «холодным» на всех стадиях процессе тройного деления вплоть до этапа термализации фрагментов деления, предложенный в работах [40, 155] испарительный механизм терпит фиаско, и требуется иной подход для описания процесса тройного деления. Один из подобных подходов получил название эффекта типа «встряски» и нашел свое развитие в работах [9, 156] для случая выхода третьей легкой частицы таких, как ${}^2\text{H}$ (дейтрон), ${}^3\text{H}$ (тритон) и α -частица. В рамках данного подхода тройное деление представляет собой двухступенчатый процесс, на первом этапе которого под действием зависящего от времени неадиабатического потенциала взаимодействия указанные частицы и остаточного ядра еще до его разрыва на фрагменты деления происходит выброс из родительского ядра третьих легких частиц, а остаточное ядро на следующем этапе делится на два фрагмента. Главным недостатком указанной модели является то, что в ней не учитывается закон сохранения энергии замкнутой системы, которую представляет собой делящееся ядро, приводящий к потере энергии остаточным ядром и тем самым к изменению асимптотической кинетической энергии фрагментов деления.

Важным вопросом является возможность применимости адиабатического приближения, успешно используемого для описания двойного деления при переходе к тройному делению ядер. В случае тройного деления ядер вылет третьей легкой частицы происходит за счет разности между энергиями относительного движения фрагментов двойного деления и аналогичной энергией фрагментов для тройного деления, этот вывод следует из эксперимента [1], причем по оценки эта величина, примерно равная половине асимптотической кинетической энергии третьей частицы E_3 . Энергии относительного движения фрагментов двойного деления $(E_1 + E_2) \geq 200$ МэВ значительно превосходит величину E_3 для всех третьих частиц заметно меньше ($E_3 < 30$ МэВ). В точке разрыва ($R = R_{sc}^{(3)}$) делящегося ядра кинетическая энергия относительного движения фрагментов достигает достаточно больших значений $E_c^{kin}(R_{sc}^{(3)}) > 10$ МэВ, что говорит о применимости адиабатического приближения к тройному делению ядер. Величина $R_{sc}^{(3)}$ в случае тройного деления превосходит аналогичную величину $R_{sc}^{(2)}$ для двойного деления ядер, данный факт следует из отмеченного выше факта о соотношении между энергиями относительного движения двух фрагментов как в двойном, так и в тройном делении.

Поскольку в случае тройного деления ядер массовые A_i и зарядовые числа Z_i ($i=1,2$) фрагментов деления значительно превосходят массовое A_3 и зарядовое число Z_3 третьей легкой частицы, при выполнении условия адиабатичности, можно использовать гипотезу о сохранении ориентации осей симметрии делящегося ядра и фрагментов деления, определяемые углами Эйлера при переходе от двойного к тройному делению. Вследствие всего выше сказанного, величина как ядерного, так и кулоновского взаимодействия указанных фрагментов, будет значительно превышать аналогичные величины взаимодействия третьей легкой частицы с фрагментами деления. Поэтому построенные в случае двойного деления механизмы накачки больших значений

спинов J_i фрагментов деления и относительных орбитальных моментов L , практически без изменения будет сохраняться и в случае тройного деления ядер. Представленная выше концепция находит свое подтверждение в экспериментальных данных работы [55], в которой демонстрируется, что угловые, массовые, зарядовые и энергетические распределения указанных фрагментов при учете влияния вылета третьей частицы не будут заметно отличаться от подобных распределений фрагментов двойного деления того же ядра.

В случае тройного деления ядер кулоновский и ядерный потенциалы взаимодействия двух фрагментов деления и третьей частицы, зависящие от угла θ_{rR} между направлениями векторов \mathbf{R} и \mathbf{r} , содержат, помимо сферически симметричного члена, также квадрупольный и дипольный члены. Поэтому ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия не могут приводить к изменению спинов продуктов тройного деления ядер, что в свою очередь приводит к невозможности влиять на относительные орбитальные моменты фрагментов деления \mathbf{L} и третьей частицы \mathbf{l} на величину $\Delta\mathbf{L} = -\Delta\mathbf{l}$, равную по абсолютным значениям и противоположную по направлению. Вылет третьей легкой частицы в тройном делении влияет на движение фрагментов деления посредством эффекта отдачи и приводит к изменению относительного орбитального момента L фрагментов деления.

В случае перехода от двойного к тройному делению ядер [13] обсуждаемая в главе I.1. концепция о «холодности» как первичных фрагментов деления, так и делящегося ядра на всех стадиях его эволюции, остается справедливой. Формирование третьих легких частиц в рамках рассмотренной выше концепции требует введения иного механизма, отличного от испарительного. Рассмотренные в работах [9, 156] механизм, можно легко обобщить [83] в рамках квантовой теории деления в случае тройного деления ядер с выходом различных третьих легких частиц, отличных по своей природе от ${}^2\text{H}$ (дейтрон), ${}^3\text{H}$ (тритон) и α -частица.

В тройном делении ядер регистрируются длиннопробежные α -частицы, асимптотические энергии E_α которых близки к $E_\alpha \approx 16$ МэВ [11,12], заметно превосходят теплоту $Q_\alpha \approx 6$ МэВ обычного α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с переходом в основное состояние конечного ядра $(A-4, Z-2)$ и оказываются близкими к высоте кулоновского барьера B_α для α -частицы, вылетающей из шейки делящегося составного ядра еще до его разрыва на фрагменты деления. В этом случае α -частичный фактор проницаемости указанного барьера становится близким к единице, что было продемонстрировано в работах [44, 157–159].

Поскольку, исходя из рассмотренной выше гипотезы о «холодности» делящегося ядра, оно не переходит в неравновесные термализованные состояния, характеризующиеся определенной температурой на всех стадиях деления, и остается «холодным» [7]. Именно это свойство деления позволяет О.Бору ввести [7] переходные делительные состояния, характеризующиеся спином J делящегося ядра и его проекцией K на ось симметрии. В случае тройного деления ядер [7], при учете сохранения аксиальной симметрии относительно оси симметрии делящегося ядра на всех этапах процесса деления и учитывая парные и сверхтекучие корреляций, можно перейти к заключению о сохранении проекции относительных орбитальных моментов l третьей частицы K_l на ось симметрии составной делящейся системы и механизме накачки относительного орбитального момента l третьей частицы, а также получить оценку наиболее вероятного значения относительных орбитальных моментов третьей частицы l и их проекций K_l на ось симметрии составной делящейся системы будут значения, равные нулю. Обобщая все полученные выше результаты, в представленной главе будет продемонстрировано разумное описание природы Р-нечетных [109], Р-четных [110] и Т-нечетных [111, 160] корреляций в тройном делении ядер.

III.1. ОПИСАНИЕ P-ЧЕТНЫХ Т–НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ И ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ТРОЙНЫЕ И ПЯТЕРНЫЕ КОРРЕЛЯТОРЫ В УКАЗАННЫХ СЕЧЕНИЯХ

В работах [2, 3, 162 - 164, 165 - 167, 168 - 170] были экспериментально исследованы дифференциальные сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ реакций деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами n , когда наряду с легким (LF) и тяжелым (HF) фрагментами деления происходил вылет легких частиц p , в число которых входили, во-первых, легкие ядра, например, α -частицы, и, во-вторых, мгновенные нейтроны n' и γ -кванты, испаряемые из термализованных фрагментов деления. Оси лабораторной системы координат выбирались так, чтобы вектор поляризации спина падающего нейтрона σ_n был направлен вдоль (σ_n^+) или против (σ_n^-) оси Y , единичный волновой вектор легкого фрагмента деления \mathbf{k}_{LF} был направлен по оси Z , а единичный волновой вектор легкой частицы \mathbf{k}_p располагался в плоскости ZX с углом θ между направлениями векторов \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_{LF} . Эти сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ при использовании спиновой матрицы плотности для поляризованных падающих нейтронов можно представить [A17] суммой:

$$d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega, \quad (3.1)$$

первый член который $d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$ отвечает дифференциальному сечению исследуемой реакции при участии холодных неполяризованных падающих нейтронов ($\sigma_n = 0$), а второй член $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ включает P-четные Т-нечетные компоненты сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$, линейно зависящие от вектора σ_n .

Величина $d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$ (3.1) в соответствии с представлениями об изотропности пространства и сохранении четности имеет Р-четный Т-четный характер и может быть выражена суммой членов, включающих скалярные комбинации $(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p)^n = \cos^n(\theta)$ с целочисленными значениями $n \geq 0$, и описывается формулой:

$$d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,p}^{\{0\}} P_p^{\{0\}}(\theta), \quad (3.2)$$

где $\sigma_{nf,p}^{\{0\}}$ - полное сечение исследуемой реакции, а $P_p^{\{0\}}(\theta)$ - угловое распределение вылетающих в этой реакции легких частиц p , нормированное условием:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P_p^{\{0\}}(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi = 1. \quad (3.3)$$

В случае тройного деления ядер холодными неполяризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц угловое распределение этих частиц $P_\alpha^{\{0\}}(\theta)$ в формуле (3.2) можно представить [173-174] как:

$$P_\alpha^{\{0\}}(\theta) = K_\alpha \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{a} \right)^2 \right\}, \quad (3.4)$$

где нормировочная константа K_α определяется условием (3.4). В случае двойного деления ядер холодными неполяризованными нейтронами угловые распределения вылетающих мгновенных нейтронов и гамма-квантов $P_n^{\{0\}}(\theta)$ и $P_\gamma^{\{0\}}(\theta)$ представляются [142, 175] как:

$$P_{n(\gamma)}^{\{0\}}(\theta) = K_{n(\gamma)} (1 + A_{n(\gamma)} \cos^2 \theta), \quad (3.5)$$

где нормировочные константы $K_{n(\gamma)}$ определяются условием (3.5).

Ядро-мишень	θ_0	a	K_α	$K_{n'}$	K_γ	$A_{n'}$	A_γ
^{233}U	82	9.35	0.043	0.300	0.295	0.1	0.146
^{235}U	82	10.2	0.039	0.300	0.295	0.1	0.146
^{239}Pu	83	11	0.036				
^{241}Pu	83	10.2	0.039				

В Таблица 3-1 приведены значения констант θ_0 , a и K_α в формуле (3.4) для ядер–мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [173-174], и $A_{n'(\gamma)}$ и $K_{n'(\gamma)}$ в формуле (3.5) для ядер – мишеней ^{233}U , ^{235}U [142, 175].

Линейно зависящая от вектора σ_n компонента $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ сечения $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ (3.1) при использовании тех же представлений об изотропности пространства и сохранении четности может быть выражена [A17, A18] суммой двух скалярных функций:

$$d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 + \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5, \quad (3.6)$$

которые связаны соответственно с тройными и пятерными P–четными T–нечетными корреляторами вида:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 = B_3(\theta) \left(\sigma_n \left[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p \right] \right), \quad (3.7)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5 = B_5(\theta) \left(\sigma_n \left[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p \right] \right) \left(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p\right). \quad (3.8)$$

Величины $B_3(\theta)$ и $B_5(\theta)$ выражаются через скалярные комбинации $\left(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p\right)^n$ с четными целочисленными значениями $n \geq 0$. При учете направлений векторов σ_n , \mathbf{k}_{LF} , \mathbf{k}_p формулы (3.7), (3.8) преобразуются как:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_3 = B_3(\theta) |\sigma_n| \sin(\theta), \quad (3.9)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_5 = B_5(\theta) |\sigma_n| \cos(\theta) \sin(\theta), \quad (3.10)$$

откуда следует, что рассматриваемые тройные и пятерные корреляторы имеют четный и нечетный характер соответственно относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_3 = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega \right)_3; \quad (3.11)$$

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_5 = - \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega \right)_5. \quad (3.12)$$

Тогда значения указанных корреляторов можно найти при использовании формул (3.6) и (3.11)-(3.12) через значения четных $\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{ev}$ и нечетных $\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{odd}$ компонент сечения $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{3(5)} = \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{ev(odd)} = \frac{1}{2} \left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \pm d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega \right). \quad (3.13)$$

Для анализа характеристик анализируемых реакций в работах [2, 3, 162 - 164, 165 - 167, 168 - 170] были введены коэффициенты асимметрий $D_{nf,p}(\theta)$, не зависящие от плотности потока падающих нейтронов и определяемые формулой:

$$D_{nf,p}(\theta) = \frac{N_p^+(\theta) - N_p^-(\theta)}{N_p^+(\theta) + N_p^-(\theta)}, \quad (3.14)$$

где $N_p^\pm(\theta)$ - скорости счета частиц p в совпадении с легкими фрагментами деления для направлений вектора поляризации спина падающего нейтрона σ_n^+ или σ_n^- . Величины $N_p^\pm(\theta)$ можно выразить через дифференциальные сечения $d\sigma_{nf,p}^{(\pm)}(\theta)/d\Omega$ исследуемых реакций для направлений вектора поляризации спина падающего нейтрона вдоль (+) или против (-) оси Y, что приводит к следующей формуле для коэффициента $D_{nf,p}(\theta)$:

$$D_{nf,p}(\theta) = \left(d\sigma_{nf,p}^{(+)}(\theta)/d\Omega - d\sigma_{nf,p}^{(-)}(\theta)/d\Omega \right) / \left(d\sigma_{nf,p}^{(+)}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,p}^{(-)}(\theta)/d\Omega \right). \quad (3.15)$$

Компоненты дифференциального сечения (3.1) исследуемых реакций деления $d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$ (3.2), не зависящая от вектора поляризации нейтрона σ_n , и $d\sigma_{nf,p}^{\{1\pm\}}(\theta)/d\Omega$ (3.6)-(3.8), линейно связанная с вектором поляризации нейтрона σ_n , обладают свойствами $d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{nf,p}^{\{0-\}}(\theta)/d\Omega$ и $d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega = -d\sigma_{nf,p}^{\{1-\}}(\theta)/d\Omega$, что приводит к следующим соотношениям:

$$d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,p}^{\{0-\}}(\theta)/d\Omega = 2d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega; \quad d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega - d\sigma_{nf,p}^{\{0-\}}(\theta)/d\Omega = 0 \quad (3.16)$$

$$d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,p}^{\{1-\}}(\theta)/d\Omega = 0; \quad d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega - d\sigma_{nf,p}^{\{1-\}}(\theta)/d\Omega = 2d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega \quad (3.17)$$

Используя эти соотношения, можно привести значение коэффициента $D_{nf,p}(\theta)$ (3.15) к виду:

$$D_{nf,p}(\theta) = \frac{\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega \right)}{\left(d\sigma_{nf,p}^{\{0+\}}(\theta)/d\Omega \right)}. \quad (3.18)$$

К сожалению, экспериментальные значения величин $N_p^\pm(\theta)$ и связанных с ними сечений $d\sigma_{nf,p}^{(\pm)}(\theta)/d\Omega$ не демонстрируются в работах [2, 3, 162 - 164, 165 - 167, 168 - 170], хотя они и используются в этих работах при получении экспериментальных значений величин $D_{nf,p}(\theta)$. Поэтому для нахождения экспериментальных значений сечений $\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega \right)$ можно использовать следующую из (3.18) формулу:

$$d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega = D_{nf,p}(\theta) \left(d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right), \quad (3.19)$$

которая позволяет найти экспериментальные значения тройных и пятерных корреляторов (3.13) через четные и нечетные экспериментальные значения произведений $D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega\right)_{3(5)} = \left(D_{nf,p}(\theta)d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega\right)_{ev(odd)}. \quad (3.20)$$

Теперь можно ввести величину $\left(\beta_{nf,p}(\theta)\right)_{3(5)}$, не зависящую, как и коэффициент $D_{nf,p}(\theta)$ (3.14), от плотности потока нейтронов:

$$\left(\beta_{nf,p}(\theta)\right)_{3(5)} \equiv \frac{\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1+\}}(\theta)/d\Omega\right)_{3(5)}}{\sigma_{nf,p}^{\{0\}}}, \quad (3.21)$$

которая при использовании формул (3.20), (3.2) приводится к виду:

$$\left(\beta_{nf,p}(\theta)\right)_3 = \left(D_{nf,p}(\theta)P_p^{\{0\}}(\theta)\right)_{ev}, \quad (3.22)$$

$$\left(\beta_{nf,p}(\theta)\right)_5 = \left(D_{nf,p}(\theta)P_p^{\{0\}}(\theta)\right)_{odd}. \quad (3.23)$$

В случае вылетающих α -частиц экспериментальные значения коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (3.18) и угловых распределений $P_\alpha^{\{0\}}(\theta)$ (3.4) содержат как четные, так и нечетные компоненты относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, что приводит к появлению, согласно формуле (3.20), отличных от нуля тройных и пятерных корреляторов. В случае же вылетающих мгновенных нейтронов и гамма-квантов экспериментальные значения коэффициентов $D_{nf,n(\gamma)}(\theta)$ [165, 168-170] имеют нечетный, а угловые распределения $P_{n(\gamma)}^{\{0\}}(\theta)$ (3.5) четный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, что приводит к обращению в нуль тройных корреляторов в формуле (3.22), имеющих четный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, и появлению в формуле (3.23) отличных от нуля пятерных корреляторов, имеющих нечетный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. На основе формул (3.22) - (3.23) были рассчитаны экспериментальные значения величин $\left(\beta_{nf,p}(\theta)\right)_{3(5)}$. Эти значения, представленные на Рис. 3-1 - Рис. 3-12 черными квадратами, рассчитываются

через экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,p}(\theta)$ [3, 168-170] и угловых распределений $P_p^{(0)}(\theta)$, определяемых формулами (3.4) – (3.5) с константами, приведенными в Таблица 3-1. При этом в соответствии с полученным выше заключением для мгновенных нейтронов и гамма-квантов на Рис. 3-5 - Рис. 3-8 представлены только отличные от нуля пятерные корреляторы $(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta))_5$.

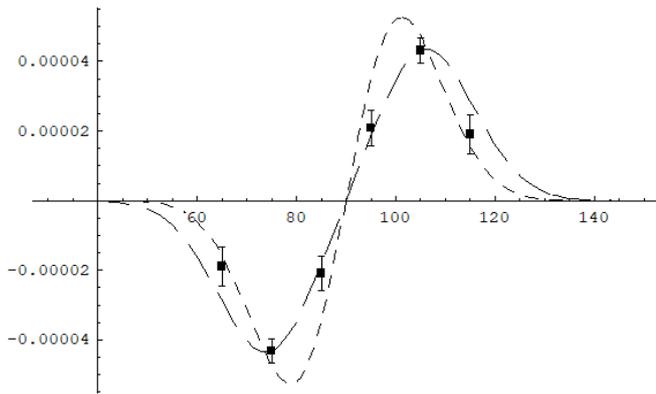


Рис. 3-1 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

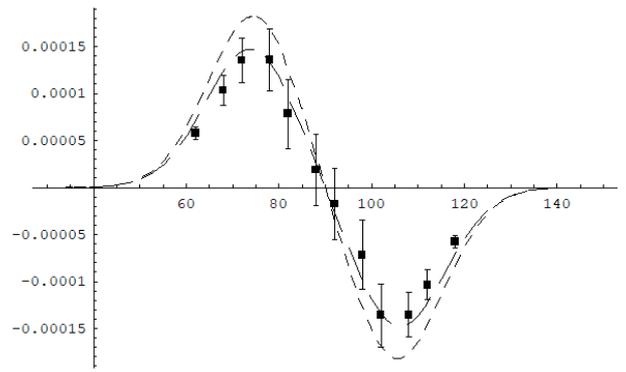


Рис. 3-2 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

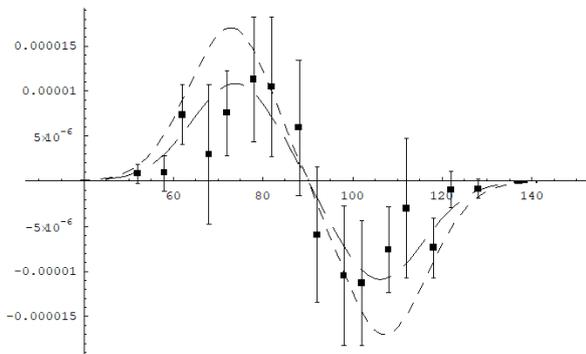


Рис. 3-3 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{239}Pu .

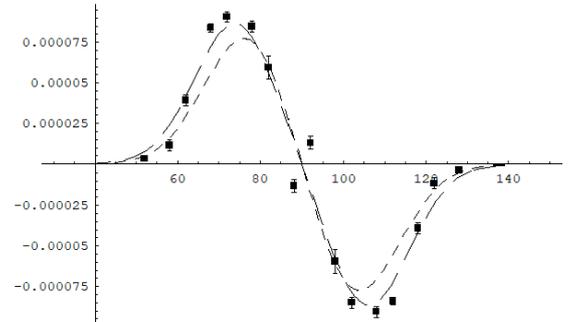


Рис. 3-4 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{241}Pu .

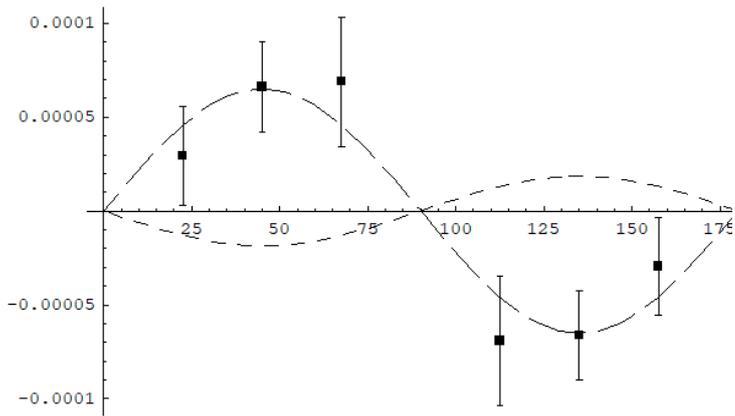


Рис. 3-5 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

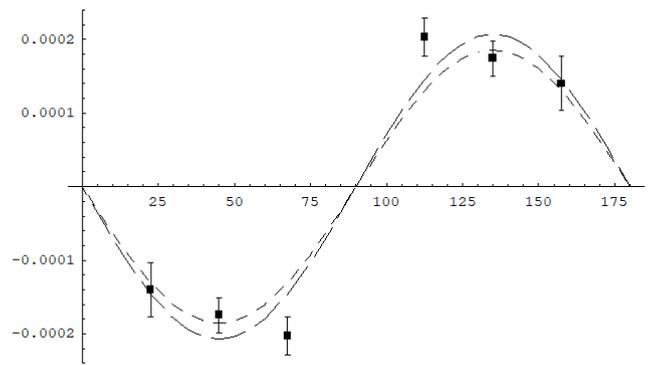


Рис. 3-6 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

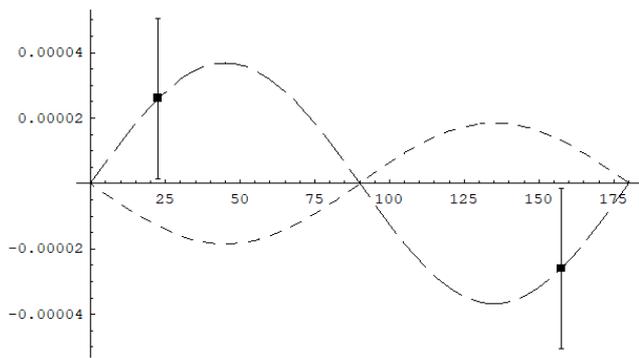


Рис. 3-7 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

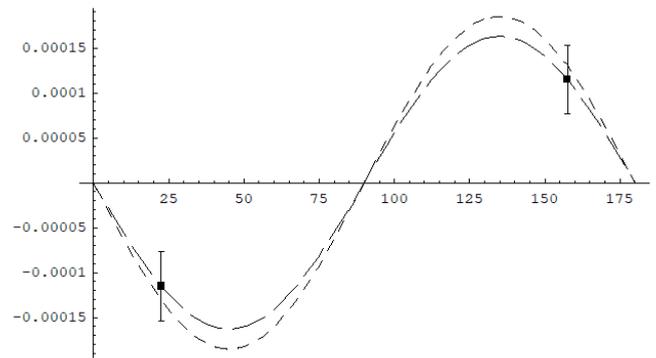


Рис. 3-8 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_5$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

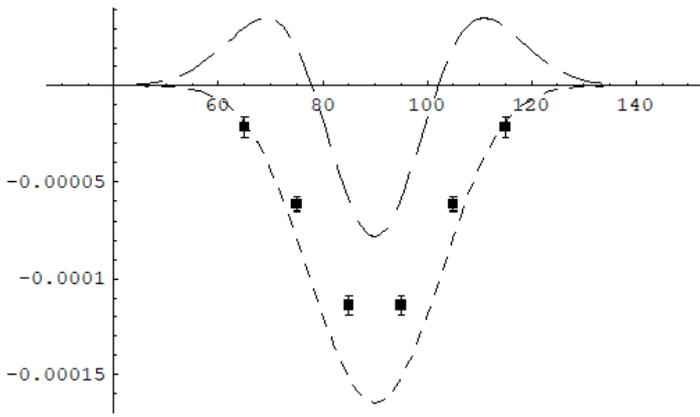


Рис. 3-9 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

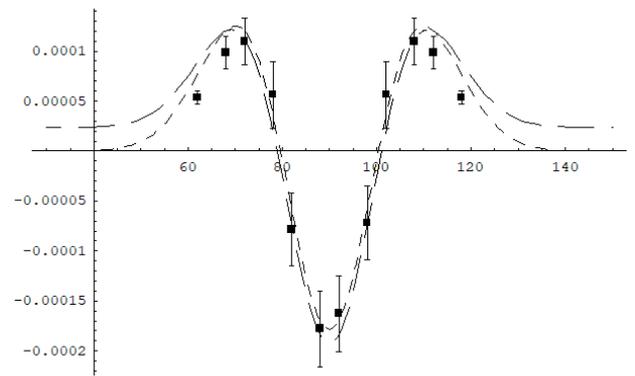


Рис. 3-10 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

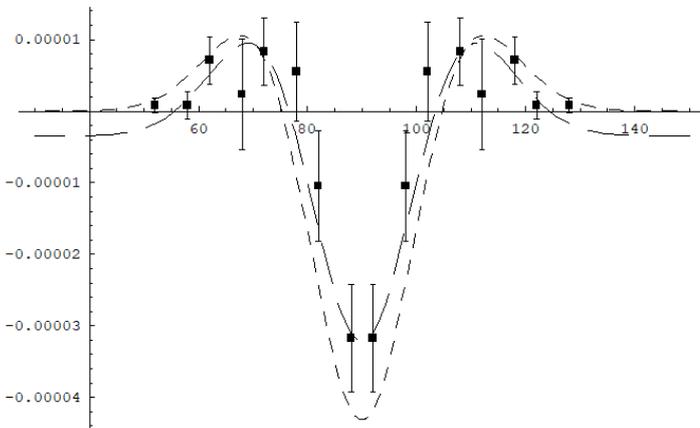


Рис. 3-11 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{239}Pu .

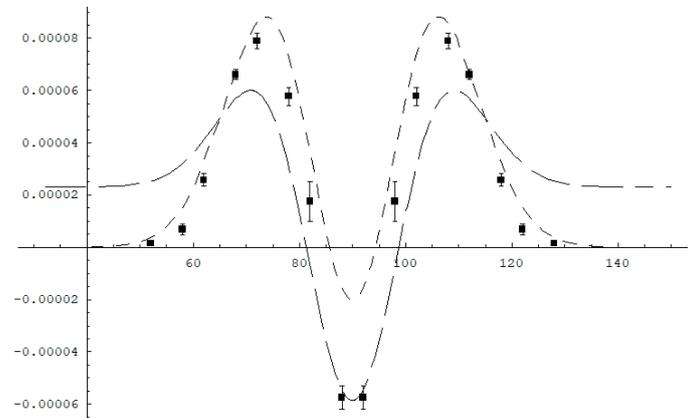


Рис. 3-12 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{241}Pu .

III.2. ПРОБЛЕМЫ ОПИСАНИЯ P-ЧЕТНЫХ T-НЕЧЁТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ И ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОГО МЕТОДА ТРАЕКТОРНЫХ РАСЧЕТОВ

Для описания P-четных T-нечетных асимметрий в реакциях деления ядер-актининов холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц в работах [3, 164-166] при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов была получена формула для коэффициента асимметрии $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (3.14) вида:

$$D_{nf,\alpha}(\theta) = \Delta \cdot \frac{d(d\sigma_{nf,\alpha}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)}{d\theta} \bigg/ (d\sigma_{nf,\alpha}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega) + D_{TRI}. \quad (3.24)$$

Первый член формулы (3.24) учитывал (при сохранении в процессе деления аксиальной симметрии составного делящегося ядра) влияние коллективного вращения этого ядра вокруг оси, перпендикулярной его оси симметрии, через кориолисово взаимодействие на направления вылета, как фрагментов деления, так и альфа-частиц. Представленный в (3.24) угол поворота направления вылета альфа-частицы относительно направления вылета легкого фрагмента деления Δ рассчитывался [164-166, 3] при использовании квазиклассического метода траекторных расчетов по формуле:

$$\Delta = \Delta_{LF} - \Delta_{\alpha}, \quad (3.25)$$

где Δ_{LF} – угол поворота под влиянием кориолисова взаимодействия волнового вектора \mathbf{k}_{LF} легкого фрагмента деления, а Δ_{α} – аналогичный угол поворота волнового вектора \mathbf{k}_{α} альфа - частицы. Введение второго члена D_{TRI} в формуле (3.24) основывалось на гипотезе [3] о влиянии на угловое распределение альфа-частиц коллективного вращения составного делящегося ядра вокруг его оси деления, обусловленного нарушением его аксиальной симметрии из-за учета

коллективных wriggling и bending–колебаний этого ядра в окрестности точки разрыва [5]. На основе формулы (3.24) с величинами Δ и D_{TRI} , представленными в Таблица 3-2.

Таблица 3-2

Ядро-мишень	$D_{TRI} \times 10^{-3}$	$\Delta \times 10^{-3}$
^{233}U	-3.90	0.18
^{235}U	1.72	1.9
^{239}Pu	-0.23	0.17
^{241}Pu	1.30	0.41

В работе [3] были рассчитаны значения коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$, которые оказались в удовлетворительном согласии с аналогичными экспериментальными коэффициентами (3.14), полученными в той же работе [3] для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Указанное согласие приводит к тому, что при подстановке в формулы (3.22) – (3.23) значений коэффициента $D_{nf,\alpha}(\theta)$, построенного на основе формулы (3.24), можно рассчитать значения величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ и $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$, представленные на Рис. 3-1 - Рис. 3-12 короткими пунктирными линиями, которые оказываются в удовлетворительном согласии с построенными выше экспериментальными значениями аналогичных величин (черные квадраты) для всех ядер-мишеней.

Для расчета значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'}(\theta)$ и $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в реакциях деления ядер – мишеней ^{233}U и ^{235}U холодными поляризованными нейтронами с вылетом мгновенных нейтронов и гамма–квантов можно воспользоваться [165] формулой, применяемой для описания аналогичных коэффициентов $D_{nf,\alpha}(\theta)$ (24) в случае альфа-частиц при учете дополнительных условий. Первое условия состоит в том, что влиянием кориолисова взаимодействия на угловые распределения мгновенных нейтронов и гамма-

квантов можно пренебречь, поскольку испускание этих частиц из фрагментов деления происходит на больших расстояниях между этими фрагментами, когда моменты инерции СДС имеют очень большие значения и их влиянием на указанные угловые распределения можно пренебречь. Поэтому угол поворота Δ (3.25) в формуле (3.24) при переходе к мгновенным нейтронам и гамма-квантам необходимо заменить на угол Δ_{LF} , фигурирующий в формуле (3.25) и учитывающий влияние кориолисова взаимодействия на угловые распределения только фрагментов деления. Второе условие связано с тем, что экспериментальные значения [165, 168-170] коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'}(\theta)$ и $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в реакциях деления ядер – мишеней ^{233}U и ^{235}U холодными поляризованными нейтронами с вылетом мгновенных нейтронов и гамма-квантов имеют нечетный характер $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta) = -D_{nf,n'(\gamma)}(\pi - \theta)$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Это приводит к тому, что при переходе от альфа-частиц к мгновенным нейтронам и гамма-квантам в формуле (3.24) необходимо исключить константу D_{TRI} , не зависящую от угла θ , то есть имеющую четный характер $D_{TRI}(\theta) = D_{TRI}(\pi - \theta)$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Тогда формула для описания коэффициентов $D_{nf,n'}(\theta)$ и $D_{nf,\gamma}(\theta)$ в квазиклассическом подходе переходит в формулу [165]:

$$D_{nf,n'(\gamma)}(\theta) = \Delta_{LF} \cdot \frac{d(d\sigma_{nf,n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega)}{d\theta} \bigg/ \left(d\sigma_{nf,n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right) = \Delta_{LF} \cdot \frac{dP_{n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta)}{d\theta} \bigg/ P_{n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta) \quad (3.26)$$

Подставляя (3.26) в (3.22) – (3.23) и учитывая четный характер экспериментального углового распределения мгновенных нейтронов и гамма-квантов $P_{n',\gamma}^{\{0\}}(\theta)$ (3.5) и, следовательно, нечетный характер величины $\frac{dP_{n',\gamma}^{\{0\}}(\theta)}{d\theta}$ относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$, можно получить формулы [A21, A22, A24, A25]:

$$\left(\beta_{nf,n,\gamma}(\theta)\right)_3 = 0, \quad (3.27)$$

$$\left(\beta_{nf,n,\gamma}(\theta)\right)_5 = \Delta_{LF} \frac{dP_{n,\gamma}^{(0)}(\theta)}{d\theta}. \quad (3.28)$$

Величины $\left(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta)\right)_5$, рассчитанные по формуле (3.28) для ядра – мишени ^{235}U и представленные на Рис. 3-6, Рис. 3-8 короткими пунктирными линиями, оказываются в удовлетворительном согласии с аналогичными экспериментальными величинами $\left(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta)\right)_5$ (черные квадраты). В то же время наблюдается принципиальное рассогласование экспериментальных и рассчитанных при использовании угла Δ_{LF} , найденного в работе [3] на основе квазиклассического метода траекторных расчетов, величин $\left(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta)\right)_5$ для ядра-мишени ^{233}U (Рис. 3-5, Рис. 3-7). Для их согласования требуется появление отрицательного значения угла поворота Δ_{LF} в формуле (3.28), что противоречит идеологии квазиклассического подхода, в котором указанный угол может иметь только положительные значения. Это заставляет искать альтернативный метод описания экспериментальных значений тройных и пятерных корреляторов в исследуемых реакциях.

Ещё одним недостатком работ [164, 179] в рамках квазиклассического подхода, является высказанное предположение, что коэффициенты D_{TRI} и D_{ROT} связаны только с тройной $\left(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_a]\right)$ и с пятерной $\left(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_a]\right)(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_a)$ скалярными корреляциями соответственно. Данное предположение достаточно легко проверить, если восстановить $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_3$ и $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_5$, подставляя в формулы (3.21) вместо полного коэффициента P – четной T – нечетной асимметрии $D(\theta)$ коэффициенты D_{ROT} и D_{TRI} .

На Рис. 3-13 - Рис. 3-16 приведены результаты расчета вкладов D_{ROT} и D_{TRI} в коэффициенты $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_3$ и $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_5$.

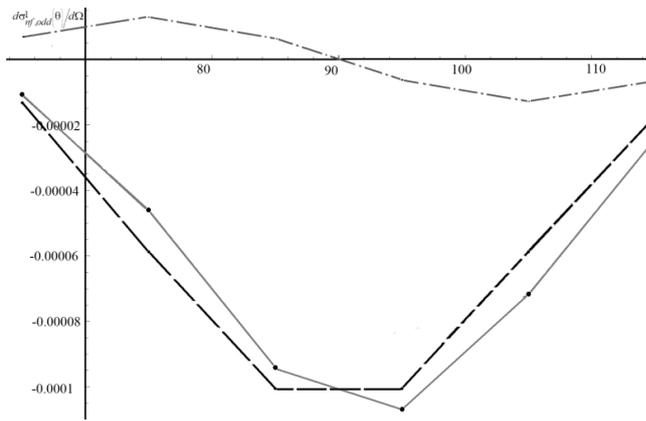


Рис. 3-13 Экспериментальные значения (сплошная линия) $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_3$, вклад от D_{TRI} (пунктирная линия) и D_{ROT} (штрих пунктирная линия) для ядра - мишени ^{233}U .

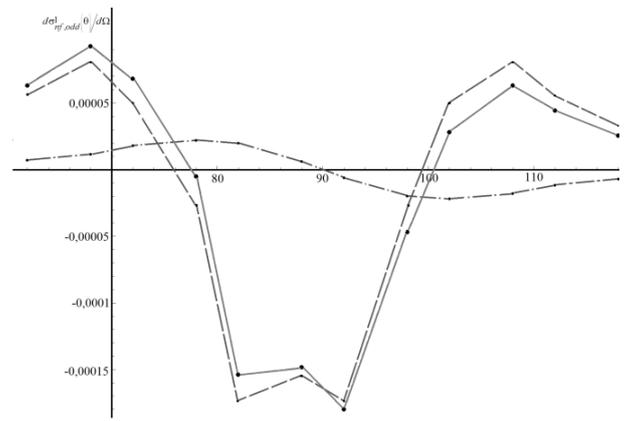


Рис. 3-14 Экспериментальные значения (сплошная линия) $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_3$, вклад от D_{TRI} (пунктирная линия) и D_{ROT} (штрих пунктирная линия) для ядра - мишени ^{235}U .

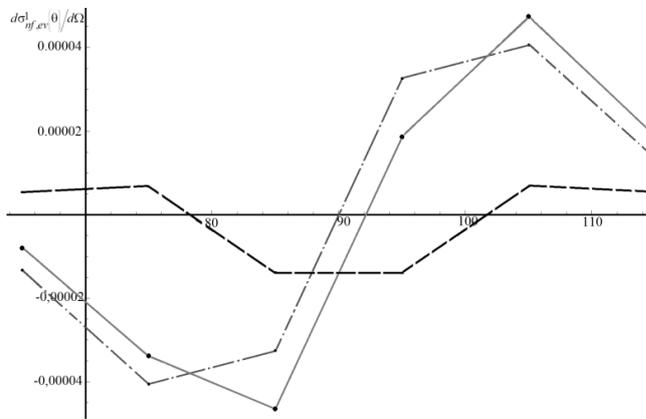


Рис. 3-15 Экспериментальные значения (сплошная линия) $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_5$, вклад от D_{TRI} (пунктирная линия) и D_{ROT} (штрих пунктирная линия) для ядра – мишени ^{233}U .

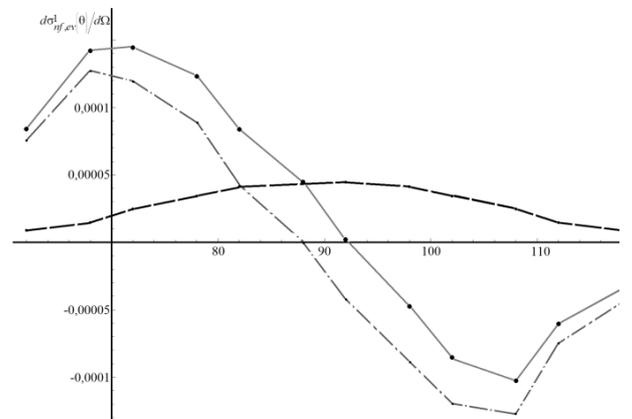


Рис. 3-16 Экспериментальные значения (сплошная линия) $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_5$, вклад от D_{TRI} (пунктирная линия) и D_{ROT} (штрих пунктирная линия) для ядра – мишени ^{235}U .

Как видно из рисунков компонента D_{TRI} асимметрии дает определяющий вклад в величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_3$ для этих ядер, но в то же время дает 30% вклад в сечение $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_5$. Также будет показано ниже, что анализируемые Р – четные

Т – нечетные асимметрии появляются в только компонентах сечений $\frac{d\sigma_{nf, p}^{\{1\}}(\theta)}{d\Omega}$

анализируемых реакций деления ядер холодными поляризованными нейтронами, линейно зависящих от σ_n , а не в коэффициентах D_{TRI} и D_{ROT} .

Указанные асимметрии проявляются через Р – четные Т – нечетные тройные

$\left(\frac{d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)}{d\Omega} \right)_3$ и пятерные $\left(\frac{d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)}{d\Omega} \right)_5$ корреляторы, сумма которых определяет сечение $\frac{d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)}{d\Omega}$.

III.3. ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТРОЙНЫХ И ПЯТЕРНЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ И ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ В РАМКАХ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ

На основе гипотезы О.Бора [28], которая гласит, что вылет легкого фрагмента деления с высокой степенью точности совпадает с осью симметрии делящегося ядра, в работе [41] доказывается, что это обусловлено влиянием wiggling-колебаний делящегося ядра вблизи его точки разрыва. При использовании указанного приближения амплитуда углового распределения легкого фрагмента деления ядер неполяризованными нейтронами $B_0(\xi)$, где $\xi = \cos \theta'_{LF}$, причем θ'_{LF} – угол вылета легкого фрагмента во в.с.к, при выборе оси Z л.с.к. вдоль направления вылета указанного легкого фрагмента, выражается приближенно через слабо-размазанную $\delta(\xi)$ -функцию:

$$B_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\delta(\xi - 1) \right]^{1/2}. \quad (3.29)$$

При захвате холодного поляризованного s -нейтрона ядром-мишенью (Z, A) , находящимся в основном состоянии со спином I , образуются нейтронные резонансные состояния sJ_s в первой яме потенциала деформации составного ядра $(Z, A+1)$ со спинами J_s . Волновые функции $\psi_s^{J_s M_s}$ подобных нейтронных резонансов при переходе к области в окрестности точки разрыва

делящегося ядра при использовании метода случайных матриц Вигнера [101, 180, 181] и представления О. Бора [28] о переходных делительных состояниях с волновыми функциями $\psi_{qK_s}^{J_s M_s}$ определяются как:

$$\psi_s^{J_s M_s} \rightarrow \sum_{q, K_s \geq 0} b_{qsK_s}^{J_s} \psi_{qK_s}^{J_s M_s}, \quad (3.30)$$

где волновая функция $\psi_{qK_s}^{J_s M_s}$ при использовании обобщенной модели ядра [28] и учёте имеет структуру типа:

$$\begin{aligned} \psi_{qK_s}^{J_s M_s} = & \delta_{K_s,0} \sqrt{\frac{2J_s+1}{8\pi^2}} D_{M_s 0}^{J_s}(\omega) \chi_{q0}(\zeta, \beta_\lambda) + (1 - \delta_{K_s,0}) \sqrt{\frac{2J_s+1}{16\pi^2}} \times \\ & \times \left[D_{M_s K_s}^{J_s}(\omega) \chi_{qK_s}(\zeta, \beta_\lambda) + (-1)^{J_s+K_s} D_{M_s, -K_s}^{J_s}(\omega) \chi_{q, -K_s}(\zeta, \beta_\lambda) \right], \end{aligned} \quad (3.31)$$

причём $\chi_{q, K_s}(\zeta, \beta_\lambda)$ – внутренняя волновая функция рассматриваемого состояния составного ядра, зависящая от полного набора внутренних координат нуклонов ζ и параметров деформации β_λ указанного ядра, причем зависимость $\chi_{\alpha, K_s}(\zeta, \beta_\lambda)$ от параметров β_λ определяется коллективными деформационными движениями составного делящегося ядра. В функции $\chi_{q, K_s}(\zeta, \beta_\lambda)$ фигурируют амплитуды $A_0(\theta_\alpha)$ и $B_0(\xi)$ угловых распределений вылетающих из делящегося ядра α -частиц и фрагментов деления. Коэффициент $b_{qsK_s}^{J_s}$ в формуле (3.31) определяется как $b_{\alpha s K_s}^{J_s} = a_{s K_s}^{J_s} c_{\alpha s K_s}^{J_s}$, причем коэффициенты $a_{s K_s}^{J_s}$ имеют случайный знак и средние значения их квадратов равны n_s^{-1} , где n_s – число возможных значений проекций $K_s \geq 0$ спина ядра J_s из-за эффекта динамического усиления [40] кориолисова взаимодействия полного спина составного ядра \mathbf{J}_s со спинами \mathbf{j} нуклонов, а коэффициент $c_{\alpha s K_s}^{J_s}$ совпадает с амплитудой перехода волновой функции $\psi_{s K_s}^{J_s M_s}$ (3.32) в волновую функцию $\psi_{q K_s}^{J_s M_s}$.

Появление Р–четных Т–нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $d\sigma_{nf,p}^{(1)}(\theta)/d\Omega$ реакций деления ядер с вылетом фрагментов деления и легких частиц p в квантовой теории деления было связано [100, 102, 177, A17,

A18, A21, A22, A24, A25] с учетом влияния коллективного вращения поляризованной аксиально-симметричной СДС на угловые распределения фрагментов деления и легких частиц. Это влияние учитывалось включением в полный гамильтониан СДС гамильтониана Кориолисова взаимодействия H^{Cor} [7] полного спина СДС $\hat{\mathbf{J}}$ с орбитальными моментами фрагментов деления \mathbf{L} и легких частиц $\hat{\mathbf{I}}$:

$$H^{\text{Cor}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0}(\hat{J}_+\hat{l}_- + \hat{J}_-\hat{l}_+) - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0}(\hat{J}_+\hat{L}_- + \hat{J}_-\hat{L}_+), \quad (3.32)$$

где \mathfrak{I}_0 – увеличивающийся при разлёте продуктов деления момент инерции аксиально-симметричной СДС, а операторы \hat{J}_\pm , \hat{l}_\pm и \hat{L}_\pm определяются как:

$$\hat{J}_\pm = \hat{J}_1 \pm i\hat{J}_2; \hat{l}_\pm = \hat{l}_1 \pm i\hat{l}_2; \hat{L}_\pm = \hat{L}_1 \pm i\hat{L}_2. \quad (3.33)$$

Действие указанных операторов на функции $D_{MK}^J(\omega)$, $Y_{IK_l}(\Omega_p)$ и $Y_{LK_L}(\Omega_{\text{LF}})$ определяется формулами [7]:

$$\begin{aligned} \hat{J}_\pm D_{M_s K_s}^{J_s}(\omega) &= [(J_s \pm K_s)(J_s \mp K_s + 1)]^{1/2} D_{M_s(K_s \mp 1)}^{J_s}(\omega), \\ \hat{l}_\pm Y_{IK_l}(\Omega_p) &= [(l \mp K_l)(l \pm K_l + 1)]^{1/2} Y_{l(K_l \pm 1)}(\Omega_p), \\ \hat{L}_\pm Y_{LK_L}(\Omega_{\text{LF}}) &= [(L \mp K_L)(L \pm K_L + 1)]^{1/2} Y_{L(K_L \pm 1)}(\Omega_{\text{LF}}). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Волновую функцию $\Psi^{sJ_s M_s}(x)$ нейтронного резонанса sJ_s составного делящегося ядра (СДЯ), формируемого при захвате холодного нейтрона ядром-мишенью, где s – индекс нейтронного резонанса, а J_s – его спин, в первом порядке теории возмущений по гамильтониану H^{Cor} (3.32) можно представить [177] как:

$$\Psi^{sJ_s M_s}(x) = \Psi_0^{sJ_s M_s}(x) + \int G(x, x') H^{\text{Cor}}(x') \Psi_0^{sJ_s M_s}(x') dx', \quad (3.35)$$

где $G(x, x')$ – многочастичная функция Грина СДС, которая в операторной форме представляется как $G(x, x') = \frac{1}{E - H_0}$, где E – энергия, а H_0 – гамильтониан СДС

без учета гамильтониана H^{Cor} . При использовании формулы (3.35) в работе [177] были построены амплитуды угловых распределений легких частиц p и фрагментов деления для аксиально-симметричной СДС, а затем на основе этих амплитуд были получены [177] сечения $(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega)$:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right) = \Delta_p \frac{d}{d\theta} \left(d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega\right), \quad (3.36)$$

где Δ_p – обусловленные влиянием кориолисова взаимодействия углы поворота направления вылета легкой частицы по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления. При использовании формул (3.33), (3.13) можно получить [A17, A18, A21, A22, A24, A25] формулы для тройных и пятерных корреляторов:

$$\left(d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{3(5)} = \Delta_{p,3(5)} \frac{d}{d\theta} \left(d\sigma_{nf,p}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega\right)_{ev(odd)}. \quad (3.37)$$

В (3.37) угол поворота $\Delta_{p,3(5)}$ направления вылета легкой частицы по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления, связанный с влиянием кориолисова взаимодействия на угловые распределения третьих частиц в случае тройных и пятерных корреляторов, учитывает [177] интерференцию делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$ и определяется для вылетающих альфа-частиц и мгновенных нейтронов и гамма-квантов как:

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha,3(5)} = & \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{3(5)}^{cor} - \delta^0) - \\ & - \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}); \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$\Delta_{n(\gamma),5} = \sum_{sJ_s s'J_{s'} K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \tau \omega(K_s, J_s, J_{s'}) \sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}). \quad (3.39)$$

В формуле (3.35) первый и второй члены определяются влиянием кориолисова взаимодействия соответственно на угловые распределения α -частиц и фрагментов деления, τ – усредненное время указанного влияния, $\omega(K_s, J_s, J_{s'})$ – эффективная частота вращения СДС вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, а величины $g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}}$, $\delta_{sJ_s s'J_{s'}}$, $\delta_{3(5)}^{cor}$ и δ^0 определены в работе [177] через энергии и характеристики амплитуд парциальных ширин нейтронных резонансных состояний. В формуле (3.39) по сравнению с формулой (3.38) учитывается отмеченное выше отсутствие влияния кориолисова

взаимодействия на угловые распределения мгновенных нейтронов и гамма-квантов.

При использовании (3.2) формулу (3.37) можно привести к формуле для введенной выше величины $(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)}$ (3.21):

$$(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)} = \Delta_{p,3(5)} \frac{d}{d\theta} (P_{p,ev(odd)}^{(0)}(\theta)), \quad (3.40)$$

где $P_{p,odd}^{(0)}(\theta)$ и $P_{p,ev}^{(0)}(\theta)$ - компоненты угловых распределений третьих легких частиц $P_p^{(0)}(\theta)$ (4-5), носящих нечетный (*odd*) и четный (*ev*) характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ и поэтому связанных с угловыми распределениями $P_p^{(0)}(\theta)$. В формулах (3.40) введены производные по углу θ от компонент $P_{\alpha,odd}^{(0)}(\theta)$ и $P_{\alpha,ev}^{(0)}(\theta)$ углового распределения в случае вылета α -частиц $P_{\alpha}^{(0)}(\theta)$ (3.4), носящих нечетный (*odd*) и четный (*ev*) характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Для описания компонент $P_{\alpha,odd}^{(0)}(\theta)$ и $P_{\alpha,ev}^{(0)}(\theta)$ углового распределения α -частиц $P_{\alpha}^{(0)}(\theta)$ необходима информация [111, 138] о структуре четных $A^{ev}(\theta)$ и нечетных $A^{odd}(\theta)$ компонент амплитуд $A(\theta)$ указанных угловых распределений, которые определяются в квантовой теории деления [138, 182] через когерентные суперпозиции шаровых функций $Y_{l0}(\theta)$ с четными и нечетными значениями l орбитальных моментов третьих частиц соответственно:

$$\begin{aligned} A^{ev}(\theta) &= \sum_{l=l^{ev}} d_l Y_{l0}(\theta) = \sum_{l=l^{ev}} |d_l| e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta); \\ A^{odd}(\theta) &= \sum_{l=l^{odd}} d_l Y_{l0}(\theta) = \sum_{l=l^{odd}} |d_l| e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta). \end{aligned} \quad (3.41)$$

Угол θ задается как угол между направлением вылета легкого фрагмента деления, с высокой точностью совпадающего с направлением радиуса – вектора \mathbf{R} относительного движения фрагментов, и радиусом – вектором \mathbf{r} , определяющим положение центра тяжести третьей частиц, в качестве которой ниже будет рассмотрена α – частица. При инверсии вектора \mathbf{r} угол θ меняется

на $(\pi - \theta)$, а шаровые функции $Y_{l0}(\theta)$ переходят в функции $Y_{l0}(\pi - \theta) = Y_{l0}(\theta)(-1)^l$, которые не меняют знак для четных значений $l = l^{ev}$ и меняют его для нечетных значений $l = l^{odd}$. Поэтому амплитуда $A^{ev}(\theta)$ ($A^{odd}(\theta)$) является четной (нечетной) функцией при инверсии вектора \mathbf{r} :

$$\begin{aligned} A^{ev}(\pi - \theta) &= A^{ev}(\theta), \\ A^{odd}(\pi - \theta) &= -A^{odd}(\theta). \end{aligned} \quad (3.42)$$

В экспериментах по тройному делению ядер обычно измеряется угловое распределение третьих частиц $P(\theta)$, которое определяется квадратом модуля амплитуды $A(\theta)$, имеющей структуру $A(\theta) = A^{ev}(\theta) + A^{odd}(\theta)$:

$$P(\theta) = |A(\theta)|^2 = |A^{ev}(\theta) + A^{odd}(\theta)|^2. \quad (3.43)$$

При инверсии вектора \mathbf{r} угловое распределение $P(\theta)$ переходит в угловое распределение $P(\pi - \theta)$, которое в силу условия (3.42) определяется как:

$$P(\pi - \theta) = |A^{ev}(\theta) - A^{odd}(\theta)|^2. \quad (3.44)$$

В рамках квантовой теории деления [1] формирование четных и нечетных компонент амплитуды углового распределения α – частиц можно представить следующим образом. Для истинного тройного деления α – частица выбрасывается из существующего в окрестности шейки делящегося ядра α – кластерного состояния [182] под действием эффекта типа «встряски», обусловленного неадиабатичностью деформационного коллективного движения указанного ядра при его приближении к точке разрыва. Из – за влияния парных нуклон – нуклонных корреляций вылетающая α – частица с наибольшей вероятностью формируется из куперовских пар нуклонов, поэтому имеет орбитальный момент $l=0$ и изотропное начальное угловое распределение. Для преодоления кулоновского барьера приобретенная с учетом эффекта встряски полная энергия Q_α относительного движения вылетающей из шейки делящегося ядра α – частицы и дочерней ядерной системы должна не сильно отличаться от

высоты этого барьера $B = \frac{2Ze^2}{R_0}$, где величина R_0 при малом размере шейки ядра

близка к расстоянию между предфрагментами деления в момент вылета α – частицы. В области $R \geq R_0$ и $r/R \ll 1$ α – частица вначале взаимодействует с предфрагментами деления, а затем, после разрыва делящегося ядра на первичные фрагменты, и с первичными фрагментами деления только через кулоновский потенциал $V^{кул}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, который можно представить [1] через сумму монопольного, дипольного и квадрупольного потенциалов, которые пропорциональны соответственно $\left(\frac{r}{R}\right)^0 Y_{00}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$; $\left(\frac{r}{R}\right)^1 Y_{10}(\theta)$ и $\left(\frac{r}{R}\right)^2 Y_{20}(\theta)$

. Монопольный потенциал равен $\frac{2Ze^2}{R}$ и не меняет стартового орбитального момента α – частицы $l=0$, дипольный потенциал, пропорциональный параметру зарядовой и массовой асимметрии фрагментов деления δ , примешивает к орбитальному моменту α – частицы $l=0$ в первом приближении нечетный орбитальный момент $l=1$, наконец, квадрупольный потенциал примешивает к моменту $l=0$ четный орбитальный момент $l=2$. Отсюда следует, что нечетная амплитуда $A^{odd}(\theta)$ связана с зарядовой и массовой асимметрией фрагментов деления и обращается в нуль для симметричного деления ядер, когда параметр $\delta=0$. Действие монопольного, дипольного и квадрупольного кулоновских потенциалов приводит к формированию асимптотических когерентных амплитуд угловых распределений α – частиц $A^{ev}(\theta)$ и $A^{odd}(\theta)$, имеющих структуру (3.42).

Из – за комплексности величин d_l , входящих в формулу (3.42), амплитуду $A^{ev}(\theta)$ можно представить как:

$$A^{ev}(\theta) = \left| A^{ev}(\theta) \right| e^{i\bar{\delta}^{ev}(\theta)} = \left\{ A^{ev}(\theta) \right\} e^{i\bar{\delta}^{ev}(\theta)}, \quad (3.45)$$

где эффективная фаза $\bar{\delta}^{ev}$ представляется в общем случае как $\bar{\delta}^{ev} = \delta^{ev} + m\pi + 2\pi n$, где m принимает значения 0 и 1, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а δ^{ev} -

главная часть фазы, определяемая в интервале $0 \leq \delta^{ev} \leq \pi$. В формуле (3.46) $\{A^{ev}(\theta)\}$ - главное значение амплитуды $A^{ev}(\theta)$, которое является действительной величиной с определенным знаком и определяется как:

$$\{A^{ev}(\theta)\} = |A^{ev}(\theta)|(-1)^m. \quad (3.46)$$

Аналогичным образом можно представить и амплитуду $A^{odd}(\theta)$ при замене во всех величинах формул (3.46), (3.47) индекса (*ev*) на индекс (*odd*).

Угловое распределение $P(\theta)$ (3.44) может быть представлено как:

$$\begin{aligned} P(\theta) &= \left| \{A^{ev}(\theta)\} e^{i\delta^{ev}(\theta)} + \{A^{odd}(\theta)\} e^{i\delta^{odd}(\theta)} \right|^2 = \\ &= \{A^{ev}(\theta)\}^2 + \{A^{odd}(\theta)\}^2 + 2\{A^{ev}(\theta)\}\{A^{odd}(\theta)\}\beta(\theta), \end{aligned} \quad (3.47)$$

где

$$\beta(\theta) = \cos[\delta^{ev}(\theta) - \delta^{odd}(\theta)]. \quad (3.48)$$

В свою очередь угловое распределение $P(\pi - \theta)$ (3.45) определяется как:

$$P(\pi - \theta) = \{A^{ev}(\theta)\}^2 + \{A^{odd}(\theta)\}^2 - 2\{A^{ev}(\theta)\}\{A^{odd}(\theta)\}\beta(\theta). \quad (3.49)$$

Тогда, складывая уравнения (3.47) и (3.49), вычитая из уравнения (3.47) уравнение (3.49), можно получить следующие формулы:

$$\frac{1}{2}[P(\theta) + P(\pi - \theta)] = \{A^{ev}(\theta)\}^2 + \{A^{odd}(\theta)\}^2; \quad (3.50)$$

$$\frac{1}{2}[P(\theta) - P(\pi - \theta)] = 2\{A^{ev}(\theta)\}\{A^{odd}(\theta)\}\beta(\theta); \quad (3.51)$$

Если разделить формулу (3.51) на формулу (3.50), можно прийти к уравнению:

$$\beta(\theta) = \frac{\beta_0(\theta)}{\alpha(\theta)}, \quad (3.52)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_0(\theta) &= \frac{P(\theta) - P(\pi - \theta)}{P(\theta) + P(\pi - \theta)}; \\ \alpha(\theta) &= \frac{2\{A^{ev}(\theta)\}\{A^{odd}(\theta)\}}{\{A^{ev}(\theta)\}^2 + \{A^{odd}(\theta)\}^2}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Для симметричного деления, когда параметр асимметрии фрагментов деления $\delta = 0$ и $A^{odd}(\theta) = 0$, величину $\{A^{ev}(\theta)\}$ можно считать положительно определенной и равной $\{A^{ev}(\theta)\} = A^{ev}(\theta) = A(\theta) = \sqrt{P(\theta)}$. Если учесть, что относительный вклад нечетных амплитуд $A^{odd}(\theta)$ в экспериментальные угловые распределения $P(\theta)$ и $P(\pi - \theta)$ заметно меньше вклада четных амплитуд $A^{ev}(\theta)$ для наиболее вероятных значений параметра зарядовой асимметрии $\delta \approx 0.18$ для низкоэнергетического деления ядер – актинидов, можно, по – прежнему, считать, что $\{A^{ev}(\theta)\} > 0$.

Если для области углов $60^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$, в которой с достаточной точностью измеряются корреляционные эффекты при делении ядер - актинидов, принять, что величина $\beta(\theta) = \cos[\delta^{ev}(\theta) - \delta^{odd}(\theta)]$ не отрицательна, то из формулы (3.53) следует, что знак величины $\{A^{odd}(\theta)\}$ во всей указанной области углов совпадает со знаком величины $\beta_0(\theta)$, которая положительно определена при $\theta < 90^\circ$, обращается в нуль при $\theta = 90^\circ$ и отрицательна при $\theta > 90^\circ$. Если учесть, что модуль величины $\alpha(\theta)$ обладает свойством $|\alpha(\theta)| \leq 1$, поскольку $[\{A^{ev}(\theta)\} - \{A^{odd}(\theta)\}]^2 \geq 0$, то, как следует из формулы (3.53), величина $\beta(\theta) \geq |\beta_0(\theta)|$.

Если принять, что во введенной выше области углов θ зависимость величины $\beta(\theta)$ от угла θ является достаточно слабой, так что величину $\beta(\theta)$ можно считать приблизительно постоянной и равной $\beta(\theta) = \beta$, то из полученного выше условия $\beta(\theta) \geq |\beta_0(\theta)|$ следует соотношение $\beta \geq \max |\beta_0(\theta)|$, которое включает максимальное значение величины $|\beta_0(\theta)|$ в рассматриваемой области углов. Условие слабой зависимости величины $\beta_0(\theta)$ от угла θ означает приблизительное постоянство разности фаз $[\delta^{ev}(\theta) - \delta^{odd}(\theta)]$ в исследуемой области углов. Это постоянство можно понять, если фазы δ_l^{ev} и δ_l^{odd} , входящие в

определение (3.42) амплитуд $A^{ev}(\theta)$ и $A^{odd}(\theta)$, слабо зависят от орбитальных моментов α – частицы l , вносящих заметный вклад в указанные амплитуды. Такая ситуация может быть реализована, если монополярная, дипольная и квадрупольная компоненты потенциала кулоновского взаимодействия α – частицы с фрагментами деления $V^{кул}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ значительно превосходят центробежные потенциалы, связанные с орбитальными моментами α – частицы l . Последнее условие, по – видимому, удовлетворяется в области, где формируются угловые распределения α – частицы, поскольку значения кулоновского параметра $\eta = \frac{2Ze^2}{\hbar v_\alpha}$ для α – частицы в этой области оказываются существенно большими 1 и заметно превосходят значения орбитальных моментов α – частицы l . Это утверждение подкрепляется тем фактом, что угловые распределения α – частиц успешно описываются в рамках классических траекторных расчетов [168].

Как видно из Рис. 3-17, где представлена зависимость величины $|\beta_0(\theta)|$ от θ , построенная при использовании в формуле (3.53) экспериментальных угловых распределений α - частиц $P(\theta)$ [3] для тройного деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами, величина $|\beta_0(\theta)|$ увеличивается при уходе вправо и влево от угла $\theta = 90^\circ$, для которого $\beta_0 = 0$, и достигает в области углов $\theta \approx 65^\circ$ и $\theta \approx 115^\circ$ максимальных значений $\max|\beta_0(\theta)| = 0.8$. Это означает, что величина $\beta \geq 0.8$ и поэтому во введенном выше исследуемом диапазоне углов с 20% - точностью её можно заменить на величину $\beta = 1$.

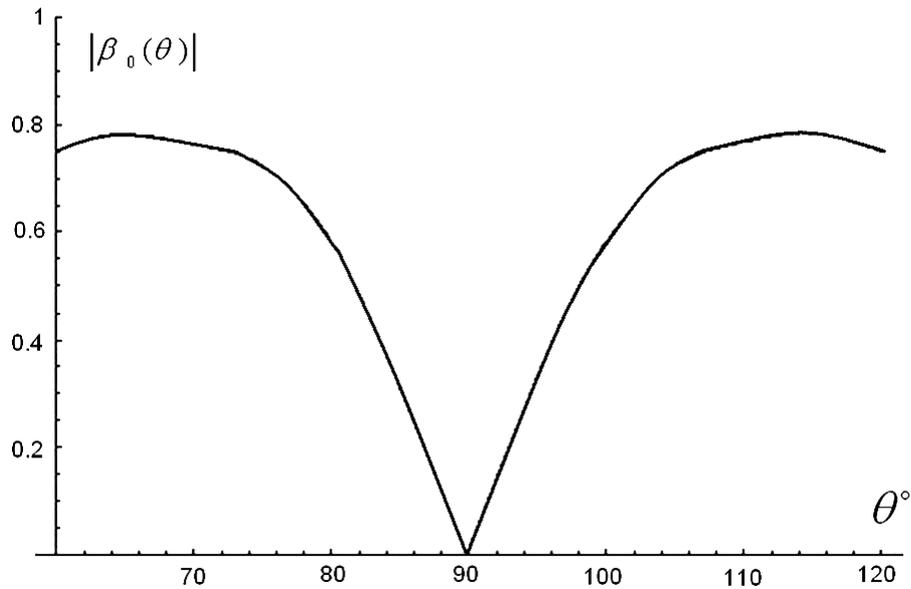


Рис. 3-17 Зависимость величины $|\beta_0(\theta)|$ от угла вылета α – частицы

В этом случае из формул (3.46) и (3.48) получаются соотношения:

$$\begin{aligned}
 P(\theta) &= \left[\{A^{ev}(\theta)\} + \{A^{odd}(\theta)\} \right]^2; \\
 P(\pi - \theta) &= \left[\{A^{ev}(\theta)\} - \{A^{odd}(\theta)\} \right]^2,
 \end{aligned}
 \tag{3.54}$$

из которых можно получить для углового распределения α -частиц $P^0(\theta)$ соотношение вида:

$$P^0(\theta) = P_{ev}^0(\theta) + P_{odd}^0(\theta).
 \tag{3.55}$$

Чётная $P_{ev}^0(\theta)$ и нечётная $P_{odd}^0(\theta)$ компоненты углового распределения $P^0(\theta)$ с учётом формул (3.46) – (3.50) представляются как:

$$\begin{aligned}
 P_{ev}^0(\theta) &= \{A_{ev}^0(\theta)\}^2 + \{A_{odd}^0(\theta)\}^2, \\
 P_{odd}^0(\theta) &= 2\{A_{ev}^0(\theta)\}\{A_{odd}^0(\theta)\}
 \end{aligned}
 \tag{3.56}$$

и поэтому, используя формулы (3.53) – (3.55), можно получить связь компонент $P_{\alpha, odd}^{\{0\}}(\theta)$ и $P_{\alpha, ev}^{\{0\}}(\theta)$ с угловым распределением α - частиц $P_{\alpha}^{\{0\}}(\theta)$ формулами вида:

$$P_{\alpha, odd}^{\{0\}}(\theta) = \frac{1}{2} \left(P_{\alpha}^{\{0\}}(\theta) - P_{\alpha}^{\{0\}}(\pi - \theta) \right), \quad P_{\alpha, ev}^{\{0\}}(\theta) = \frac{1}{2} \left(P_{\alpha}^{\{0\}}(\theta) + P_{\alpha}^{\{0\}}(\pi - \theta) \right).
 \tag{3.57}$$

Квантовая теория деления, учитывающая влияние интерференции [26] делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, может приводить к отличию по модулям и знакам углов $\Delta_{p,3(5)}$, фигурирующих в формулах (3.25), (3.26) в случаях вылетающих альфа-частиц и мгновенных нейтронов и гамма-квантов, от аналогичных углов Δ и Δ_{LF} , вводимых в квазиклассическом приближении в формулах (3.24), (3.26) и имеющих всегда положительный знак. Поскольку теоретические расчеты углов $\Delta_{p,3(5)}$ с учетом интерференционных эффектов очень сложны, воспользуемся для определения этих углов методом максимального правдоподобия [176, 178]. В этом методе углы поворота $\Delta_{p,3(5)}$, фигурирующие в формуле (3.37), используются при расчетах величин $(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)}$ как подгоночные параметры, находящиеся из условия минимума величины χ^2 , вводимой в методе максимального правдоподобия [176, 178] и характеризующей близость рассчитанных и экспериментальных величин $(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)}$. Полученные таким образом значения углов поворота $\Delta_{p,3(5)}$ представлены в таб. 3 для всех изучаемых случаев.

Таблица 3-3

Ядро-мишень	$\Delta_{\alpha,3} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\alpha,5} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{n,5} \cdot 10^{-3}$	$\Delta_{\gamma,5} \cdot 10^{-3}$
^{233}U	0.5	-0.5	-0.6 ± 0.3	-0.4 ± 0.2
^{235}U	1.4	1.9	2.1 ± 0.3	1.6 ± 0.2
^{239}Pu	0.19	0.1		
^{241}Pu	0.25	0.6		

При использовании этих параметров были рассчитаны значения величин $(\beta_{nf,p}(\theta))_{3(5)}$ по формуле (3.37), представленные на Рис. 3-1 - Рис. 3-12 длинными пунктирными линиями.

Как видно из Рис. 3-1 - Рис. 3-4, где представлены экспериментальные (3.23) (черные квадраты) и теоретические (3.36) (длинные пунктирные линии) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_5$ в случае вылетающих альфа-частиц для пятерных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений для всех ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . При этом найденные углы поворота $\Delta_{\alpha,5}$ для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , представленные в Таблица 3-3, оказываются близкими по их модулям и знакам к аналогичным углам Δ , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 3-2. В то же время для ядра-мишени ^{233}U наблюдаются существенные расхождения как по знаку, так и по абсолютному значению угла поворота $\Delta_{\alpha,5}$, фигурирующего в Таблица 3-3, с углом поворота Δ в формуле (3.24), рассчитываемого в рамках квазиклассического метода траекторных расчетов [3]. Эти расхождения могут быть связаны с интерференционными эффектами квантового подхода.

В случае вылетающих мгновенных нейтронов и гамма-квантов, как видно из Рис. 3-5 - Рис. 3-8, где представлены экспериментальные (3.23) (черные квадраты) и рассчитанные (3.37) в рамках квантовой теории деления (длинные пунктирные линии) значения величины $(\beta_{nf,n(\gamma)}(\theta))_5$ для пятерных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U . При этом найденные углы поворота $\Delta_{n,5}$ и $\Delta_{\gamma,5}$ для ^{233}U и ^{235}U , представленные в Таблица 3-3 оказываются близкими как между собой, так и к значениям $\Delta_{\alpha,5}$, представленным в Таблица 3-3, по их модулям и знакам. В то же время для ядра-мишени ^{235}U углы $\Delta_{n,5}$ и $\Delta_{\gamma,5}$ близки по модулям и знакам к аналогичным углам Δ_{LF} , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 3-2. Одновременно для ядра-мишени ^{233}U наблюдается полное расхождение как по знакам, так и по абсолютным значениям углов поворота $\Delta_{n,5}$ и $\Delta_{\gamma,5}$, с углом поворота Δ_{LF} , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 3-2. Эти

расхождения так же могут быть связаны с интерференционными эффектами квантового подхода.

В случае вылетающих альфа-частиц, как видно из Рис. 3-9 - Рис. 3-12, где представлены экспериментальные (3.52) (черные квадраты) и рассчитанные (3.57) (длинные пунктирные линии) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ для тройных корреляций, наблюдается разумное согласие указанных значений для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . При этом найденные углы поворота $\Delta_{\alpha,3}$ для этих ядер-мишеней, представленные в Таблица 3-3, оказываются близкими по их модулям и знакам к аналогичным углам Δ , полученным в рамках квазиклассического подхода [3] и представленных в Таблица 3-2. В то же время для ядра-мишени ^{233}U наблюдается существенное расхождение в 2.8 раза по абсолютным значениям угла поворота $\Delta_{\alpha,3}$, используемого в рамках квантовой теории деления в формуле (3.54), с углом поворота Δ в формуле (3.54), рассчитываемого в рамках квазиклассического подхода [3]. Эти расхождения также могут быть связаны с интерференционными эффектами квантового подхода.

В то же время из Рис. 3-9 видно, что для ядра-мишени ^{233}U экспериментальные значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ (черные квадраты) отличаются от рассчитанных значений (длинные пунктирные линии) на не зависящую от угла θ достаточно большую по модулю отрицательную величину $(\beta_{nf,\alpha})_3$. В этом случае вместо величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ (3.56) можно ввести величину $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha}(\theta))_3$, которая представляется обобщающей формулу (3.57) формулой вида:

$$(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3 = \Delta_{\alpha,3} \frac{d}{d\theta} (P_{p,odd}^{\{0\}}(\theta)) + (\beta_{nf,\alpha})_3. \quad (3.58)$$

Подгоночные параметры $\Delta_{\alpha,3}$ и $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3$ в формуле (3.58) были рассчитаны из согласования рассчитанных значений $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha}(\theta))_3$ с экспериментальными значениями величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ и представлены в Таблица 3-4.

Ядро-мишень	$\Delta_{\alpha,3} \cdot 10^{-3}$	$(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_3 \cdot 10^{-3}$
^{233}U	0.6	-0.04
^{235}U	1.5	0.02
^{239}Pu	0.19	-0.002
^{241}Pu	0.33	0.01

При использовании этих параметров были рассчитаны значения величин $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$, представленные на Рис. 3-18 - Рис. 3-21 длинными пунктирными линиями, которые находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями аналогичных величин.

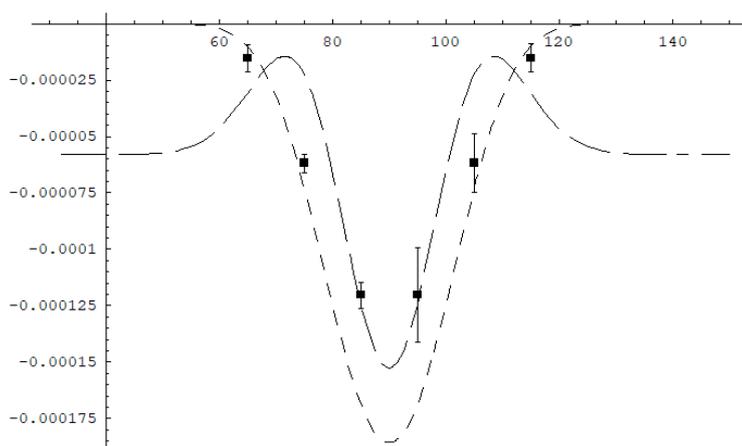


Рис. 3-18 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{233}U .

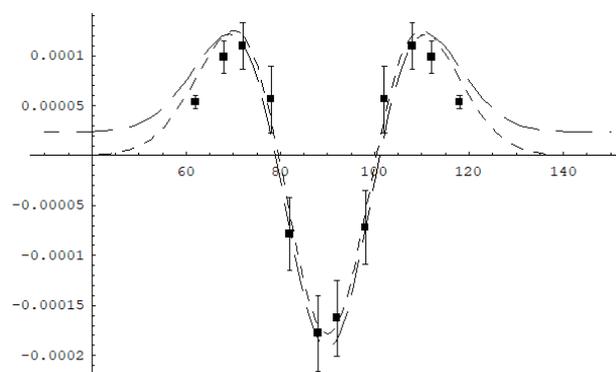


Рис. 3-19 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{235}U .

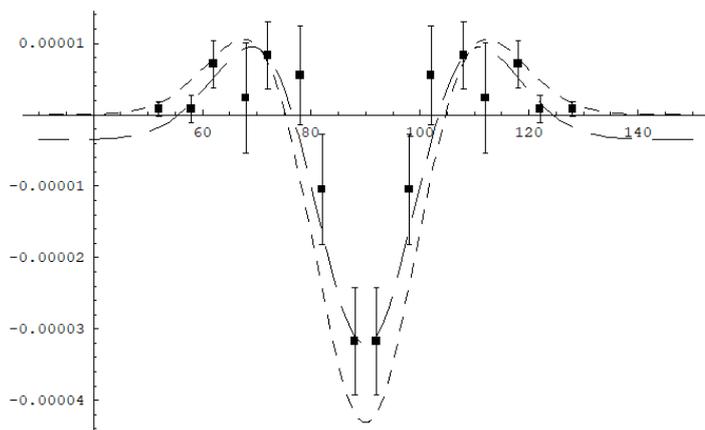


Рис. 3-20 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{239}Pu .

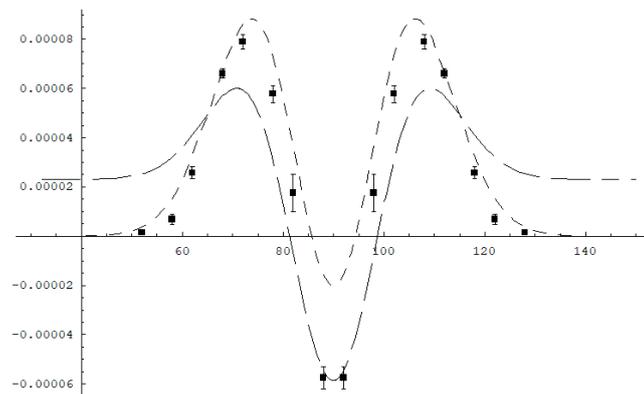


Рис. 3-21 Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (короткая пунктирная линия – квазиклассический подход и длинная пунктирная линия – квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ в случае ядра - мишени ^{241}Pu .

Для всех ядер-мишеней, кроме ^{233}U , отличия углов $\Delta_{\alpha,3}$ из Таблица 3-4 от углов $\Delta_{\alpha,3}$, представленных в Таблица 3-3, являются не существенными, а величины $(\beta_{nf,\alpha})_3$ вносят незначительный вклад в величину $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_3$ (3.58), что ясно видно из Рис. 3-18 - Рис. 3-21.

Возникает вопрос о механизме появления величины $(\beta_{nf,\alpha})_3$ в формуле (3.58). В принципе, этот механизм можно пытаться связать с рассмотренным в работе [3] влиянием вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ при учете коллективных bending- колебаний этого ядра в окрестности точки его разрыва. Однако это требует дополнительного рассмотрения.

III.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ III

В главе III продемонстрировано, что в рамках единого квазиклассического подхода, использующего метод траекторных расчетов и развитого в работах [2, 3, 162-164, 165-167], не удастся одновременно описать характеристики P–четных T–нечетных асимметрий в реакциях деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом α – частиц [2, 3, 162-164, 165-167] и мгновенных нейтронов и гамма–квантов [168-170]. Действительно, углы поворота Δ (3.55) в формуле (3.56) в указанном подходе всегда положительны, а для описания экспериментальных значений P–четных T–нечетных асимметрий в случае вылета мгновенных нейтронов и гамма-квантов для ядра–мишени ^{233}U [168-170] знак углов поворота Δ должен быть отрицательным.

В указанной главе показано, что P–четные T–нечетные асимметрии, появляющиеся в компонентах $d\sigma_{nf,p}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ полных сечений $d\sigma_{nf,p}(\theta)/d\Omega$ анализируемых реакций, линейно зависящих от вектора поляризации нейтрона σ_n , при использовании представлений об изотропности пространства и сохранении чётности могут быть представлены суммой двух P-четных T–нечетных скалярных функций. Причем, первая из них однозначно связана с тройным коррелятором (3.7), пропорциональным $(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p])$, а вторая с пятерным коррелятором (3.8), пропорциональным $(\sigma_n[\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p])(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_p)$. Экспериментальные значения этих корреляторов были восстановлены в этой работе при использовании экспериментальных значений коэффициентов асимметрии $D_{nf,p}(\theta)$ из работ [2, 3, 162-164, 165-167]. Продемонстрирована возможность достижения согласия между экспериментальными и рассчитанными значениями рассмотренных выше тройных и пятерных корреляторов при вылете альфа–частиц и мгновенных нейтронов, и гамма-квантов при использовании оптимальных углов поворота $\Delta_{p,3(5)}$, рассчитанных

на основе метода максимального правдоподобия. При этом указанное согласие для тройного коррелятора $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_3$ в случае вылета альфа-частиц из ядра-мишени ^{233}U было достигнуто при введении в формулу (38) для величины $\left(\beta_{nf,\alpha}(\theta)\right)_3$ дополнительного члена $\left(\beta_{nf,\alpha}\right)_3$, не зависящего от угла θ .

Доказательство связи этого члена с учетом предложенного в работе [3] влияния вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ и связанного с коллективными bending-колебаниями этого ядра в окрестности точки его разрыва, требует дополнительного рассмотрения. В свете всего выше сказанного особую актуальность приобретает дополнительная проверка экспериментальных результатов, полученных группой Г.В. Даниляна [168-170] для деления холодными поляризованными нейтронами ядра-мишени ^{233}U с вылетом мгновенных нейтронов и гамма-квантов. Эксперименты, представленные в работах [168-170], были проведены группой Г.В. Даниляна на пучке поляризованных тепловых нейтронов тяжеловодного реактора ИТЭФ. Однако возникла проблема с переездом указанного реактора и временным промежутком, когда он снова будет введен в эксплуатацию. Проведение подобных экспериментов на европейских реакторах стало затруднительным в связи с обострившейся политической ситуацией. Поэтому особую роль приобретают отечественные реакторы, самыми яркими представителями которых являются два реактора: исследовательский ядерный реактор «ПИК» на территории ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова», г. Гатчина и многоцелевой научно-исследовательский реактор «МБИР» на быстрых нейтронах четвертого поколения г. Мелекесе (АО «ГНЦ НИИАР»). Существуют сложности с запуском исследовательского реактора «ПИК», так как физический пуск планировался на 2011 год, а реально его удалось осуществить только 8 февраля 2021 года. Поэтому выбор останавливается на исследовательском реакторе «МБИР» на быстрых нейтронах с самой большой мощностью среди всех исследовательских реакторов, существующих и

проектируемых в мире – 150 МВт, запуск которого планируется в 2028 году. Вместе с натриевым теплоносителем «МБИР» способен обеспечит самую высокую для исследовательских реакторов плотность потока быстрых нейтронов – $5,3 \cdot 10^{15}$ н/см²с, поэтому возлагаем надежды на руководство ГК «Росатом» по скорейшему запуску реактора и открытию исследовательского канала на холодных поляризованных нейтронах для экспериментальной проверки рассмотренных выше экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При использовании диаграммой техники построены формулы для амплитуд ширин многоступенчатых ядерных распадов с учётом появления в них как реальных, так и виртуальных состояний промежуточных ядер, причем в последнем случае энергии указанных ядер лежат вне массовой поверхности рассматриваемых распадов.
2. Среди ядерных распадов удалось выделить новый класс виртуальных ядерных распадов и описать экспериментальные характеристики виртуальных $2p$ - и 2β - распадов ядер, а также получить указание на виртуальный характер реакций тройного и четверного деления ядер.
3. Показано, что СДЯ остается «холодным» на всех стадиях деления, начиная со спуска СДЯ с внешней седловой точки и заканчивая образованием углового распределения фрагментов деления, что дает возможность ограничиться только нулевыми *wriggling* и *bending* – колебаниями СДЯ.
4. Продемонстрирована связь угловых и спиновых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер с коллективными *wriggling* и *bending* - колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва. Установлен негиббсовской характер распределения спинов фрагментов деления, обусловленный одновременным влиянием *wriggling*- и *bending* – колебаний составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.
5. Проведена оценка средних значений относительных орбитальных моментов фрагментов деления, формируемых *wriggling* – колебаниями, которые принимали достаточно большие значение $\bar{L}_1 = 14,4$, что обеспечивает хорошую точность реализации гипотезы О.Бора.
6. Подтверждено существование единого механизма появления тройных $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha])$ и пятерных $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha])(\vec{k}_{LF}, \vec{k}_\alpha)$ Р-четных, Т-нечетных скалярных корреляций в дифференциальных сечениях реакций тройного

деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа – частиц, обусловленного кориолисовым взаимодействием полного спина вращающегося составного делящегося ядра не только с орбитальными моментами фрагментов деления, но и с четными и нечетными орбитальными моментами альфа - частиц, формирующими соответствующие компоненты амплитуд их невозмущённых угловых распределений.

7. Предложен дополнительный механизм, связанный с нарушением аксиальной – симметрии СДС, обусловленным влиянием поперечных bending – колебаний СДС в окрестности точки её разрыва, и появлением в силу этого Кориолисова взаимодействия, связанного с вращением СДС с угловой скоростью ω , направленной вдоль оси симметрии СДС без учета поперечных bending – колебаний.
8. Показано, что для вычисленных углов поворота наблюдается согласие абсолютных значений и знаков углов $\Delta_{\alpha,5}$ и $\Delta_{n',\gamma,5}$ в случае обоих изотопов урана ^{233}U и ^{235}U . Продемонстрировано появление отрицательных знаков углов поворота $\Delta_{\alpha,5}$ и $\Delta_{n',\gamma,5}$ для пятерных корреляторов в случае ядра – мишени ^{233}U , в отличие от положительных знаков этих углов для всех остальных ядер – мишеней, которое может быть связано с влиянием интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний составного делящегося ядра sJ_s и $s'J_{s'}$, с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$.
9. Продемонстрирована связь Р-четных, Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ – квантов относительно направления вылета фрагментов деления ядер холодными поляризованными нейтронами с пятерными $(\vec{\sigma}_n, [\vec{k}_{\text{LF}}, \vec{k}_{n',\gamma}]) (\vec{k}_{\text{LF}}, \vec{k}_{n',\gamma})$ скалярными корреляциями, обусловленными влиянием кориолисова взаимодействия полного спина вращающейся делящейся системы с орбитальными моментами фрагментов деления.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность своему научному консультанту д.ф.м.н., профессору Кадменскому Станиславу Георгиевичу, с которым мы уже на протяжении 20 лет совместно решаем научные проблемы, за его неоценимую помощь на всех этапах становления меня, как сформировавшегося физика со своими научными взглядами и убеждениями. Своим соавторам Бунакову В.Е., Иванкову Ю.В. и Титовой Л.В. за совместные обсуждения и ценные замечания. Своей альма-матер Воронежскому госуниверситету, на базе которого была выполнена диссертация. Профессорам МГУ Зеленской Н.С. и Черняеву А.П. за переданный мне большой жизненный опыт, который помог завершить указанную работу в сжатые сроки.

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих
рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of
Science и/или Scopus:**

A1. С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Описание истинного и задержанного тройного деления ядер с вылетом различных третьих частиц // Ядерная физика – 2010. – Т. 73, №8. – С. 1874–1982.

[Kadmensky S.G., Kadmensky, S.S., Lyubashevsky D.E. / Description of true and delayed ternary nuclear fission accompanied by the emission of various third particles // Phys. Atom. Nuclei 73, 1436–1442 (2010).] [IF 0.328].

A2. С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Т-нечетные асимметрии для испарительных нейтронов в делении ядер // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2010.–Т. 74, №4. – С. 560-562.

[Kadmensky S.G., Kadmensky, S.S., Lyubashevsky D.E. / T-odd asymmetries for evaporation neutrons in nuclear fission // Phys. Atom. Nuclei 74, 528–530 (2010).] [IF 0.328].

A3. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Четные и нечетные амплитуды угловых распределений третьих частиц в делении ядер // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2010.–Т. 74, №6. – С.828-834.

[Lyubashevsky D.E., Kadmenskii S.G. / Even and odd amplitudes of distributions of third particles in nuclear fission // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 74, 791–794 (2010).] [IF 0.226].

A4. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Описание Т – нечетных асимметрий для альфа – частиц в реакциях тройного деления ядер - актинидов // Изв. РАН, Сер. Физич. – 2010. – Т. 74, №6. – С. 1013-1019.

[Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G., Bunakov V.E. / Describing T-odd asymmetries for α -particles in the ternary fission of actinide nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 973 (2011).] [IF 0.226].

A5. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский, Л.В. Титова / Угловые и спиновые распределения первичных фрагментов деления // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2011. – Т. 75, №7. – С.1044–1048.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Titova L.V. / Angular and spin distributions of primary fission fragments // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 989 (2011).] [IF 0.226].

A6. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизм появления анизотропии угловых распределений испарительных нейтронов в системах центров масс, испускаемых из термализованных фрагментов деления // Изв. РАН. Сер. физ. – 2012. – Т. 76, №4. – С. 515-519.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Mechanism of the appearance of angular distribution anisotropy for evaporation neutrons in center-of-mass systems emitting their thermalized fission fragments // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 457–461 (2012).] [IF 0.226].

A7. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Т-нечетные асимметрии в угловых распределениях испарительных нейтронов, испускаемых в реакциях деления ядер холодными поляризованными нейтронами // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2012. – Т. 76, №8. – С.1051-1056.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / T-odd asymmetries in the angular distributions of evaporative emitted in the fission reactions of cold polarized neutrons // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 947–951 (2012).] [IF 0.226].

A8. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизмы формирования Р-нечетных, Р-четных и Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях продуктов двойного и тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами // Ядерная физика – 2014. – Т. 77, № 1. – С.49-55.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Mechanisms of formation of P-odd, P-even and T-odd asymmetries in the angular distributions of products of binary and ternary fission induced by cold polarized neutrons // Phys. Atom. Nuclei 77, 46–52 (2014).] [IF 0.328].

A9. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Р-нечетные, Т-нечетные асимметрии для продуктов спонтанного деления ориентированных ядер. // Изв. РАН. Сер. Физич. – 2014. – Т. 78, № 5. – С. 568-572.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lubashevsky D.E. / P-odd, T-even symmetries for products of the spontaneous fissioning of oriented nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 78, 383–387 (2014).] [IF 0.226].

A10. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Роль wriggling-колебаний делящегося ядра в формировании угловых и спиновых распределений нейтронов и γ -квантов, испускаемых фрагментами деления. // Изв. РАН, Сер. Физич. – 2015. – Т. 79, №7. – С. 975-979.

[Kadmensky S.G., Lubashevsky D.E., Titova L.V. / Role of wriggling vibrations of fissile nuclei in the formation of angular and spin distributions of neutrons and gamma-quanta emitted by fission fragments // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 79, 879–882 (2015).] [IF 0.226].

A11. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Влияние поперечных колебаний делящихся ядер на угловые и спиновые распределения осколков низкоэнергетического деления. // Ядерная физика. – 2016. – Т. 79, №2. – С. 198-207.

[Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Effect of transverse vibrations of fissile nuclei on the angular and spin distributions of low-energy fission fragments // Phys. Atom. Nuclei 79, 304–312 (2016).] [IF 0.328].

A12. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Классификация T-нечётных асимметрий для предразрывных и испарительных лёгких частиц в реакциях тройного и четверного деления ядер холодными поляризованными нейтронами. // Изв. РАН, Сер. Физич. – 2016. – Т. 80, №8. – С. 1013-1019.

[Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Classification of T-odd asymmetries for prescission and evaporated light particles in ternary and quaternary nuclear fission induced by cold polarized neutrons // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 80, 927–932 (2016).] [IF 0.226].

A13. С.Г. Кадменский, Ю.В. Иванков, Д.Е. Любашевский / Феноменологические характеристики двух-протонного виртуального распада ядра Fe-45 // Ядерная физика. – 2017. – Т. 80, № 5. – С. 464-473.

[Kadmensky S.G., Ivankov Y.V., Lyubashevsky D.E. / Phenomenological features of two-proton virtual decay of the ^{45}Fe nucleus // *Phys. Atom. Nuclei* 80, 903–911 (2017).] [IF 0.328].

A14. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Определяющая роль wriggling-колебаний делящегося ядра в формировании угловых и спиновых распределений продуктов двойного и тройного деления ориентированных ядер // *Ядерная физика.* – 2017. – Т. 80, № 5, – С. 447-454.

[Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Decisive role of wriggling vibrations in the formation of angular and spin distributions of products originating from binary and ternary fission of oriented nuclei // *Phys. Atom. Nuclei* 80, 850–857 (2017).] [IF 0.328].

A15. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Фотоделение ядер при учете wriggling-колебаний делящегося ядра // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2017. – Т. 81, №6. – С. 791-799.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. / Photofission of nuclei with allowance for wriggling vibrations of fissioning nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 81, 717–724 (2017).] [IF 0.226].

A16. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Единый механизм появления Т-нечетных TRI- и ROT-асимметрий в реакциях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами. *Ядерная физика.*— 2018 .— Т. 81, № 4. - С. 433-442.

[Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Unified Mechanism behind the Appearance of T-Odd TRI and ROT Asymmetries in Actinide Fission Induced by Cold Polarized Neutrons // *Phys. Atom. Nuclei* 81, 463–471 (2018).] [IF 0.328].

A17. С.Г. Кадменский, В.Е. Бунаков, Д.Е. Любашевский / Сопоставление характеристик Т – нечетных асимметрий в сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами для случаев испускания предразрывных и испарительных третьих частиц // *Известия РАН Серия Физическая.*— 2019.— Т. 83, № 9. - С. 1236-1243.

[Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. / Comparing the Parameters of T-odd Asymmetries in Cross Sections of the Ternary Fission of Nuclei by Cold Polarized Neutrons with the Emission of Pre-Scission and Evaporation Third Particles // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 83, 1128–1135 (2019).] [IF 0.226].

A18. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский, П.В. Кострюков / Связь экспериментальных характеристик P-чётных T-нечётных асимметрий в тройном делении ядер холодными поляризованными нейтронами с тройными и пятерными скалярными корреляциями // Ядерная физика.— 2019.— Т. 82, № 3. - С. 252-259.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. & Kostryukov P.V. / Relation of Experimental Features of P-Even, T-Odd Asymmetries in Ternary Nuclear Fission Induced by Cold Polarized Neutrons to Triple and Quintuple Scalar Correlations // Phys. Atom. Nuclei 82, 267–273 (2019).] [IF 0.328].

A19. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский / Новый класс ядерных распадов с участием виртуальных состояний промежуточных ядер // Ядерная физика. –2020. – Т. 83. № 4. – С. 326-335.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. / New Class of Nuclear Decays Involving Virtual States of Intermediate Nuclei // Phys. Atom. Nuclei 83, 581–590 (2020).] [IF 0.328].

A20. С.Г. Кадменский, П.В. Кострюков, Д.Е. Любашевский / Условия T – инвариантности для дифференциальных сечений бинарных реакций с участием ориентированных по спинам ядер и частиц // Ядерная физика 2020, Т. 83, № 4, с. 336–343.

[Kadmensky S.G., Kostryukov P.V., Lyubashevsky D.E. / T-Invariance Conditions for Differential Cross Sections for Binary Nuclear Reactions Involving Spin-Oriented Particles and Nuclei // Phys. Atom. Nuclei 83, 591–598 (2020).] [IF 0.328].

A21. Д.Е. Любашевский / Виртуальные двойные бета распады ядер // Известия РАН Серия Физическая, 2020, Т. 84, № 10, С. 1406–1412.

[Lyubashevsky D.E. / Virtual Double Beta Decays of Nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 84, 1201–1206 (2020).] [IF 0.226].

A22. С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский, А.С. Веретенников, А.А. Писклюков / Механизмы многоступенчатых ядерных распадов с учетом реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер // Физика элементарных частиц и атомного ядра. - 2022. Т. 53, № 2. С. 620–636.

[Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. et al. / Effect of Real and Virtual States in Intermediate Nuclei on Multistep Decay // Phys. Part. Nuclei 53, 644–654 (2022).] [IF 0.485].

A23. С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский / Механизмы формирования P-четных T – нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц // Известия РАН Серия Физическая.— 2021.— Т. 85, № 10. - С. 1487-1494.

[Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. / Formation of P-Even and T-Odd Asymmetries in Ternary Nuclear Fission by Cold Polarized Neutrons and the Emission of Alpha Particles // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 85, 1160–1166 (2021).] [IF 0.226].

A24. Д. Е. Любашевский / P-четные T – нечетные асимметрии в дифференциальных сечениях реакций деления неориентированных ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных и испарительных легких частиц // Вестник Московского Университета, Серия 3: Физика, Астрономия, - 2021, №. 5, С. 58–63.

[Lyubashevsky D.E. / P-even T-Odd Asymmetries in Differential Cross sections of Fission Reactions for Unoriented Nuclei by Cold Polarized Neutrons with Emission of Precission and Evaporative Light Particles // Moscow Univ. Phys. 76, 313–319 (2021).] [IF 0.672].

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России:

A25. Д.Е. Любашевский / Связь T – нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер актинидов холодными поляризованными нейтронами с тройными

и пятерными скалярными корреляциями // Вестник Воронежского государственного университета Серия Физика и математика. – 2020. № 3. С. 25-37.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mutterer M. Dinuclear Decay Modes / M. Mutterer, J. P. Theobald. — IOP Publ. : Bristol, 1996. — Chap. 12.
2. F. Goennenwein, M. Mutterer M, J. von Kalben, et al Rotation of the compound nucleus ^{236}U in the fission reaction $^{235}\text{U}(n,f)$ induced by cold polarised neutrons / F. Goennenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, T. Soldner // Phys. Lett. B. – 2007. – V. 652. – № 1. – P. 13-20.
3. Gagarski A. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides U 233,235 and Pu 239,241 / A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov [et al.] // Physical Review C. – 2016. – Vol. 93. – No 5. – P. 054619.
4. Данилян Г. В. Эффекты вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ -квантов деления ядер U и U поляризованными нейтронами / Г. В. Данилян, Й. Кленке, Ю. Н. Копач [и др.] // Ядерная физика. – 2014. – Т. 77. – № 6. – С. 715–720.
5. Nix J. R. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission / 5. J. R. Nix, W. J. Swiatecki // Nucl. Phys. 1965. – V. 71. – P. 1–94.
6. Rasmussen J. O. A model for calculating the angular momentum distribution of fission fragments / J. O. Rasmussen, W. Norenberg, and H. J. Mang // Nucl. Phys. A. – 1969. – V. 136 – P. 465–480.
7. Borh A. and Mottelson B. N.Y.: Benjamin, 1977
8. Сушков О. П., Фламбаум В. В. Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами / О. П. Сушков, В. В. Фламбаум // УФН – 1982. – Т. 136. – №1. – С. 3–24.

9. Tanimura O., Fließbach T. Dynamic model for alpha particle emission during fission / O. Tanimura and T. Fließbach // *Z. Phys. A* – 1987. – V. 328. – P. 475–486.
10. Varabanov A.L., Furman W.I. Formal theory of neutron induced fission / A.L. Varabanov, W.I. Furman // *Z. Phys. A* – 1997. – V. 357 – №4. – P. 411–418.
11. Кадменский С. Г. Теория открытых ферми-систем для описания атомного ядра и ядерных реакций / С. Г. Кадменский // *Ядерная физика*. – 1999. – Т. 62. – № 2. – С. 236–246.
12. С.Г. Кадменский Распад и деление ориентированных ядер/ С.Г.Кадменский // *ЯФ*. – 2002. – Т. 65. – № 7. – С. 1452-1472.
13. Кадменский С. Г. Квантовые и термодинамические характеристики спонтанного и низкоэнергетического индуцированного деления ядер / С. Г. Кадменский // *Ядерная физика*. – 2005. – Т. 68. – № 12. – С. 2030–2041.
14. Бунаков В. Е. Чисто квантовые эффекты в делении / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2007. – Т. 71. – № 3. – С. 360-363.
15. Давыдов А. С. Квантовая механика / А. С. Давыдов. – изд. 2-е, испр. и доп. – Москва : Наука, 1973. – С. 705.
16. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики / Д. И. Блохинцев. – изд. 5-е, перераб. – Москва : Наука, 1976. – С. 664.
17. Ландау Л. Д. Квантовая механика. Часть 2. 1978. Т. 3. С.356.
18. Flugge S. Structure of Atomic Nuclei / S. Flugge
19. Давыдов А. С. Теория атомного ядра / А. С. Давыдов. – изд. , – М. : Наука, 1958. – С. 611.
20. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер / В. Г. Соловьев – изд. , – М. : Наука, 1971. – С. 560.
21. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер / А. Б. Мигдал – М. : Наука, 1983. – С. 432.

22. Лейн А. Теория ядерных реакций при низких энергиях / А. Лейн, Р. Томас ; Под ред. В.М. Аграновича; Пер. с англ. М.Н. Николаева и А.В. Шутько .— М. : Изд-во иностранной литературы, 1960 .— С. 474.
23. Marvin L. Goldberger et K.M. Watson Collision Theory / Marvin L. Goldberger et K.M. Watson // N.Y. : J. Wiley, 1964.-823
24. Вильдермут, К. Единая теория ядра / К. Вильдермут, Я. Тан ; Пер. с англ. Ю.Ф. Смирнова .— М. : Мир, 1980 .— 502 с.
25. Кадменский, С. Г. Альфа-распад и родственные ядерные реакции / С. Г. Кадменский, В. И. Фурман. – Москва : Энергоатомиздат, 1985. – 221 с.
26. Bunakov V. E. Parity violation and related effects in neutron-induced reactions / V. E. Bunakov, V. P. Gudkov // Nucl. Phys. A – 1983. – V. 401, № 3. – P. 93-96.
27. Кадменский, С. Г. Четверное деление как виртуальный процесс / С. Г. Кадменский, Л. В. Титова // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2021. – Т. 85. – № 5. – С. 732-736.
28. Bohr N. The Mechanism of Nuclear Fission / N. Bohr, J. R. Wheeler // Phys. Rev. – 1939. – V. 56. – P. 426.
29. Френкель Я. И. Принципы теории атомных ядер / Френкель Я. И. - Изд-во АН СССР, 1945.
30. Носов В. Г. К теории деления тяжелых ядер вблизи порога / В. Г. Носов // Физика деления атомных ядер. — М. : Атомиздат — 1957. — С. 52—57.
31. Франк И. М. Об анизотропии процессов деления ядер / И. М. Франк // Физика деления атомных ядер. — М. : Атомиздат — 1957. — С. 58—73.
32. Халперн И. Деление ядер / И. Халперн. – М. : Физматгиз, 1962. – С. 156.
33. Струтинский В. М. Об угловых распределениях осколков деления/ В.М. Струтинский // ЯФ. – 1965. – Т. 3. – № 4. – С. 614–625
34. Fong P. Dynamical interpretation of the statistical theory of fission / P. Fong // Phys. Rev. C. – 1979. – V. 19. – №3. – P. 868-870.
35. Gontchar, I. I., Litnevsky, L.A. Dependence of nuclear dissipation upon deformation or temperature: analysis of the data using a Langevin-Monte-Carlo

- approach / I. I. Gontchar, L. A. Litnevsky // *Z. Phys. A. - Particles and Fields* – 1997. – V. 359. – P. 149–155.
36. Carjan N, Leroux B. Finite-size effects in trajectory calculations for alpha particles emitted during nuclear fission // *Phys. Rev. C.* – 1980. – V. 22. – № 5. – P. 2008-2017.
37. И. И. Гончар Ланжевенковская флуктуационно-диссипативная динамика деления возбужденных атомных ядер // *ЭЧАЯ.* – 1995. – Т. 26. – № 4. – С. 932 – 1000.
38. Lane A. M. and Thomas R. G. R-Matrix Theory of Nuclear Reactions / Lane A. M., Thomas R. G. – 1958. – V. 30. – № 2. – P. 257-353.
39. Farwell G. and Segre E. and Wiegand, C. Long Range Alpha-Particles Emitted in Connection with Fission. Preliminary Report / G. Farwell, E. Serge // *Phys. Rev.* – 1947. – V. 71. – № 6. – P. 327-330.
40. Вальский Г. В. // *ЯФ.* – 1976. – Т. 24. – С. 270.
41. Рубчя Б.А., Явшиц Г. Динамические процессы на конечной стадии деления атомных ядер / Б. А. Рубчя, Г. Явшиц // *ЯФ.* – 1984. – Т. 40. – № 3(9). – С. 649-658.
42. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика М.: Физматгиз, 1959.
43. Григоренко Л. В. Теоретическое изучение двухпротонной радиоактивности // *ЭЧАЯ.* – 2009. – Т. 40. – № 5. – С. 1277 (1273-1350).
44. Неудачин, В.Г. Нуклонные ассоциации в легких ядрах / В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов ; АН СССР , Московский гос. ун-т им.Ломоносова , Науч.-исследовательский ин-т ядерной физики; [Отв. ред. Ю.М. Широков] .— М. : Наука, 1969 .— С. 414.
45. Фремен Н. и Фремен П.У. ВКБ-приближение / Н. Фремен, П. У. Фремен // М.: Мир, 1967. 168 с.
46. Delves L. M. Tertiary and general-order collisions // *Nucl. Phys.* – 1958. – V. 9. – №3 – P. 391-399; Tertiary and general-order collisions (II) / L.M. Delves // *Nucl. Phys.* – 1960. – V. 20. – P. 275-308.

47. A. Bohr // Proc. Intern. Conf. On the Peaceful Uses of At. Energy. – 1956 – V. 2.
48. Мотт, Н. Теория атомных столкновений / Н. Мотт, Г. Мессе; Пер. с англ. под ред. Е.Е. Никитина. — М.: Мир, 1969. — С. 756.
49. Базь А. И., Схиртладзе В. С., Шитикова К. В. Расчет трехнуклонной задачи на основе интерполяционного подхода / А. И. Базь, В. С. Схиртладзе, К. В. Шитикова // ЯФ. – 1977. – Т. 25. – С. 281-287.
50. Halpern I., Strutinsky V.M. Angular distribution in particle-induced fission at medium energies. In: Physics in Nucl. Energy. Proc. of the Second Intern. Conf. PUAЕ held in Geneva, UN – 1958. – V. 15 – P. 408-417.
51. Kuiken R. Fission of aligned ^{233}U nuclei by neutrons from 0.4 to 2000 eV / R. Kuiken, N.J. Pattenden, H. Postma // Nucl. Phys. A – 1972. – V. 190. – № 2. – P. 401-418.
52. Reising R. F. and Bate G. L., Huizenga J. R. Deformation of the Transition-State Nucleus in Energetic Fission // Phys. Rev. – 1966. – V. 141. – № 3. – P. 1161-1166.
53. Eremenko D.O., Drozdov V.A. Stochastic model of tilting mode in nuclear fission / Eremenko D.O., Drozdov V.A., Eslamizadeh M.H., Fotina O.V., Platonov S.Yu, Yuminov O.A. // Physics of Atomic Nuclei – 2006. – V. 69. – № 8. – P. 1423-1427.
54. M. Mutterer et al., // In Proceedings of 2 Intern. Conf. on Fission, St. Andrews, Scotland. – 1999. – P. 98
55. Kopach Yu. N. Angular Anisotropy of Prompt gamma Rays and Fragment Spin Alignment in Binary and Light-Charged-Particle-Accompanied Spontaneous Fission of ^{252}Cf / Kopach, Yu. N. and Singer, P. and Mutterer, M. and Klemens, M. and Hotzel, A. and Schwalm, D. and Thierolf, P. and Hesse, M. and G\"onnenwein, F. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 82. – № 2. – P. 303-306.
56. Feynman R. P. The Theory of Positrons // Phys. Rev. – 1949. – V. 76. – № 6. – P. 749-759, P; Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics // Phys. Rev. – 1949. – V. 76. – № 6. – P. 769-789.
57. Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J. Angular — momentum — bearing modes in fission / Luciano G. Moretto, Graham F. Peaslee, Gordon J. Wozniak // Nucl. Phys. A. -1983. -V. 502. - P. 453.

58. Segre E., // Editor, Experimental Nuclear Physics. (New York-London. -1953. - V.2)
59. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Согласованное описание последовательного двухпротонного распада ядер при использовании диаграммной техники, R-матричной теории ядерных реакций и кинетических уравнений для распадов радиоактивных ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // Изв. РАН сер. физ. - 2014. -Т. 78. - С. 1414.
60. Кадменский С. Г., Булычев А.О. Обобщенный подход к описанию многоступенчатых распадов в цепочках генетически связанных ядер / С. Г. Кадменский, А.О. Булычев // Изв. РАН сер. физ. -2015. - Т. 79. - С. 967.
61. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Двухступенчатые механизмы двухпротонных распадов ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ. - 2014. - Т. 77. - С. 1075.
62. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Теория двухступенчатых двухпротонных распадов ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ. - 2014. - Т. 77. - С. 1605.
63. Lane A. M. and Thomas R. G. R-Matrix Theory of Nuclear Reactions / Lane A. M., Thomas R. G. – 1958. – V. 30. – № 2. – P. 257-353.
64. Кадменский С. Г., Булычев А.О. Теория многоступенчатых статистических распадов в цепочках генетически связанных ядер // Изв. РАН, сер. физ. 2016. Т. 80. С. 1009-1014.
65. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Двухступенчатые механизмы двухпротонных распадов ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ. - 2014. - Т. 77. - С. 1075.
66. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Теория двухступенчатых двухпротонных распадов ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // ЯФ. - 2014. - Т. 77. - С. 1605.

67. Кадменский С. Г. Вероятности вылета и энергетические и угловые распределения легких частиц для истинного четверного деления ядер / С. Г. Кадменский, Л. В. Титова // ЯФ. - 2013. -Т. 76. - С. 18.
68. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, F. Gonnenein, et al. Rotation of the Scissioning Nuclei $^{234}\text{U}^*$ and $^{236}\text{U}^*$ Following Capture of Cold Polarised Neutrons as Observed in Ternary Fission/ Gagarski A., Guseva I., Gonnenein F., Petrov G., Jesinger P., Sokolov V., Zavarukhina T., Mutterer M., von Kalben J., Trzaska W., Khlebnikov S., Tiourine G., Soloviev S., Nesvizhevsky V., Zimmer O., Soldner T. // in Proceedings of the ISINN-14, Dubna, Russia, 2006 (JINR, Dubna, 2007), p. 93
69. Goldansky V.I. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity/ V.I. Goldansky // Nucl. Phys. - 1960. -V.19. -P.482.
70. Pfutzner M. et al. First evidence for the two-proton decay of ^{45}Fe / M. Pfutzner // Eur. Phys. J. A. - 2002. - V. 14. - P. 279.
71. Giovanezzo J. et al. Two – proton radioactivity of ^{45}Fe / J. Giovanezzo // Phys. Rev. Lett. - 2002. -V.89. - P. 102501.
72. Кадменский С. Г. Квантовые характеристики деформационных мод движения делящегося ядра / С.Г. Кадменский // ЯФ. -2008. -Т.71. -С.1220.
73. Miernik K., et al., // Phys. Rev. Lett. - 2005. - V.72. - P. 054315.
74. Miernik K. et al. Optical Time Projection Chamber for imaging nuclear decays / K. Miernik // Nucl. Instr. Meth. Phys. Sect. A. – 2007. - V. 581 -P. 194.
75. Brown B. A. and Barker F. C. Di-proton decay of ^{45}Fe / B. A. Brown. // Phys. Rev. C - 2003. - V.67. - P. 041304.
76. Ландау Л.Д. Смородинский Я. А. Рассеяние протонов протонами / Л.Д. Ландау // ЖЭТФ. - 1944. - Т. 14. - С. 69.

- 77.Мигдал А. Б. Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц / А.Б. Мигдал // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3.
- 78.Watson K. M. Energy Spectra of Breakup Protons from the D (n, p) 2n Reaction by 14.1 MeV Neutrons / K. M. Watson // Phys Rev. -1950. - V. 88. - P. 1163.
- 79.Григоренко Л. В. Теоретическое исследование двухпротонной радиоактивности. Статус, прогнозы и приложения / Л. В. Григоренко // ЭЧАЯ. - 2009. - Т. 40. - С. 1273.
- 80.Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Согласованное описание последовательного двухпротонного распада ядер при использовании диаграммной техники, R-матричной теории ядерных реакций и кинетических уравнений для распадов радиоактивных ядер / С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков // Изв. РАН сер. физ. - 2014. -Т. 78. - С. 1414.
- 81.Бугров В. П., Кадменский С. Г. // ЯФ. -1985. - Т. 49. - С. 1562.
- 82.Соловьев В.Г., Теория атомного ядра: Ядерные модели -М.: Энергоатомиздат, 1981.
- 83.Бугров В. П., Кадменский С. Г., Фурман В. И., Хлебостроев В. Г. Многочастотный вариант теории протонной и нейтронной радиоактивности, случай диагональных переходов / В. П. Бугров, С. Г. Кадменский, В. И. Фурман, В. Г. Хлебостроев // ЯФ. - 1985. - Т. 41. - С. 1123.
- 84.Фаянс С. А. // Препринт ИАЭ-1593. М. (1968).
- 85.Becchetti F. D. Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV / F. D. Becchetti, G. W. Greenless // Phys. Rev. -1969. - V. 182. - P. 1190.
- 86.Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра / П. Э. Немировский— М.: Атомиздат, 1980.
- 87.Dossat, et al., Two-proton radioactivity studies with ^{45}Fe and ^{48}Ni / Dossat // Phys. Rev. -2005. -V.72. -P.054315.

88. Крамер Г. Математические методы статистики / Г. Крамер -М.: Мир, 1975.
89. Fermi E.Z. // Phys. -1934. - V. 88. - P. 161.
90. Suhonen J. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay/ J. Suhonen, O. Civitarese // Phys. Rep. - 1998. - V. 300. - P. 123-214.
91. Tretyak V.I. // Institute for Nuclear Research. - 2014. -V. 58.
92. Goepfert-Mayer M. Double Beta-Disintegration / M. Goepfert-Mayer // Phys. Rev. - 1935. -V. 48. - P. 512—516.
93. Inghram M.G. Reynolds J.H. Double Beta-Decay of ^{130}Te / M.G. Inghram // Phys. Rev. - 1950. - V. 78. - P. 822—823.
94. Слив Л.А. // ЖЭТФ. -1950. - Т. 20. - С. 1035.
95. Ландау Л.Д., Лифшиц Б.Н. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Ландау Л.Д., Лифшиц Б.Н. – М.: Наука, 1974.
96. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра: Ядерные модели / Соловьев В.Г. -М.: Энергоатомиздат, 1981.
97. Гольданский В.И. // ЖЭТФ. -1960. - Т. 39. - С. 497.
98. Гольданский В.И. Двупротонная радиоактивность (Перспективы обнаружения и излучения) / В.И. Гольданский // УФН. - 1965. -Т. 87. - С. 255.
99. Ишханов Б.С. Радиоактивность / Ишханов Б.С. – М.: Университетская книга, 2011.
100. Бунаков В. Е. Т-нечетные асимметрии в угловых распределениях продуктов тройного деления ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2003. – Т. 66. – № 10. – С. 1894-1908.
101. Кадменский С. Г. Несохранение проекции спина на ось симметрии ядра в нейтронных резонансах и кориолисово смешивание / С. Г. Кадменский, В. П.

- Маркушев, В. И. Фурман // Ядерная физика. – 1982. – Т. 35. – № 2. – С. 300-301.
102. Кадменский С. Г. Угловые распределения, относительные орбитальные моменты и спины фрагментов двойного деления поляризованных ядер / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // ЯФ. – 2003. – Т. 67. – № 7. – С. 1259-1268.
103. Кадменский С. Г. Распад и деление ориентированных ядер / С. Г. Кадменский // ЯФ. – 2002. – Т. 65. – № 8. – С. 1424-1437.
104. Кадменский С. Г. Механизмы двойного и тройного низкоэнергетического деления ядер с учетом эффектов несферичности / С. Г. Кадменский // ЯФ. – 2004. – Т. 67. – № 1. – С. 167-179.
105. K. Wildermuth and Y.C. Tang A Unified Theory of the Nucleus // Vievog, Braunschweig, 1977.
106. O. Borh and V. Mottelson Nuclear Structure // Benjamin, New York, 1974, vol. 1, 2.
107. Кадменский С. Г. Ширины и волновые функции распадных ядерных состояний с учетом связи каналов / С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2004. – Т. 67. – № 12. – С. 2157-2161.
108. Кадменский С. Г. Подпороговое фотоделение четно-четных ядер / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // Ядерная физика. – 2005. – Т. 68. – № 9. – С. 1479-1490.
109. Кадменский С. Г. Тройное деление ядер в адиабатическом приближении / С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2002. – Т. 65. – № 10. – С. 1833-1842.
110. Кадменский С. Г. Несохранение четности в индуцированном поляризованными нейтронами двойном и тройном делении ядер / С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2003. – Т. 66. – № 9. – С. 1739-1748.
111. Кадменский С. Г. Р-четные корреляции в индуцированном поляризованными нейтронами двойном и тройном делении ядер / С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2004. – Т. 67. – № 2. – С. 258-266.
112. Кадменский С. Г. Несохранение К в нейтронных резонансах и спиновая зависимость нейтронной силовой функции в деформируемых ядрах / С. Г.

- Кадменский, В. П. Маркушев, Ю. П. Попов, В. И. Фурман // Ядерная физика. – 1984. – Т. 39. – № 1. – С. 7-11.
113. Nix J. R. Further studies in the liquid-drop theory on nuclear fission / James Rayford Nix // Nucl. Phys. A. – V. 130. – № 2. – P. 241-292.
114. M. Brack et al. Funny Hills: The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to the Fission Process / Brack, M. and Damgaard, Jens and Jensen, A. S. and Pauli, H. C. and Strutinsky, V. M. and Wong, C. Y. // Rev. Mod. Phys. – 1972. V. 44. – № 2. – P. 320-405.
115. Кадменский, С. Г. Угловые распределения фрагментов спонтанного деления ориентированных ядер и проблема сохранения проекции спина делящегося ядра на его ось симметрии / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // Ядерная физика. – 2005. – Т. 68. – № 9. – С. 1491-1500.
116. Остапенко Ю. Б., Смиреникин Г. Н., Солдатов А. С. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер / Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиреникин, А. С. Солдатов // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – № 6. – С. 1364-1431.
117. Кадменский С. Г. и др. Распад атомных ядер с испусканием частиц с A больше 4 // Изв. АН СССР. Сер. Физ. - 1986. - Т. 50. -С. 1786-1791.
118. Tsang C. F. Nuclear Collision with Friction / C. F. Tsang // Phys. Scripta. – 1974. – V. 10. – № A. – P. 90.
119. N. Mollenkopf et al. Gold deformed fission / W. Mollenkopf, J. Kaufmann, F. Gonnenswein, P. Geltenbort and A. Oed // J. Phys. G: Nucl. – 1992. – Part. 18. – L203.
120. W.I. Furman, // in Proceedings of FJ/OM Spring Session (Geel, Belgium, 1999), p.248.
121. Shneidman T. M Role of bending mode in generation of angular momentum of fission fragments / Shneidman, T. M. and Adamian, G. G. and Antonenko, N. V. and Ivanova, S. P. and Jolos, R. V. and Scheid, W. // Phys. Rev. C. – 2002. – V. 65. – № 6. – P. 064302.

122. Кадменский, С. Г. Квантовые характеристики деформационных мод движения делящегося ядра / С. Г. Кадменский // Ядерная физика. – 2008. – Т. 71. – № 7. – С. 1226.
123. Muscu S. et al. Угловые моменты четно-четных осколков при безнейтронном делении ^{252}Cf / S. Muscu// Phys. Rev. C. -1999. -V. 60. -P. 034613.
124. Rasmussen J. O., Norenberg W., and Mang H. J. A model for calculating the angular momentum distribution of fission fragments / J. O. Rasmussen, W. Norenberg // Nucl. Phys. A. -.1969. -V.136. - P. 465.
125. Zielinska-Pfab'e M. and Dietrich K., // Phys. Lett. B. -1974. -V.49. - P.123.
126. Randrup J. et al. Dynamical evolution of angular momentum in damped nuclear reactions: (I). Accumulation of angular momentum by nucleon transfer / Thomas Døssing, Jørgen Randrup // Nucl. Phys. A. -1985. -V. 433.- P. 215.
127. Fröbrich P. and Lippezheide R. Theory of Nuclear Reactions. Oxford Science, Oxford, 1996.
128. Gönnewein F. et al. // Intern. Journal of Modern Phys. E. 16 November 2006, WS PC/Instruction File.
129. Варшалович Д. А. Квантовая теория углового момента/ Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. – Л.: Наука, 1975. – 439 с.
130. Шапиро И.С. Ядерные силы, не сохраняющие четность / И.С. Шапиро // УФН. -1968. -Т.95. -С.647.
131. Fong P. Statistical Theory of Nuclear Fission / (Gordon and Beach, N-Y, 1969).
132. Carruthers P., M. Nieto // Rev. Mod. Phys. -1968. -V. 40. -P. 441.
133. Кадменский С.Г., Родионова Л.В. Подпороговое фотоделение четно-четных ядер/ С.Г. Кадменский // Изв. РАН. Сер. физ. -2005. -Т.69. -С.703.
134. Кадменский С. Г. Подпороговое фотоделение четно-четных ядер / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова (Титова) // ЯФ. -2005. -Т.68. -С. 1479.

135. Кадменский С. Г., Титова Л. В. Проблема сохранения проекции спина делящегося ядра на его ось симметрии и квантовая динамика низкоэнергетического деления ядер / С.Г. Кадменский // ЯФ. -2009. -Т.72. - С.1797.
136. Wilhelmy J. B. et. al. Angular Momentum of Primary Products Formed in the Spontaneous Fission of ^{252}Cf / J. B. Wilhelmy // Phys. Rev. C. -1972. -V. 5. -P. 2041.
137. Копач Ю.Н., Попов А.Б., Фурман В.И.и др., // ЯФ. -1999. Т.62. -С.900.
138. Бунаков В. Е., Кадменский С. Г., Кадменский С. С. Угловые распределения продуктов тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами / В.Е. Бунаков // ЯФ. -2008. -Т.71. -С.1917.
139. Бунаков В.Е., Кадменский С.Г. Квазиклассическое описание TRI-асимметрии в тройном делении поляризованными холодными нейтронами / Бунаков В.Е. // ЯФ. -2011. -Т.74. -С.1687.
140. Кадменский С.Г. Гамма-переход между компаунд-состояниями в сферических ядрах / С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман // ЯФ. - 1980. -Т.31. -С.1175.
141. Кадменский С. Г., Бунаков В. Е., Титова Л. В. Роль динамических эффектов в формировании T- нечетных асимметрий для продуктов тройного деления ядер поляризованными нейтронами / С. Г. Кадменский // ЯФ. - 2015. - Т. 78. - С. 706.
142. Ericson T. and Strutinsky V. // Nucl. Phys. -1958. -V.8. -P.284.
143. Strutinsky V. M. // JETP. -1960. -V. 37. -P. 613.
144. Hauser H. and Feshbach H. // Phys. Rev. -1952. -V. 87. -P. 366.
145. Moldauer P. A. // Phys. Rev. B. -1964. -V.135. -P. 6421.
146. Troubetzkoy E. S. // Phys. Rev. -1961. -V.122. -P. 212.

147. Skarsvag K., Bergheim K. // Nucl. Phys. -1963. -V.45. -P.72.
148. Bunakov V.E., Guseva I.S., Kadmenky S.G., Petrov G.A., // ISINN-13, JINR, Dubna. -2005. -P.293; Izv. RAN, Ser. Fiz. -2006. vol.70, no 11, p. 1618.
149. Fröman P.O. // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Skrifter. -1965. -V. 1, № 3.
150. Rasmussen J.O., Sugawara-Tanabe K.// Nucl. Phys. A. -1971. -V. 171. -P. 497.
151. Wagemans C., D'hondt P., and Schillebeeckx P. Triton and alpha emission in the thermal-neutron-induced ternary fission of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu / C. Wagemans and P. D'hondt and P. Schillebeeckx, and R. Brissot // Phys. Rev. C. – 1986. – V. 33. – P. 943–953.
152. Oberstedt S., Carjan N. Information on nuclear shapes near the scission point from internal trajectory calculations / S. Oberstedt, N. Carjan // Z. Phys. A. –1992. – V. 344 – P. 59.
153. Грачев В. Т., Гусев Ю. И., Селиверстов Д. М. Эмиссия заряженных частиц в низкоэнергетическом делении ядер / В. Т. Грачев, Ю. И. Гусев, Д. М. Селиверстов // ЯФ. – 1987. – Т. 47. – С. 622–631.
154. Fong P. Mechanism and Rate of Long-Range α -Particle Emission in Fission / P. Fong // Phys. Rev. C. – 1971. – V. 3. – P. 2025–2027.
155. Рубченя В. А. Квазиклассическая оценка вероятности тройного деления ядер / В.А.Рубченя // ЯФ. – 1982. – Т. 35. – С. 576.
156. Cârjan N., Săndulescu A., Pashkevich V. V. Shell and pairing effects in alpha-accompanied fission / N. Carjan, A. Sandulescu, V. V. Pashkevich // Phys. Rev. C. – 1975. – V. 11. – 782–788.
157. Вальшин А. Г., Кадменский С. Г. и др. Правила для сумм для спектроскопических факторов дейтронов, тритонов, He и альфа-частиц в атомных ядрах / А. Г. Вальшин, С. Г. Кадменский и др.// ЯФ. – 1981. – Т. 33. – С. 939.
158. Кадменский С. Г., Чувильский Ю. М. Эффективные числа кластеров с $A > 4$ в атомных ядрах / С. Г. Кадменский // ЯФ. – 1983. – Т. 38. – С. 1433.

159. Radi H. et al. Monte Carlo studies of alpha-accompanied fission / H. Radi // Phys. Rev. C. 1982. – V. 26. – P. 2049-2053.
160. Бунаков В. Е., Кадменский С. Г. Взаимодействие Кориолиса и Т-нечетная асимметрия в тройном делении ядер. / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский // Известия АН, Сер. физ. – 2004. – Т. 68, № 8. – С. 1090–1097.
161. Brown B. A. // Phys. Rev. C 43 -1990. -P.43.????
162. Jessinger P., Danilyan G. V., Gagarski A.M. et al. // Physics of Atomic Nuclei 1999. V. **62**. P. 1608-1610.
163. Jessinger P., Koetzle A., Gonnenein F. et al. // Phys. At. Nucl. 2002. V. **65**. P. 662.
164. Гусева И.С., Гусев Ю.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. **71**. С. 382.
165. Г.В. Вальский, А.М. Гагарский, И.С. Гусева и др., Изв.РАН, Сер.физ. 2010, Т.74, 803.
166. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, F. Goennenwein et al. // Crystallography Reports, 2011, Vol. 56, No. 7, pp. 1238.
167. Guseva I.S., Gagarski A.M., Gusev Y.I., Petrov G.A., Valski G.V.// Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. V. 10, P. 331.
168. Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. , et al., // Phys. Lett. B. 2009. V. **679**. P. 25.,
169. Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A., et al. // Phys. At. Nucl. 2010. V. **73**. P. 1155.,
170. Данилян Г.В. // ЯФ. 2019. Т. **82**. С. 235.
171. Gavron A. // Phys. Rev. C. 1976. V.**13**. P.2562.
172. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер (Москва, Атомиздат 1976).
173. C. Guet, C. Signarbrioux, P. Perrin, H. Nifenecker, et al. Nucl.Phys. A314 (1979) 1 - 26.
174. F. Fossati, C. Petronio and T. Pinelli. Nucl. Phys., A 208 (1973) 196-206.
175. Strutinskii V. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1959. V. 37. P. 861.

176. Яноши Л. Теория и практика обработки результатов измерений (Москва, «МИР» 1968).
177. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Бунаков В.Е. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 239.
178. Силин И.Н. Поиск максимума правдоподобия методом линеаризации. Статистические методы в экспериментальной физике. (М.: Атомиздат, 1976. С. 319).
179. Gagarski A. M., Petrov G. A., Guseva I. S., et al. / / Proc. ISINN-16. Dubna. Russia. -2008. (JINR, Dubna. -2009). -P. 356.
180. Wigner E. P. Methods of random matrixes / E.P.Wigner // Ann.Math. -1958. - V. 67, № 1. - P. 325-340.
181. Кадменский С.Г. Гамма-переход между компаунд-состояниями в сферических ядрах / С.Г. Кадменский, В.П. Маркушев, В.И. Фурман // ЯФ. - 1980. - Т. 31. - С. 382.
182. Кадменский С.Г., Пеньков Н. В. Квантово-механические характеристики угловых распределений третьих частиц в тройном делении ядер / С. Г. Кадменский // Изв. РАН. Сер. Физ. - 2006. -Т. 70. -С. 172.