

415 898

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-2012-145

На правах рукописи
УДК 539.17

K-897

КУКЛИН
Сергей Николаевич

**ОПИСАНИЕ КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ
В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

341e

Дубна 2012

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук,
с.н.с.

Г.Г. Адамян (ЛТФ ОИЯИ)

кандидат физико-математических наук,
с.н.с.

Н.В. Антоненко (ЛТФ ОИЯИ)

Официальные оппоненты:

кандидат физико-математических наук,
с.н.с.

Е.А. Черепанов (ЛЯР ОИЯИ)

доктор физико-математических наук,
в.н.с.

И.Н. Борзов (ГНЦ РФ ФЭИ)

Ведущая организация:

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт",
г. Москва.

Защита диссертации состоится "06" июня 2013 г.
в 15 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета К 720.001.01 на базе
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской
области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института
ядерных исследований.

Автореферат разослан "22" января 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

А.Б. Арбузов
А.Б. Арбузов

Общая характеристика диссертации.

Актуальность темы.

Данная работа посвящена теоретическим исследованиям спонтанных ядерных процессов, таких как α -распад и кластерная радиоактивность (КР), протекающих при низких энергиях. КР — явление спонтанной эмиссии из ядер легких фрагментов (кластеров), тяжелее α -частицы, но легче продуктов спонтанного деления, принадлежит группе редких явлений. На сегодняшний день экспериментально обнаружено около двух десятков распадов с выходом легких кластеров от ^{14}C до ^{34}Si из ядер от ^{221}Fr до ^{242}Cm , измеренные периоды полураспада $T_{1/2}$ для которых лежат в интервале от 1.7×10^{11} секунд до 3.8×10^{27} секунд. Для около десятка распадов установлен нижний предел $T_{1/2}$. Например, для реакции $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{14}\text{C}$ он равен 1.2×10^4 секунд.

В связи с большим временем, необходимым для проведения экспериментов по КР большое значение приобретает теоретическое изучение КР для понимания фундаментальных проблем кластерных явлений. Например, до сих пор не объяснено явление тонкой структуры КР. Одной из нерешенных проблем, рассмотренных в данной диссертационной работе, является аномалия α -распада нейтронно-дефицитных изотопов P_o и P_n , где экспериментально наблюдается отклонение $T_{1/2}$ от известного закона Гейгера-Неттола (ГН). Сильные различия в исходных посылах теоретических подходов, описывающих КР указывают на необходимость более глубокого понимания физики изучаемого явления. С другой стороны, несмотря на более чем столетнюю историю исследований α -распада, пока не существует теории, которая позволила бы в едином подходе описывать α -распады сферических и сильнодеформированных четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Более того, не существует общей модели, рассчитывающей одновременно вероятности α - и кластерных распадов различных ядер. Таким образом, актуальной задачей является анализ с единых позиций α -распада и КР. Практически отсутствуют систематические экспериментальные и теоретические исследования α - и кластерных распадов

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

из слабозбужденных ядер.

В настоящее время α -распад, КР, спонтанное деление и низколежащие коллективные состояния привлекают значительное внимание в связи с исследованиями структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер. Например, исходя из экспериментальной тонкой структуры α -распада или КР, можно определить спины и четности низколежащих состояний ядер. Предсказания периодов полураспада при эмиссии α -частиц необходимы для идентификации новых изотопов тяжелых ядер и сверхтяжелых элементов. Исследования проявлений кластерных эффектов в структуре низколежащих состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер являются весьма актуальными. Кластерный подход позволяет достаточно просто описать ротационные полосы альтернативной четности в актинидах и сверхтяжелых элементах.

Целью работы является построение модели для описания КР и α -распада, вычисление с ее помощью периодов полураспада ядер относительно вылета α -частиц и легких кластеров в областях “свинцовой” и “оловянной” радиоактивности, объяснение тонкой структуры этих процессов и предсказание возможных для наблюдения реакций КР и α -распада.

Научная новизна и практическая ценность.

- Разработана новая модель кластерного распада, в которой предполагается, что основное квантовомеханическое состояние ядра имеет малые компоненты кластерных состояний и включает в себя понятие двойной ядерной системы (ДЯС). Для описания предразрывных процессов применяется уравнение Шредингера по коллективной координате зарядовой (массовой) асимметрии. В модели используется единый потенциал для областей формирования и разлета фрагментов. В отличие от других α -распадных моделей в ней используются лишь коллективные координаты и описываются с единых позиций α - и кластерные распады для широкой области ядер периодической таблицы элементов: четных, нечетных, сферических и сильнодеформированных.

- Появление в модели фактора, учитывающего наличие в ДЯС орбитального момента, позволило хорошо описывать тонкую структуру КР и α -распада четных и нечетных ядер. Учет октупольной составляющей деформации дочернего ядра позволил описать α -переходы на уровне дочернего ядра, имеющие четность, противоположную четности материнского ядра. Модель не только позволяет предсказывать ширины распадов, но и решать обратную задачу — определять спины-четности и деформации основного и возбужденных состояний дочернего ядра по экспериментальному распределению ширин тонкой структуры α -распада. Модель применима для описания и анализа тонкой структуры и ширин α - и кластерного распадов с возбужденных состояний ядер и из нагретых ядер.

- Анализ экспериментальных данных по спонтанному делению и КР показал корреляцию между парциальными периодами полураспада спонтанного деления для конкретных значений параметра делимости Z^2/A и периодами полураспада КР с соответствующими значениями асимметрии ДЯС. Это дает надежду на возможность единого описания спонтанного деления, α -распада и КР в рамках модели ДЯС.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах, международных конференциях и школах, проходивших в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна), семинарах в Гиссенском университете имени Юстуса Либига (г. Гиссен, Германия), международных конференциях по ядерной физике в Закопане (г. Закопане, Польша, 2008), Дебрицене (г. Дебрицен, Венгрия, 2005), Страсбурге (г. Страсбург, Франция, 2008) и Шато Кадараше (г. Шато Кадараше, Франция, 2008).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 9 работ.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из четырех глав и двух приложений общим объемом 112 страниц, включая 46 таблиц, 40 рисунков и список цитированной литературы из 74 наименований.

Во введении обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, дается краткий обзор по теме диссертации.

В первой главе обсуждается построение новой модели кластерного распада. КР рассмотрен в предположении, что легкий кластер образуется в коллективном движении по координате зарядовой (массовой) асимметрии с последующим тунелированием через кулоновский барьер. Вводятся коллективные координаты зарядовой асимметрии ДЯС и относительного расстояния между центрами масс кластеров, строится потенциал взаимодействия ядер ДЯС. Задаются волновое уравнение для внутренней области формирования кластеров и метод расчета параметра инерции по координате зарядовой (массовой) асимметрии. Предлагается новый метод вычисления спектроскопического фактора. Дается аналитический вывод ширины распада с учетом переноса орбитального момента (общее представление модели). Представлен метод вычисления КР из слабонагретых ядер.

Детально исследуется роль фактора деформационной поправки к проницаемости потенциального барьера и, одновременно, запрета на перенос орбитального момента $|\tilde{X}_l|^2$. Физический смысл фактора $|\tilde{X}_l|^2$ заключается в том, что он отображает наличие в полной волновой функции распадающейся ДЯС орбитальной компоненты. Минимальный запрет получается при $l = 0$. А если ядра ДЯС сильно деформированы, то это эффективно сглаживает возмущение от возможного орбитального движения. С ростом параметров квадрупольной и октупольной деформаций дочернего ядра β_{2f} и β_{3f} фактор $|\tilde{X}_l|^2$ растет (Рис. 1). Если параметры деформаций очень малы, то единственным каналом распада остается канал с $l = 0$, когда спин дочернего ядра равен спину материнского ядра. В случае очень малых β_{3f} каналы распадов с нечетными l сильно подавлены. Величина $|\tilde{X}_l|^2$ не зависит от знака β_{3f} . Предсказано, что при малых β_{2f} переход с $l = 1$ будет подавлен по сравнению с переходом с $l = 3$.

Во второй главе предложенная модель применена к описанию α -распадов

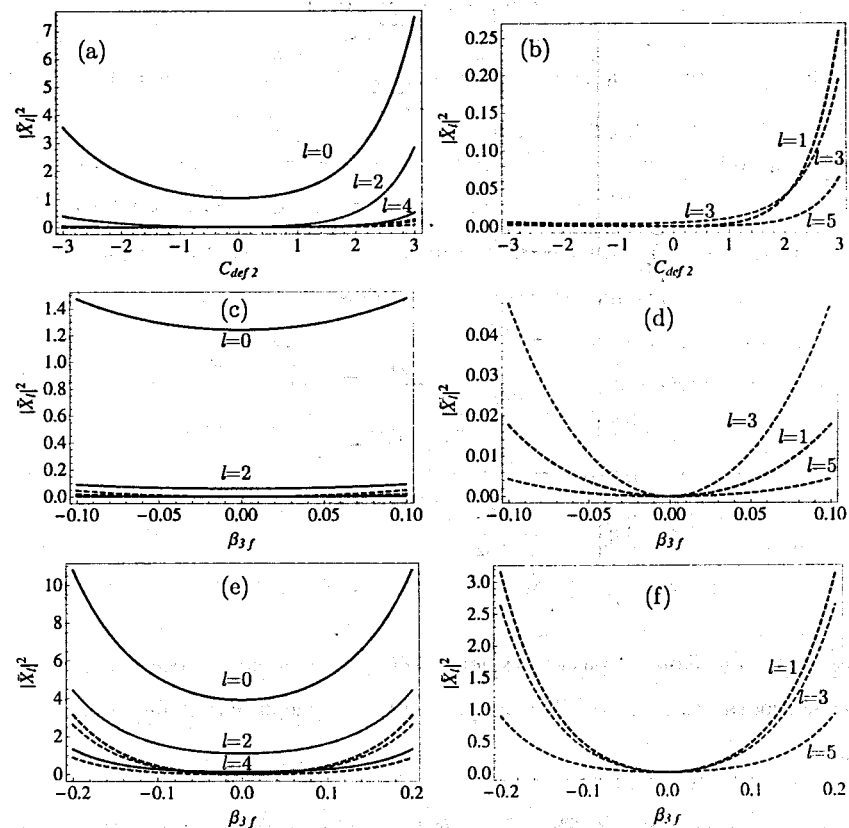


Рис. 1: Зависимости $|\tilde{X}_l|^2$ от фактора C_{def2} (пропорционален β_{2f}) и β_{3f} при указанных различных значениях орбитального момента $l = 0, 2, 4$ (сплошные линии) и $l = 1, 3, 5$ (пунктирные линии) (а) для всех l , (б) только для нечетных l , (с) для всех l при $C_{def2} = 1$, (д) только для нечетных l при $C_{def2} = 1$, (е) для всех l при $C_{def2} = 2.5$, (ф) только для нечетных l при $C_{def2} = 2.5$.

из основных состояний ядер. Даны результаты вычислений периодов полураспада изотопных цепочек Po и Rn и обсуждение возможной причины отклонения $T_{1/2}$ от закона Гейгера-Неттола для нейтронно-дефицитных Po и Rn. Приведены результаты вычислений по тонкой структуре α -распада на примере четных

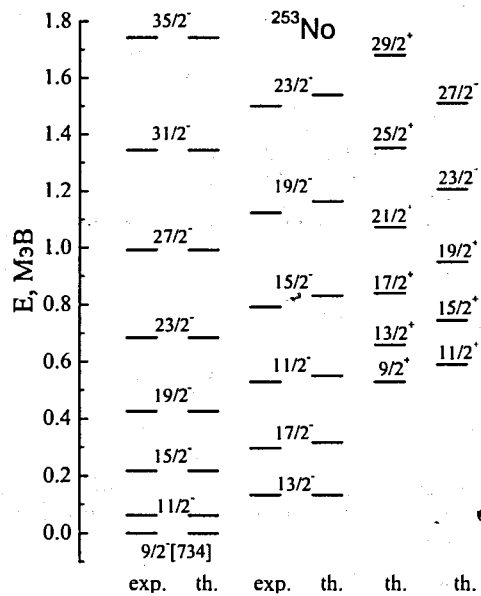


Рис. 2: Вычисленная в рамках модели ДЯС ротационная полоса альтернативной четности (th.) ядра ^{253}No в сравнении с экспериментальными данными (exp.).

и нечетных ядер ^{223}Ra , $^{224,226,228,230}\text{Th}$, ^{231}Pa , $^{225-230,232-238}\text{U}$ и ^{241}Am . В Табл. 1.1 показан результат расчета тонкой структуры α -распада ^{228}U в сравнении с экспериментальными данными. В Табл. 1.2 приводится пример аналогичных расчетов для ядра ^{226}Th .

Рассматриваются также построение ротационных спектров альтернативной четности и α -распад из возбужденных ротационных состояний ядер. На Рис. 2 приводится пример предсказания ротационного спектра ядра ^{253}No . На Рис. 3 показаны вычисленные зависимости спектроскопического фактора S_α α -частицы от спина материнского ядра ^{220}Th и периода полураспада $T_{1/2}$ α -распада от спина материнского ядра ^{236}U . Отмечается характерный “пилообразный” вид обеих зависимостей.

В третьей главе даны результаты вычислений по кластерной радиоактив-

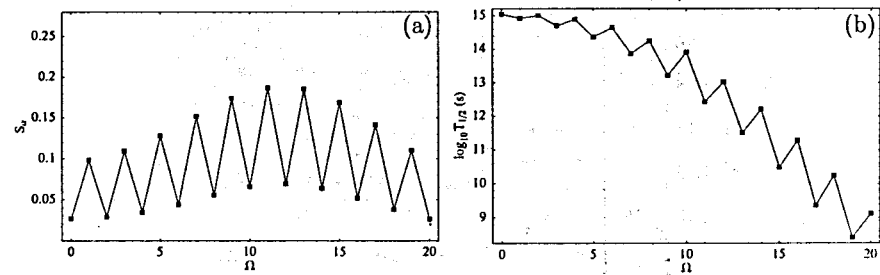


Рис. 3: Зависимости S_α для ядра ^{220}Th (a) и $T_{1/2}$ α -распада ядра ^{236}U (b) от спина Ω материнского ядра.

ности в рамках представленной модели. Показано какие величины спектроскопических факторов, вычисленные при решении уравнения Шредингера по координате зарядовой асимметрии, характерны в областях “свинцовой” и “оловянной” радиоактивностей (Рис. 4). Приводится описание известных КР четных ядер (Табл. 1.3). Отмечена предпочтительность распадов с выходом более тяжелых кластеров из более тяжелых изотопов Рс и Ст (Рис. 5). Даются предсказания периодов полураспада для областей “свинцовой” и “оловянной” КР (Табл. 1.4 и 1.5). Полученные результаты обсуждаются в сравнении с результатами, полученными ранее, в рамках упрощенных представлений модели и других существующих моделей. Рассматривается тонкая структура КР $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ (Табл. 1.6). Сделан вывод о том, что первое возбужденное состояние дочернего ядра ^{209}Pb должно иметь большую квадрупольную деформацию, чем основное состояние.

В четвертой главе представлены результаты вычислений для КР в рамках упрощенных представлений модели ДЯС, где не учитывается перенос орбитального момента. Проницаемость потенциального барьера считается в одномерном ВКБ-приближении. Производится анализ извлеченных из экспериментальных данных спектроскопических факторов с учетом и без учета деформации ядер ДЯС. Показан экспоненциальный характер убывания S_α с ростом

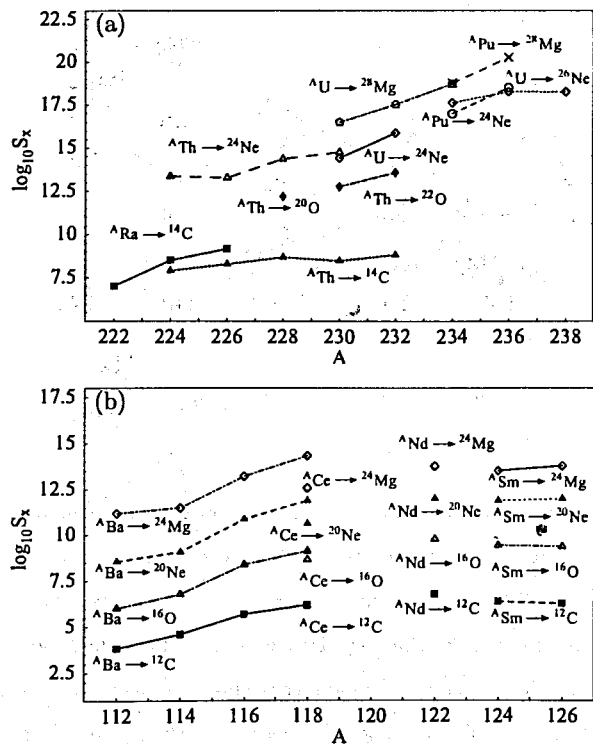


Рис. 4: Зависимость спектроскопического фактора от массового числа A материнского ядра для областей "свинцовой" (а) и "оловянной" (б) радиоактивности.

заряда и массы кластера. Дано сравнение полученных величин S_x с данными других исследований. Сделан вывод о сильном влиянии деформации на величину S_x для кластеров с большими Z_x и A_x . Также, опираясь на извлеченные из экспериментальных периодов полураспада значения S_x , был сделан ряд предсказаний для возможных кластерных распадов в областях "свинцовой" и "оловянной" радиоактивности. Отмечено отличие предсказаний для области "оловянной" радиоактивности от результатов, полученных в рамках других моделей.

Проведены вычисления спектроскопических факторов с помощью решения

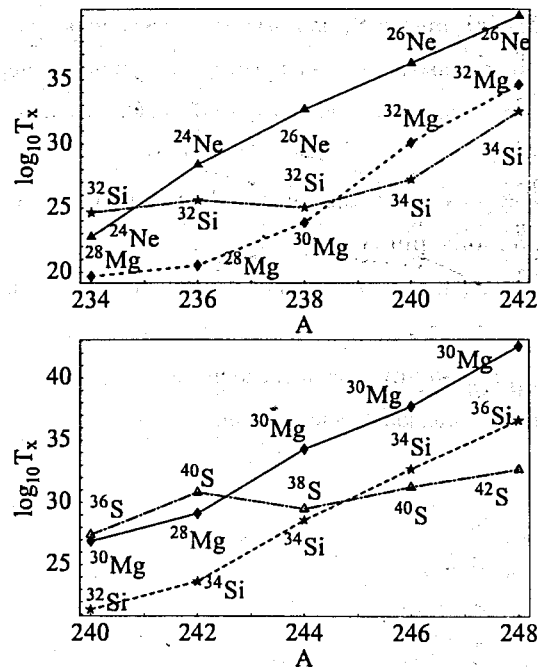


Рис. 5: Зависимость расчетного периода полураспада T_x (с) от массы материнского ядра для выходов изотопов неона (черные треугольники), магния (черные ромбы) и кремния (звездочки) из плутония (верхний график), и магния, кремния и серы (светлые треугольники) из курия (нижний график). Около точек указаны массовые числа легких кластеров.

уравнения Шредингера по координате зарядовой асимметрии. Опираясь на них, рассчитаны периоды полураспада для уже известных реакций КР в сравнении с экспериментальными данными и сделаны предсказания периодов полураспада для большого количества материнских ядер из областей "свинцовой" и "оловянной" кластерной радиоактивности.

Представлены результаты расчетов по кластерному распаду слабонагретых ядер. Показано резкое увеличение спектроскопических факторов кластеров и еще более резкое уменьшение периодов полураспада с ростом энергии возбуждения материнского ядра. По сравнению со спектроскопическими факторами

для более тяжелых кластеров S_α для α -распада увеличивается медленнее.

Даются оценки затравочных весов кластерных конфигураций, образующихся при спонтанном делении актинидов и являющихся входными состояниями для данного процесса.

В заключении суммируются результаты, выдвигаемые на защиту.

В первом приложении

сформулирован метод вычисления количества нуклонов шейки между ядрами ДЯС.

Во втором приложении рассмотрено численное решение волнового уравнения по координате зарядовой асимметрии.

Таблица 1.1: Тонкая структура α -распада ^{228}U . В столбцах представлены: спин-четность I^π уровня дочернего ядра, энергия распада Q на соответствующий уровень дочернего ядра, уносимый орбитальный момент l , фактор $|\bar{X}_l|^2$ запрета на перенос орбитального момента, спектроскопический фактор S_α , вычисленный период полураспада $T_{1/2}^l$ в канале с орбитальным моментом l , вычисленные (экспериментальные) относительная ширина Γ (Γ^{exp}), и полный период полураспада $T_{1/2}$ ($T_{1/2}^{\text{exp}}$).

I^π	Q , МэВ	l	$ \bar{X}_l ^2$	S_α	$T_{1/2}^l$, с	Γ , %	Γ^{exp} , %	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
0^+	6.8050	0	2.87	0.0181	418	73.22	70	306.22	546
2^+	6.7069	2	0.6642		1.16×10^3	26.35	29		
4^+	6.5209	4	6.45×10^{-2}		7.22×10^4	0.42	0.56		
6^+	6.2703	6	3.36×10^{-3}		3.16×10^7	9.70×10^{-4}	—		

Таблица 1.2: Тонкая структура α -распада ^{226}Th . Полный период полураспада $T_{1/2} = 1483$ с. Экспериментальный $T_{1/2}^{\text{exp}} = 1834$ с.

I^π	Q , МэВ	l	$ \bar{X}_l ^2$	S_α	$T_{1/2}$, с	Γ , %	Γ^{exp} , %
0^+	6.451	0	2.741	0.018	1871.89	79.21	75.5
2^+	6.340	2	0.556	0.016	7786.27	19.04	22.8
1^-	6.209	1	0.146	0.016	178752	0.83	1.26
4^+	6.150	4	0.070	0.015	514386	0.29	0.187
3^-	6.134	3	0.163	0.015	243076	0.61	0.206
$(5)^-$	5.978	5	0.037	0.014	9.02×10^6	0.02	—
(6^+)	5.901	6	0.010	0.013	1.13×10^8	1.31×10^{-3}	—

Таблица 1.3: Сравнение экспериментально измеренных периодов полураспада для кластерной радиоактивности $T_{1/2}^{\text{exp}}$ с теоретическими $T_{1/2}$. Q — энергия реакции.

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q , МэВ	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с	$T_{1/2}$, с
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	33.05	1.7×10^{11}	2.3×10^{11}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	44.73	5.4×10^{20}	5.1×10^{20}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	62.32	2.5×10^{20}	2.7×10^{19}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	59.48	1.2×10^{25}	2.1×10^{25}
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	72.51	3.8×10^{27}	8.3×10^{26}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	79.85	3.5×10^{21}	3.4×10^{20}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91.20	1.9×10^{25}	1.1×10^{25}
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	96.52	1.4×10^{23}	4.8×10^{23}

Таблица 1.4: Предсказания возможных реакций распада в области "свинцовой" радиоактивности.

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q , МэВ	$T_{1/2}$, с
$^{220}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	32.02	2.8×10^{11}
$^{224}\text{Th} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	46.49	6.6×10^{13}
$^{224}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{200}\text{Hg}$	55.46	4.3×10^{24}
$^{226}\text{Th} \rightarrow ^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	45.73	4.3×10^{16}
$^{226}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{202}\text{Hg}$	56.50	7.0×10^{22}
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{22}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	43.34	4.1×10^{24}
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Pb}$	61.35	2.1×10^{19}
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{202}\text{Hg}$	73.98	1.9×10^{21}
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Po}$	62.26	5.8×10^{22}
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$	79.33	4.9×10^{19}
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{202}\text{Hg}$	91.78	4.5×10^{24}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{204}\text{Hg}$	91.68	4.0×10^{25}
$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91.04	1.6×10^{27}
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{210}\text{Po}$	76.56	8.1×10^{26}
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	97.56	2.5×10^{21}
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{36}\text{S} + ^{204}\text{Hg}$	107.09	2.6×10^{27}
$^{244}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{210}\text{Pb}$	93.15	4.1×10^{28}
$^{244}\text{Cm} \rightarrow ^{38}\text{S} + ^{206}\text{Hg}$	106.27	3.3×10^{29}

Таблица 1.5: Предсказания возможных реакций распада в области "оловянной" радиоактивности.

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q , МэВ	$T_{1/2}$, с
$^{112}\text{Ba} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{100}\text{Sn}$	23.17	3.2
$^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{102}\text{Sn}$	21.11	1.6×10^4
$^{116}\text{Ba} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{104}\text{Sn}$	17.15	8.1×10^{14}
$^{118}\text{Ba} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{106}\text{Sn}$	15.29	8.0×10^{20}
$^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{98}\text{Cd}$	27.98	3.5×10^{10}
$^{116}\text{Ba} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{100}\text{Cd}$	24.65	2.8×10^{18}
$^{118}\text{Ba} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{102}\text{Cd}$	22.13	1.9×10^{25}
$^{118}\text{Ce} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{102}\text{Sn}$	30.55	1.1×10^{10}
$^{118}\text{Ce} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^{98}\text{Cd}$	34.64	2.1×10^{16}
$^{118}\text{Ce} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^{94}\text{Pd}$	39.63	8.5×10^{21}
$^{122}\text{Nd} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^{98}\text{Cd}$	46.20	1.2×10^{16}
$^{124}\text{Sm} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^{100}\text{Sn}$	51.97	2.3×10^{11}
$^{126}\text{Sm} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^{102}\text{Sn}$	50.53	1.6×10^{13}

Таблица 1.6: Расчет тонкой структуры распада $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$.

Γ^π	Q , МэВ	l	$ \bar{X}_l ^2$	$T_{1/2}$, с	% Γ
$\frac{9}{2}^+$	31.839	4	0.004	5.12×10^{16}	16.34
		6	4.09×10^{-6}	6.94×10^{19}	0.01
$\frac{11}{2}^+$	31.060	4	0.5580	9.99×10^{15}	83.47
		6	0.0019	4.66×10^{18}	0.18

На защиту выдвигаются следующие результаты.

- Предложен механизм кластерного распада из холодных и нагретых ядер и построена модель для описания данного процесса. Волновая функция материнского ядра представлена в виде суперпозиции двойных ядерных систем. Квантовое динамическое колебание по координате зарядовой (массовой) асимметрии определяет величину спектроскопических факторов, а туннелирование по координате относительного расстояния определяет величину проницаемости барьера ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Показано, что учет октупольной деформации дочернего ядра снимает полный запрет на перенос нечетных орбитальных моментов. Предсказаны запрет распада возбужденного ядра на два очень слабо деформированных кластера и подавление α -перехода с $l = 1$ по сравнению с переходом с $l = 3$ при малых деформациях дочернего ядра.
- Показано хорошее согласие между экспериментальными и вычисленными периодами полураспада для α -распада. Проведены расчеты тонкой структуры α -распада четных и нечетных ядер ^{223}Ra , $^{224,226,228,230}\text{Th}$, ^{231}Pa , $^{225-230,232-238}\text{U}$ и ^{241}Am . Предсказаны тонкие структуры α -распадов $^{224,226}\text{U}$. Для четно-четных Th описаны α -переходы на ротационную полосу альтернативной четности. Показана роль запрета на перенос орбитального момента. Для α -распадов нейтронно-дефицитных ядер $^{194,196}\text{Rn}$ объяснено отклонение от закона Гейгера-Неттола.
- На основе модели хорошо описан процесс кластерного распада из четно-четных материнских ядер, находящихся в основном состоянии. Учтена возможность распада с разными ориентациями кластеров. Показаны зависимости периода полураспада и спектроскопических факторов от массового числа материнского ядра. Описана тонкая структура кластерного распада $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$.
- В упрощенном представлении модели проведен анализ извлеченных из экспериментальных данных спектроскопических факторов. Предсказаны

необнаруженные пока распады и оценены их периоды полураспада. Оценены веса затравочной ДЯС в волновой функции основного состояния делящихся актинидов. Рассмотрен кластерный распад слабонагретых ядер. На примере ^{118}Ba и ^{232}U показано резкое увеличение спектроскопических факторов кластеров с ростом энергии возбуждения материнского ядра и еще более резкое увеличение ширины распада. При этом спектроскопический фактор S_α для α -распада увеличивается гораздо медленнее, чем спектроскопические факторы для более тяжелых кластеров.

- Модель применена для описания ротационных полос альтернативной четности в тяжелых ядрах. Дается предсказание для ротационной полосы альтернативной четности ядра ^{253}No . Предсказаны времена α -распадов с ротационных полос ядер ^{236}U и ^{254}No .

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. С.Н. Куклин, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко. *Спектроскопические факторы и проницаемости барьеров в кластерной радиоактивности*, ЯФ 68, 1501 (2005).
2. S.N. Kuklin, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Spectroscopic factors and cluster decay half-lives of heavy nuclei*, Phys. Rev. C 71, 014301 (2005).
3. С.Н. Куклин, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, *Спектроскопические факторы в модели двойной ядерной системы*, ЯФ 71, 1788 (2008).
4. S.N. Kuklin, T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Alpha-decay fine structures of U isotopes and systematics for isotopic chains of Po and Rn*, Eur. Phys. J. A 48: 112 (2012).
5. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.N. Kuklin, W.Scheid, *One-quasiparticle states in odd-Z heavy nuclei*, Phys. Rev. C 82, 054304 (2010).
6. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.N. Kuklin, B.N. Lu, L.A. Malov, S.G. Zhou, *Behavior of one-quasiparticle levels in odd isotonic chains of heavy nuclei*,

- Phys. Rev. C **84**, 024324 (2011).
7. S.N. Kuklin, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Cluster Features of Strongly Deformed Nuclei Shapes*, Int. J. of Mod. Phys. E **17**, 2020 (2008).
 8. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.N. Kuklin, *Cluster features of normal-, super- and hyperdeformed nuclei*, AIP Conference Proceedings, Vol. **802**, 169 (2005).
 9. A.V. Andreev, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.N. Kuklin, W. Scheid, *Description of light charged particle emission in ternary fission*, AIP Conference Proceedings Vol. **1175**, 319 (2009).

Получено 26 декабря 2012 г.