

КЛАСТЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР И ПРОЦЕССЫ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА

С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Ю. М. Чувильский

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1333
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА	1336
ПРОТОННЫЙ РАСПАД И СВОЙСТВА ЯДЕР У ГРАНИЦЫ ПРОТОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ	1350
АЛЬФА-КЛАСТЕРНЫЕ УРОВНИ В ЯДРАХ И АЛЬФА- РАДИОАКТИВНОСТЬ	1357
ИСПУСКАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ	1391
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1404
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1405

КЛАСТЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР И ПРОЦЕССЫ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА

С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Ю. М. Чувильский

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Обсуждается взаимосвязь свойств распадающейся ядерной системы (прежде всего кластерных свойств) и характеристик кластерных распадов. Рассматриваются микроскопические, а также обоснованные микроскопически полуэмпирические и полумикроскопические методы. Представлен анализ современного состояния теории протонной, α - и кластерной радиоактивности.

The interrelation between properties of decaying nuclei (first of all their cluster properties) and characteristics of a cluster decay is a subject matter of the review. Both pure microscopic and microscopically substantiated semimicroscopic and semiempirical methods are dealt with. The present state of the theory of the proton, α -, and heavy-cluster radioactivity is discussed.

PACS: 23.50.+z; 23.60.+e

ВВЕДЕНИЕ

Физика кластеров — большой и быстро развивающийся раздел ядерной физики. Специфические особенности, наблюдаемые в электромагнитных формфакторах ядер, ядерные уровни, селективно заселяемые в столкновениях составных частиц, распад ядер из основных, низколежащих или высоковозбужденных состояний, реакции выбивания кластеров и кластерного фото- и электрорасщепления, процессы передачи нескольких нуклонов, слияние тяжелых ионов — все это требует для адекватного физического описания использования теоретических подходов, учитывающих эффекты кластеризации. Различия в исходных посылках таких подходов, а также в методах решения задач, применяемых при исследовании многообразных аспектов кластеризации, столь велики, что зачастую между ними весьма трудно обнаружить какую-либо взаимосвязь. Общее утверждение о том, что в ядерной системе постоянно или в течение какого-то времени существуют две или несколько подструктур — кластеров, фактически является единственным универсальным признаком наличия кластеризации. При этом в подавляющем большинстве случаев отсутствуют прямые экспериментальные доказательства существования таких подструктур, на их наличие может указывать лишь подтверждаемая

экспериментом теории. Наиболее полная подборка методов теории кластерной структуры ядер представлена в монографии Вильдермута и Тана [1], однако и она далеко не исчерпывает всю проблематику кластерных эффектов. Кроме того, за время, прошедшее после выхода этой книги, изучение кластерных явлений привело к накоплению огромного материала, требующего детального анализа и научного осмысления.

Охватить весь круг кластерных явлений в настоящей работе не представляется возможным. Поэтому, во-первых, основное внимание будет уделено только тем ядерным процессам, где кластеризация в выходном канале проявляется явно в виде кластерных мод (когда ядро распадается на две заряженные частицы). Во-вторых, обсуждение будет касаться, главным образом, распадов из основных и низколежащих возбужденных состояний ядер. Ввиду особой специфики не будут рассматриваться нейтронные и трехтельные каналы распада, а также прямые процессы с кластерами. К испусканию частиц составным ядром мы будем обращаться лишь для подтверждения некоторых общих тенденций и, иногда, для сравнения. В-третьих, будут изучаться лишь такие распады, в которых частицы выходят в один или несколько каналов. Поэтому из обсуждения целиком исключается деление ядра, а макроскопические подходы, в рамках которых кластерные состояния трактуются в терминах геометрической формы ядерных систем или других адиабатических параметров, упоминаются только при обсуждении тяжелого кластерного распада.

Таким образом, целью данной работы является анализ с единых позиций трех мод ядерного распада: протонной, α -частичной и кластерной. Не вызывает сомнения высокая степень подобия механизмов этих процессов и необходимость их трактовки в рамках единого подхода, учитывающего эффекты кластеризации. Опыт развития теоретических представлений об этих процессах многие годы оказывал и продолжает оказывать существенное влияние на развитие теории кластерной структуры ядер и методов описания множества родственных ядерных реакций [2]. Анализ этих мод представляется нам необходимым для решения проблемы взаимосвязи кластерной структуры и процессов испускания кластеров из ядер.

В первом разделе обзора обсуждаются общие проблемы теории кластерных мод ядерных распадов.

В последнее время весьма интенсивно исследуется открытая в 1970 г. протонная радиоактивность, которая подробно рассматривается во втором разделе. Этот процесс характерен для ядер с большим дефицитом нейтронов. Анализ протонного распада с теоретической точки зрения полезен и для понимания механизмов других ядерных процессов: α - и кластерного распадов, а тот факт, что одна из двух частиц, на которые распадается ядерная система, является элементарной, не служит препятствием для квалификации этой моды как кластерной.

Несмотря на более чем столетнюю историю исследований α -распада пока не существует его теории, которая позволяла бы исходя из общих теоретических предпосылок рассчитать вероятности α -переходов в сферических и деформированных четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядрах и корреляционные эффекты. Однако имеется небольшая группа работ (см. обзор [3] и работы его авторов, на основе которых данный обзор был написан), в той или иной мере удовлетворяющих требованиям, предъявляемым к последовательному теоретическому подходу. Авторам этих работ удалось, исходя из чисто микроскопических предпосылок, получить в области тяжелых ядер ширину α -распада, задавая потенциал взаимодействия между валентными нуклонами родительского ядра и их взаимодействие с кором, а также выполнить расчет для простейшего в этой области случая α -распада четно-четного сферического ядра ^{212}Po .

Описание на микроскопическом уровне всего разнообразия свойств α -переходов является предельно трудной задачей. Для этой цели предлагаются различные упрощенные подходы. В третьем разделе настоящего обзора обсуждаются как микроскопические, так и полумикроскопические, а также микроскопически обоснованные полуэмпирические методы теоретического исследования α -распада, устанавливаются их общие черты и различия, а также выявляются особенности их применения в различных областях ядер.

Относительно новой, открытой в 1984 г. кластерной модой является кластерная радиоактивность — спонтанное испускание ядром частиц с массой, значительно (в несколько раз) превышающей массу α -частицы, но существенно меньшей массы самого легкого из зарегистрированных осколков деления. В настоящее время экспериментально обнаружено более двадцати таких переходов и установлено около десяти достаточно низких верхних границ вероятности кластерных распадов. В связи с большим временем, необходимым для проведения таких экспериментов, активность исследований в этом направлении в последние годы заметно снизилась, что, однако, не уменьшает значимости изучения кластерной радиоактивности для понимания фундаментальных проблем кластерных явлений. Обсуждению кластерной радиоактивности посвящен четвертый раздел настоящей работы.

Одной из главных целей обзора является анализ проблемы взаимосвязи свойств распадающейся ядерной системы (и, прежде всего, ее кластерных свойств) и характеристик выходного канала. С теоретической точки зрения решить эту задачу крайне сложно, а в окончательном виде она решена лишь для небольшого числа достаточно простых случаев. Для достижения этой цели мы будем апеллировать к различным моделям, экспериментам, полуэмпирическим и иным методам и аналогиям, позволяющим глубже понять физику изучаемых явлений. Такой акцент представляется разумным еще и потому, что проблемы построения абстрактной микроскопической теории α -распада нашли достаточно полное отражение в обзоре [3].

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА

Описание нуклонных и кластерных глубокоподбарьерных распадов ядер на основе формализма многочастичной теории ядерных реакций. Рассмотрим метод описания глубокоподбарьерных кластерных распадов ядер, основанный на результатах, полученных при исследовании α - [2, 4, 5] и протонного [6–10] распада ядер, в контексте развития теории открытых фермисистем [11–13]. Волновая функция Ψ_σ^{JM} изолированного квазистационарного состояния родительского ядра, характеризуемого спином J , его проекцией M на ось z в л. с. к. и прочими квантовыми числами σ , которые включают заряд Z и атомный вес A ядра, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$H_A \Psi_\sigma^{JM}(\xi) = \bar{E}_\sigma^J \Psi_\sigma^{JM}(\xi), \quad (1)$$

где H_A — многочастичный гамильтониан ядра A в системе его центра масс; $\bar{E}_\sigma^J = E_\sigma^J - \frac{i\Gamma_\sigma^J}{2}$ — комплексная энергия с действительной частью E_σ^J , совпадающей с энергией связи ядра A , и полной шириной Γ_σ^J , определяемой суммой парциальных ширин распада родительского ядра во все открытые (не только кластерные) каналы. Среди открытых каналов распада ограничимся рассмотрением бинарных кластерных каналов распада, когда родительское ядро переходит в дочернее ядро A_1, Z_1 с испусканием кластера A_2, Z_2 , причем $A_1 + A_2 = A$; $Z_1 + Z_2 = Z$. В частном случае кластер A_2, Z_2 может совпадать с нуклоном. Волновые функции дочернего ядра $\Psi_{\sigma_1}^{J_1 M_1}(\xi_1)$ и кластера $\Psi_{\sigma_2}^{J_2 M_2}(\xi_2)$ удовлетворяют уравнению Шредингера (1) с заменой гамильтониана H_A на гамильтонианы дочернего ядра H_{A_1} и кластера H_{A_2} и энергии \bar{E}_σ^J на действительные энергии $E_{\sigma_1}^{J_1}$ и $E_{\sigma_2}^{J_2}$. Тогда энергия Q_c относительного движения дочернего ядра и кластера в канале распада $c \equiv \sigma_1 J_1 \sigma_2 J_2$ определяется как

$$Q_c = E_\sigma^J - E_{\sigma_1}^{J_1} - E_{\sigma_2}^{J_2} = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m_c} = \frac{m_c v_c^2}{2}, \quad (2)$$

где $m_c = \frac{m_{A_1} m_{A_2}}{m_{A_1} + m_{A_2}}$ — приведенная масса; k_c и v_c — волновой вектор и скорость относительного движения продуктов распада.

Имея в виду многократно демонстрирующийся в последующем изложении факт, что в стационарных и глубокоподбарьерных квазистационарных состояниях кластерные каналы с составными кластерами не выделены, можно, следуя заключениям работ [1, 2, 13], представить волновую функцию, описывающую одновременно родительское ядро Ψ_σ^{JM} и $(A_1 + A_2)$ -нуклонную бинарную систему, в виде суммы оболочечной, промежуточной и кластерной компонент:

$$\Psi_\sigma^{JM} = (\Psi_\sigma^{JM})^{\text{sh}} + (\Psi_\sigma^{JM})^{\text{in}} + (\Psi_\sigma^{JM})^{\text{cl}}. \quad (3)$$

Оболочечная компонента $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{sh}}$ отлична от нуля во внутренней области конфигурационного пространства координат A -нуклонной системы $\{\xi\}$ ($\xi_i \leq R_{\text{sh}}$), где движение нуклонов определяется взаимодействием с само-согласованным полем, нуклон-нуклонными корреляциями и коллективными эффектами. Она находится с помощью диагонализации гамильтониана (1) при использовании ограниченного базиса $\Psi_n^{JM}(\xi)$ многонуклонных оболочечных функций, строящихся в рамках обобщенной модели ядра [14–16] с учетом нормальных и сверхтекучих NN -корреляций и коллективных мод движения ядра.

Кластерная компонента $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{cl}}$ определяется во внешней (кластерной) области конфигурационного пространства ξ , где фрагменты кластерного распада уже полностью сформированы, при $R \geq R_{\text{cl}}$, где R — модуль радиуса-вектора $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{A_1} - \mathbf{R}_{A_2}$, описывающего относительное движение фрагментов; $\mathbf{R}_{A_1}, \mathbf{R}_{A_2}$ — координаты центров масс указанных фрагментов.

Расстояние R_{cl} между фрагментами кластерного распада, входящее в определение кластерной области, выбирается таким образом, чтобы при $R \geq R_{\text{cl}}$ перекрытие нуклонных плотностей фрагментов было бы уже настолько малым, чтобы можно было пренебречь влиянием эффектов антисимметризации на внутренние волновые функции фрагментов (исчезает связь каналов за счет обменных операторов P) и в то же время еще существовало бы не только кулоновское, но и ядерное взаимодействие фрагментов. В этом случае волновую функцию $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{cl}}$ можно представить в следующем виде [2]:

$$(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{cl}} = \sum_s \hat{A} \left\{ \frac{U_s^{JM}(x) \Psi_s^{\text{cl}}(R)}{R} \right\}, \quad (4)$$

где $U_s^{JM}(x)$ — каналовая функция, обладающая правильными трансформационными свойствами при обращении времени и представляемая как [17, 18]

$$U_s^{JM}(x) = \left\{ \left\{ \Psi_{\sigma_1}^{J_1 M_1}(\xi_1) \Psi_{\sigma_2}^{J_2 M_2}(\xi_2) \right\}_{IM_1} i^L Y_{LM_L}(\Omega_{\mathbf{R}}) \right\}_{JM}. \quad (5)$$

Здесь набор координат x включает все координаты ξ , за исключением R ; фигурные скобки обозначают векторную связь угловых моментов, а каналовый индекс s определяется как $s \equiv J_1 \sigma_1 J_2 \sigma_2 I L \equiv c I L$. Оператор антисимметризации \hat{A} в формуле (4) в силу антисимметрии внутренних волновых функций $\Psi_{\sigma_1}^{J_1 M_1}(\xi_1)$ и $\Psi_{\sigma_2}^{J_2 M_2}(\xi_2)$ фрагментов распада содержит операторы перестановок нуклонов P только между этими фрагментами и имеет вид

$$\hat{A} = C^{1/2} \left(1 + \sum_P \delta_P P \right), \quad (6)$$

где δ_P — четность указанной перестановки; $C = (A_1! A_2! / (A_1 + A_2)!)$. Отметим, что если изучается распад кластерного состояния, то функция (4) опре-

деляет поведение системы во всем пространстве. При этом функция $|\Psi_s^{\text{cl}}(R)|^2$ имеет максимум вблизи внутренней точки поворота.

Промежуточная компонента $(\Psi_{\sigma}^{JM})^{\text{in}}$ волновой функции родительского ядра описывает интервал между оболочечной и кластерной областями конфигурационного пространства. Главным признаком перехода в эту область из кластерной области является возникающая связь исследуемого канала распада (как за счет операторов перестановок из (6), так и за счет NN -взаимодействия) с каналами, в которых волновые функции дочернего ядра $\Psi_{\sigma_1}^{J_1 M_1}(\xi_1)$ и/или кластера $\Psi_{\sigma_2}^{J_2 M_2}(\xi_2)$ соответствуют нуклонным возбуждениям этих фрагментов.

По сравнению с оболочечной областью в промежуточной области начинают проявляться эффекты, связанные с понижением плотности: влияние среднего поля ядра уменьшается и все больший вклад в динамику формирования распадного канала начинает вносить связь с другими энергетически выгодными каналами. Расчет таких эффектов представляет собой наиболее трудную проблему для всех вариантов микроскопической теории кластерного распада. С формальной точки зрения в силу полноты оболочечного базиса в рамках микроскопической теории можно отказаться от понятия промежуточной области и проводить вычисления на основе диагонализации A -нуклонного гамильтониана на базисе оболочечных конфигураций нуклонов. Однако при этом необходимо обеспечить надежность результатов на расстояниях R_{cl} , что требует чрезвычайно большой размерности оболочечного базиса. Единственный расчет такого типа представлен в работе [19]. Другим вариантом трактовки промежуточной области может быть использование для решения этой задачи модели резонирующих групп (МРГ) на базисе, включающем хотя и меньшее, чем в предыдущем случае, но достаточно большое количество оболочечных компонент волновой функции родительского ядра (так называемых поляризационных членов) для системы из более 200 нуклонов и, дополнительно, каналовые функции энергетически выгодных каналов. Такая постановка соответствует задаче построения единой теории ядра [1] в наиболее общем виде, но она до сих пор не решена. В работах [20, 21] авторы приблизились к решению этой задачи в случае α -распада, но они использовали одноканальную версию МРГ, т. е. модель как бы «навязывала» системе кластеризацию вида α -частица + основное состояние дочернего ядра, что, естественно, может привести к завышению эффектов кластеризации.

Возвращаясь к обсуждению кластерной области, укажем, что радиальные формфакторы $\Psi_s^{\text{cl}}(R)$ при асимптотически больших значениях R удовлетворяют граничному условию [2], связанному с появлением сформировавшихся фрагментов кластерного распада во всех открытых каналах s :

$$\Psi_s^{\text{cl}}(R) \rightarrow \sqrt{\frac{\Gamma_{\sigma s}^J}{\hbar v_c}} (G_s(R) + iF_s(R)), \quad (7)$$

где $\Gamma_{\sigma_s}^J$ — парциальная ширина кластерного распада родительского ядра, а $F_s(R)$ и $G_s(R)$ — регулярная и нерегулярная радиальные кулоновские функции [18], имеющие следующее асимптотическое поведение при $R \rightarrow \infty$:

$$F_s(R) \rightarrow \sin\left(k_c R - \frac{L\pi}{2} + \delta_L^{\text{coul}}\right), \quad G_s(R) \rightarrow \cos\left(k_c R - \frac{L\pi}{2} + \delta_L^{\text{coul}}\right),$$

причем L — относительный орбитальный момент фрагментов; δ_L^{coul} — кулоновская фаза упругого рассеяния фрагментов при их взаимодействии посредством точечного кулоновского потенциала $(V_{A_1 A_2}^{\text{coul}}(R))^0 = Z_1 Z_2 e^2 / R$. Если расстояние R выбрать в подбарьерной области $R \leq R_1$, где точка R_1 лежит заметно «левее» внешней кулоновской точки поворота, когда $G_s(R) \gg F_s(R)$, комплексное граничное условие (7) переходит в действительное граничное условие:

$$\Psi_s^{\text{cl}}(R) \rightarrow \sqrt{\frac{\Gamma_{\sigma_s}^J}{\hbar v_c}} G_s(R), \quad (8)$$

справедливое вплоть до точки R_{str} , где начинает сказываться сильное взаимодействие фрагментов.

Следует подчеркнуть, что соотношения (7) и (8) с высокой точностью определяют важнейшие свойства распадных состояний от точки R_{str} до бесконечности и, если потенциал сильного взаимодействия между фрагментами надежно определен, эта область расширяется «внутрь» до R_{cl} . Численный расчет радиального формфактора в области действия ядерного потенциала предпочтительно проводить, продолжая асимптотическое выражение (8) «внутрь». Эта процедура, хотя и требует определенной аккуратности в связи с изменением решения в подбарьерной области на много порядков, при современном уровне вычислительных методов не представляет большого труда. Проблема выбора реалистичного потенциала взаимодействия кластер–дочернее ядро имеет свою специфику для каждого типа кластеров и обсуждается в соответствующих разделах настоящего обзора.

В итоге экспериментальная информация о содержащейся в соотношениях (7) и (8) ширине распада $\Gamma_{\sigma_s}^J$ позволяет судить о волновой функции квазистационарного состояния вплоть до относительно небольших расстояний. Проблемы микроскопической теории переносятся при этом на промежуточную и оболочечную области. Именно в этом заключается смысл введения понятия кластерной области распада.

Если гамильтониан родительского ядра H_A для определенного распределения номеров координат нуклонов между фрагментами распада в формуле (1) записать как

$$H_A = H_{A_1}(\xi_1) + H_{A_2}(\xi_2) + T_{\mathbf{R}} + V_{A_1 A_2}(\xi_1, \xi_2, \mathbf{R}), \quad (9)$$

где $H_{A_1}(\xi_1)$ и $H_{A_2}(\xi_2)$ — внутренние гамильтонианы фрагментов распада; $T_{\mathbf{R}}$ и $V_{A_1 A_2}(\xi_1, \xi_2, \mathbf{R})$ — оператор кинетической энергии относительного движения и многочастичный потенциал взаимодействия указанных фрагментов, то из уравнения Шредингера (1) для радиальных кластерных формфакторов $\Psi_s^{\text{cl}}(R)$ возникает система связанных уравнений:

$$\left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} + k_c^2 \right) \Psi_s^{\text{cl}}(R) - \frac{2m_c}{\hbar^2} \sum_s \langle U_s^{JM} | V_{A_1 A_2} | U_{s'}^{JM} \rangle \Psi_{s'}^{\text{cl}}(R) = 0. \quad (10)$$

Для определения частичной ширины распада $\Gamma_{\sigma s}^J$ родительского ядра воспользуемся методом, представленным в монографии [2].

Введем волновую функцию Φ_s^{JM} , описывающую рассеяние фрагментов распада ядер друг на друге, нормированную на δ -функцию по энергии и удовлетворяющую уравнению Шредингера:

$$(H_A - E)\Phi_s^{JM}(E) = 0, \quad (11)$$

с асимптотическим условием при $R \rightarrow \infty$ [15, 16]:

$$\Phi_s^{JM}(E) \rightarrow i\hat{A} \sum_{s'} \sqrt{\frac{1}{2\pi\hbar v'_c}} \left\{ U_s^{JM} \frac{\exp[-i(k_c R - L\pi/2)]}{R} \delta_{s's} - U_{s'}^{JM} \frac{\exp[i(k_{c'} R - L'\pi/2)]}{R} S_{s's}^J(E) \right\}, \quad (12)$$

где переменные со штрихом характеризуют функции каналов s' , $S_{s's}^J(E)$ — матричный элемент S -матрицы, который для энергий E , лежащих в окрестности энергии E_{σ}^J квазистационарного состояния родительского ядра, можно представить как [1, 17, 18]

$$S_{s's}^J(E) = e^{i\delta_s^{\text{coul}}} \left\{ \delta_{ss'} - \frac{i\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J} \sqrt{\Gamma_{\sigma s'}^J}}{E - E_{\sigma}^J + \frac{i\Gamma_{\sigma}^J}{2}} \right\} e^{i\delta_{s'}^{\text{coul}}}. \quad (13)$$

В формуле (13) учтен тот факт, что в случае глубокоподбарьерного кластерного распада потенциальные фазы рассеяния фрагментов распада друг на друге совпадают с экспоненциальной точностью с кулоновскими фазами рассеяния δ_s^{coul} , а связь различных каналов s и s' осуществляется за счет образования составного ядра A, Z .

Тогда для комплексных энергий E , находящихся в окрестности энергии $E_0 = E_\sigma^J - \frac{i\Gamma_\sigma^J}{2}$, в матричном элементе $S_{s's}^J(E)$ (13) можно сохранить только полюсный член и связать волновую функцию рассеяния $\Phi_s^{JM}(E)$ с введенной ранее волновой функцией квазистационарного состояния родительского ядра Ψ_σ^{JM} , удовлетворяющей тому же уравнению Шредингера (1), что и функция рассеяния $\Phi_s^{JM}(E \rightarrow E_0)$, и имеющей асимптотическое поведение (4), (7), описываемое следующим соотношением [17, 18]:

$$\Phi_s^{JM}(E) = \sqrt{\frac{\Gamma_\sigma^J}{2\pi}} \frac{e^{i\delta_s^{\text{coul}}}}{E - E_\sigma^J + \frac{i\Gamma_\sigma^J}{2}} \Psi_\sigma^{JM}. \quad (14)$$

Теперь можно воспользоваться связью S -матрицы с T -матрицей [18]:

$$S_{s's}^J = \delta_{s's} - 2\pi iT_{s's}^J, \quad (15)$$

где матричный элемент T -матрицы $T_{s's}^J$ можно представить как

$$\begin{aligned} T_{s's}^J &= \left\langle \hat{A} \left\{ U_{s'}^{JM} \frac{\tilde{j}_{s'}(R)}{R} V_{A_1 A_2} \right\} \middle| \Phi_s^{JM} \right\rangle = \\ &= C^{-1/2} \left\langle U_{s'}^{JM} \frac{\tilde{j}_{s'}(R)}{R} \middle| V_{A_1 A_2} \middle| \Phi_s^{JM} \right\rangle \end{aligned} \quad (16)$$

при использовании факта полной антисимметрии волновой функции рассеяния Φ_s^{JM} . В формуле (16) содержатся потенциал NN -взаимодействия $V_{A_1 A_2}$ между нуклонами из фрагментов A_1 и A_2 и нормированный на δ -функцию по энергии регулярный радиальный формфактор $\tilde{j}_s(R)$ для свободного движения фрагментов распада, имеющий асимптотическое поведение при $R \rightarrow \infty$:

$$\tilde{j}_s(R) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi \hbar v_c}} \sin \left(k_c R - \frac{L\pi}{2} \right).$$

Воспользуемся теоремой о перераспределении потенциалов [18] и представим матричный элемент T -матрицы (16) в форме

$$T_{s's}^J = T_{s's}^{\text{coul}} + \tilde{T}_{s's} = T_{ss}^{\text{coul}} \delta_{s's} + \tilde{T}_{s's}, \quad (17)$$

где $T_{s's}^{\text{coul}}$ — диагональный матричный элемент T -матрицы, описывающей рассеяние фрагментов распада при учете только точечного кулоновского потенциала взаимодействия между центрами масс фрагментов, который связан с чисто кулоновским диагональным матричным элементом S -матрицы $S_{s's}^{\text{coul}}$:

$$S_{s's}^{\text{coul}} = e^{2i\delta_s^{\text{coul}}} \delta_{ss'} = \delta_{ss'} - 2\pi iT_{s's}^{\text{coul}} = \delta_{ss'} (1 - 2\pi iT_{s's}^{\text{coul}}). \quad (18)$$

Тогда, используя соотношения (15), (17), (18) и определение S -матрицы (13), можно получить следующую формулу [2, 4, 5]:

$$e^{i\delta_s^{\text{coul}}} \frac{\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J} \sqrt{\Gamma_{\sigma s'}^J}}{E - E_{\sigma}^J + \frac{i\Gamma_{\sigma}^J}{2}} e^{i\delta_{s'}^{\text{coul}}} =$$

$$= 2\pi \tilde{T}_{s's} = 2\pi e^{i\delta_{s'}^{\text{coul}}} \left\langle \hat{A} \left\{ U_{s'}^{JM} \frac{\tilde{F}_{s'}(R)}{R} \middle| (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \right\} \middle| \Phi_s^{JM} \right\rangle, \quad (19)$$

где $\tilde{F}_s(R) = \sqrt{\frac{2}{\pi \hbar v_c}} F_s(R)$ — нормированная на δ -функцию по энергии радиальная регулярная кулоновская функция. Подставляя в формулу (19) выражение (14) для функции рассеяния Φ_s^{JM} , можно прийти к интегральной формуле для определения амплитуды парциальной ширины кластерного распада:

$$\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J} = \sqrt{2\pi} \left\langle \hat{A} \left\{ U_s^{JM} \frac{\tilde{F}_s(R)}{R} \middle| (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \right\} \middle| \Psi_{\sigma}^{JM} \right\rangle =$$

$$= \sqrt{2\pi} C^{-1/2} \left\langle \frac{\tilde{F}_s(R)}{R} U_s^{JM} \middle| (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \middle| \Psi_{\sigma}^{JM} \right\rangle. \quad (20)$$

Данный интегральный формализм представляет собой наиболее последовательный подход к проблеме микроскопического расчета ширин кластерного распада. В то же время вычисление ширины по формуле (20) является крайне сложной задачей. Это связано, прежде всего, с тем, что стоящая в левой части выражения для амплитуды функция Ψ_{σ}^{JM} является точным решением уравнения (1) во всем пространстве, включая оболочечную, промежуточную и кластерную области. Относительно простое выражение для нее, как мы видели, можно получить в кластерной области. Физически адекватный, учитывающий сверхтекучие NN -корреляции расчет для оболочечной области проведен в работах [19–21]. Он требует использования широкого оболочечного базиса и в связи с этим является весьма сложным. Однако наибольшую проблему представляет, как указано выше, вычисление функции Ψ_{σ}^{JM} в промежуточной области. В связи с этим, а также в связи со сложностью использования формализма генеалогических коэффициентов, требующихся для получения матричных элементов потенциала $V_{A_1 A_2}$, последовательные, без использования серьезных упрощающих приближений расчеты распадных ширин в рамках формализма (20) до сих пор не проведены.

Можно достаточно легко убедиться [2] в правильности этой формулы. Представим форму $(V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) |\Psi_\sigma^{JM}\rangle$ в формуле (20) как

$$\begin{aligned} (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) |\Psi_\sigma^{JM}\rangle &= (H_A - H_{A_1} - H_{A_2} - T_{\mathbf{R}} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \Psi_\sigma^{JM} = \\ &= (E_\sigma^J - H_{A_1} - H_{A_2} - T_{\mathbf{R}} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \Psi_\sigma^{JM}. \end{aligned}$$

Воспользуемся эрмитовостью операторов H_{A_1} , H_{A_2} и $(V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0$ и уравнением Шредингера для функции $U_s^{JM} \frac{\tilde{F}_s(R)}{R}$:

$$-(H_{A_1} + H_{A_2} + (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0 - E_\sigma^J) U_s^{JM} \frac{\tilde{F}_s(R)}{R} = T_{\mathbf{R}} \left(U_s^{JM} \frac{\tilde{F}_s(R)}{R} \right),$$

и преобразуем матричный элемент, входящий в формулу (20), к виду

$$\begin{aligned} \sqrt{2\pi} C^{-1/2} \left\langle \frac{\tilde{F}_s(R)}{R} U_s^{JM} \left| (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) \right| \Psi_\sigma^{JM} \right\rangle = \\ = \left(-\frac{\hbar^2}{2m_c} \right) \sqrt{2\pi} \left[\frac{d\tilde{F}_s(R)}{dR} \varphi_{s\sigma}^J(R) - \tilde{F}_s(R) \frac{d\varphi_{s\sigma}^J(R)}{dR} \right] \Big|_0^\infty, \quad (21) \end{aligned}$$

где полный радиальный формфактор $\varphi_{s\sigma}^J(R)$ определяется как

$$\varphi_{s\sigma}^J(R) = C^{-1/2} R \langle U_s^{JM} | \Psi_\sigma^{JM} \rangle = \langle \hat{A} \{ U_s^{JM} R \} | \Psi_\sigma^{JM} \rangle. \quad (22)$$

Учитывая, что регулярная радиальная кулоновская функция $\tilde{F}_s(R)$ и радиальный формфактор $\varphi_{s\sigma}^J(R)$ равны нулю при $R \rightarrow 0$ и, кроме того, формфактор $\varphi_{s\sigma}^J(R)$ имеет асимптотическое представление $\varphi_{s\sigma}^J(R) \rightarrow \sqrt{\frac{\Gamma_{\sigma s}^J}{\hbar v_c}} (G_s + iF_s)$, следующее из асимптотического условия (4), (7), выражение (20) при использовании соотношения $\frac{dF_s}{dR} G_s - F_s \frac{dG_s}{dR} = k_c$ становится равным $\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J}$.

Полный радиальный формфактор $\varphi_{s\sigma}^J(R)$ может быть представлен при использовании (3) в виде суммы оболочечного $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{sh}}$, переходного $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{in}}$ и кластерного $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{cl}}$ радиальных формфакторов, которые определяются формулой (22) с заменой Ψ_σ^{JM} на $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{sh}}$, $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{in}}$ и $(\Psi_\sigma^{JM})^{\text{cl}}$ соответственно. Тогда можно ввести спектроскопический фактор $W_{s\sigma}^J$ для кластерного канала s распада родительского ядра:

$$W_{s\sigma}^J = \int_0^{R_>} |\varphi_{s\sigma}^J(R)|^2 dR, \quad (23)$$

где точка $R_>$ выбирается значительно «правее» внешней точки поворота произвольным образом. Значение интеграла не зависит от этого выбора в силу малости амплитуды гамовского состояния в чрезвычайно широком интервале внешней области по сравнению с внутренней. Спектроскопический фактор $W_{s\sigma}^J$ определяется суммой оболочечного $(W_{s\sigma}^J)^{\text{sh}}$, переходного $(W_{s\sigma}^J)^{\text{in}}$ и кластерного $(W_{s\sigma}^J)^{\text{cl}}$ спектроскопических факторов, причем указанные спектроскопические факторы определяются формулой (23) с заменой формфактора $\varphi_{s\sigma}^J(R)$ на формфакторы $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{sh}}$, $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{in}}$ и $(\varphi_{\sigma s}^J(R))^{\text{cl}}$ соответственно.

Таким образом, знание величины радиального формфактора $\varphi_{\sigma s}^J(R)$ в какой-либо точке кластерной области или его нормировки во всей этой области позволяет однозначно определить парциальную ширину распада в данный канал. И наоборот, экспериментальная информация о ширине распада дает возможность однозначно определить кластерный спектроскопический фактор $(W_{s\sigma}^J)^{\text{cl}}$ и на основании этого формировать подходы, базирующиеся на феноменологии распадных ширин. В рамках таких подходов можно проводить сравнение величин кластерных спектроскопических факторов для различных кластеров и ядер при различной энергии возбуждения.

Так, например, если не считать характерную для деформированных и «мягких» ядер связь с каналами, содержащими функции коллективных возбуждений дочернего ядра, связь с другими каналами в кластерной области мала. Поэтому для сферических ядер кластерный формфактор можно представить как $\Psi_s^{\text{cl}}(R) = \sqrt{\frac{\Gamma_{\sigma s}^J}{\hbar v_c}} \chi_s(R)$, где функция $\chi_s(R)$ удовлетворяет уравнению (10) при замене $\Psi_s^{\text{cl}}(R)$ на $\chi_s(R)$ и при отбрасывании в нем недиагональных членов ($s' \neq s$). Функция $\chi_s(R)$ имеет асимптотическое поведение $\chi_s(R) \rightarrow G_s(R)$ при $R \rightarrow R_1$. Тогда при использовании формул (20), (22) и (23) можно ввести безразмерную величину $\alpha_s^2(R)$ для $R_{\text{cl}} \leq R \leq R_1$:

$$\alpha_s^2(R) = \left| \frac{1}{\hbar v_c} \int_R^{R_1} \chi_s(R') \langle U_s^{JM} | (V_{A_1 A_2} - (V_{A_1 A_2}^{\text{coul}})^0) | U_s^{JM} \rangle F_s(R') dR' \right|^2, \quad (24)$$

которая определяет долю вклада области $R \leq R' \leq R_1$ в парциальную ширину кластерного распада. С ее помощью можно найти вклад всей кластерной области в парциальную ширину кластерного распада, если в (24) положить $R = R_{\text{cl}}$.

В последовательном R -матричном подходе радиальный формфактор в оболочечной и промежуточной области получается в результате проектирования функции — решения A -нуклонной задачи Ψ_{σ}^{JM} в исследуемый канал кластер + дочернее ядро. На следующем этапе его необходимо шить с

кластерным радиальным формфактором. Однако гладкое продолжение функции $\varphi_{\sigma s}^J(R)$ в область, где между фрагментами действует только кулоновская сила, не соответствует функции $G(R) + iF(R)$, т.е. резонансной (гаммовской) асимптотике — микроскопическое решение «промахивается» мимо резонанса. При этом даже предельно малый «промах» приводит к приращиванию к гаммовской функции волновой функции непрерывного спектра, быстро растущей при увеличении расстояния. В связи с этим операция сшивки оказывается предельно неустойчивой. Существует, в принципе, возможность добиться согласования этих функций, действуя по аналогии с процедурой подбора глубины потенциала (well depth), применяемой в двухтельных моделях распада. Однако для A -нуклонных моделей такая процедура является крайне трудоемкой и до сих пор ни разу не была реализована.

В R -матричных подходах ширина распада выражается через значение проницаемости барьера $P_s(R_0)$, рассчитываемое в квазиклассическом приближении [22], и величину оболочечного формфактора на радиусе канала R_0 , который является параметром, подбираемым из соображений устойчивости результата к его вариации в определенном интервале R :

$$\Gamma_{\sigma s}^J(R_0) = \frac{\hbar^2 R_0}{2m_c} P_s(R_0) [(\varphi_{\sigma s}^J(R_0))^{\text{sh}}]^2, \quad (25)$$

что на фоне микроскопического вычисления оболочечного формфактора выглядит, очевидно, достаточно грубым приближением.

Здесь уместно упомянуть еще одну проблему теоретического описания процессов распада ядер. В работе [23] предложена и после длительных дискуссий принята специалистами концепция, согласно которой объектом, который следует сопоставлять с решением двухтельного уравнения Шредингера, является не проекция A -нуклонного решения в кластерный канал $\varphi_c(R)$, а результат ее преобразования с помощью обменного ядра модели резонирующих групп [24, 25]:

$$\widehat{\varphi}_{\sigma s}^J(R) = \int N^{-1/2}(R, R') \varphi_{\sigma s}^J(R') dR', \quad (26)$$

или, наоборот, A -нуклонное решение следует сопоставлять с двухтельным, преобразованным как

$$\overline{\varphi}_{\sigma s}^J(R) = \int N^{1/2}(R, R') \varphi_{\sigma s}^J(R') dR', \quad (27)$$

где интегральный оператор $N(R, R')$ — обменное ядро одноканальной МРГ. Вычисленное в работах Флиссбаха отношение «нового» $\widehat{W}_{s\sigma}^J$ и «традиционно-го» $W_{s\sigma}^J$ спектроскопических факторов $\widehat{W}_{s\sigma}^J/W_{s\sigma}^J$ оказалось равным $3 \cdot 10^2$ для α -распада ^{212}Po [23] и $4 \cdot 10^8$ для ^{14}C -распада ^{222}Ra [26], т.е. был обнаружен

значительный эффект. Он связан с тем, что процедура сравнения амплитуд двух решений проводится на достаточно малых расстояниях. Сшивку на расстояниях, характерных для обычной R -матричной схемы, которая приведена в работе Тоноцука и Арима [27], привела к резкому понижению отношения ширины α -распада в «новой» и «старой» схемах: $\widehat{W}_{s\sigma}^J/W_{s\sigma}^J \sim 2-3$. Причина этого в том, что на больших расстояниях ($R > 9$ фм для распада тяжелых ядер) величины $\widehat{W}_{s\sigma}^J$ и $W_{s\sigma}^J$ совпадают, но их различие быстро возрастает при уменьшении R . Связь каналов приводит к тому, что двухтельное решение $\varphi_{cl}(R)$ становится некорректным. Поэтому в современных работах [19–21] авторы, используя чрезвычайно сложный базис, предпочитают доводить корректное описание кластерного формфактора в A -нуклонной схеме до больших расстояний, где все эти эффекты не играют заметной роли. В заключении обсуждения новой концепции следует указать, что эффект обменного ядра МРГ, по всей видимости, является самым «дальнодействующим» эффектом во взаимодействии составных частиц, отличающим это взаимодействие от взаимодействия бесструктурных частиц. Поэтому использование определений (26), (27) позволяет проводить сравнение A -нуклонного и двухтельного формфакторов на несколько меньших расстояниях и, следовательно, уменьшить трудности микроскопических расчетов.

Угловые распределения фрагментов нуклонного и кластерного распада выстроенных ядер. Заметный прогресс [28–30] в развитии экспериментальных исследований угловых распределений α -частиц, испускаемых выстроенными в сильных магнитных полях при сверхнизких температурах α -распадными ядрами, дает надежду на создание методов, позволяющих изучить угловые распределения протонных и кластерных распадов выстроенных ядер. Эта надежда подкреплена результатами экспериментов [31] по исследованию угловых распределений задержанных протонов, связанных с α -распадом выстроенных ядер.

Для теоретического анализа угловых распределений фрагментов глубоко-подбарьерных нуклонных и кластерных распадов ядер можно использовать методы, развитые в работах [32–34]. Применяя полученные выше формулы (4), (7) для представления асимптотического поведения волновой функции родительского ядра Ψ_{σ}^{JM} при больших расстояниях R между фрагментами распада, можно получить

$$\Psi_{\sigma}^{JM}(\xi) \rightarrow \sum_{sM_1M_2M_I} \hat{A} \left\{ \frac{e^{i(k_c R + \delta_c^{\text{coul}})}}{R} \sqrt{\frac{\Gamma_{\sigma s}^J}{\hbar v_c}} \times \right. \\ \left. \times \Psi_{\sigma_1}^{J_1 M_1}(\xi_1) \Psi_{\sigma_2}^{J_2 M_2}(\xi_2) Y_{LM_L}(\Omega_{\mathbf{R}}) C_{J_1 J_2 M_1 M_2}^{IM_I} C_{ILM_I M_L}^{JM} \right\}. \quad (28)$$

Построим многочастичную плотность потока фрагментов j_σ^{JM} в направлении радиуса-вектора \mathbf{R} :

$$j_\sigma^{JM} = \frac{i\hbar}{2m_c} \left[\Psi_\sigma^{JM} \frac{d}{dR} (\Psi_\sigma^{JM})^* - (\Psi_\sigma^{JM})^* \frac{d}{dR} (\Psi_\sigma^{JM}) \right]. \quad (29)$$

Подставляя в формулу (29) формулу (28) и интегрируя по всем координатам x , можно получить

$$j_\sigma^{JM} = \frac{1}{R^2} \sum_c A_{\sigma c}^{JM}(\Omega), \quad (30)$$

где

$$A_{\sigma c}^{JM}(\Omega) = \sum_{IM_I} \left| \sum_{LM_L} C_{ILM_I M_L}^{JM} Y_{LM_L} e^{i\delta_L^{\text{cou}}} \sqrt{\frac{\Gamma_{cIL}^J}{\hbar}} \right|^2. \quad (31)$$

Проведем усреднение этого потока по проекции M спина J родительского ядра с функцией усреднения $S(M)$, определяющей заселенность состояния ядра с данным M во внешнем магнитном поле при условии $\sum_M S(M) = 1$. Тогда число частиц dN_σ^J , регистрируемое в единицу времени детектором, расположенным перпендикулярно радиусу-вектору \mathbf{R} в направлении телесного угла $d\Omega$ и имеющим площадь $R^2 d\Omega$, оказывается равным

$$dN_\sigma^J = \sum_M S(M) \sum_c A_{\sigma c}^{JM}(\Omega) d\Omega. \quad (32)$$

Интегрируя (31) по телесному углу, для полного числа N_σ^J фрагментов распада, испускаемых родительским ядром в единицу времени, получим, как и следовало ожидать,

$$N_\sigma^J = \frac{1}{\hbar} \sum_s \Gamma_{\sigma s}^J = \frac{1}{\hbar} (\Gamma_\sigma^J)^{\text{cl}}, \quad (33)$$

где $(\Gamma_\sigma^J)^{\text{cl}}$ — полная ширина кластерного распада родительского ядра. Тогда нормированное на единицу угловое распределение фрагментов распада будет иметь вид

$$\frac{dP_\sigma^J(\Omega)}{d\Omega} = \frac{\hbar}{(\Gamma_\sigma^J)^{\text{cl}}} \sum_M S(M) \sum_c A_{\sigma c}^{JM}(\Omega). \quad (34)$$

Если воспользоваться теоремой умножения шаровых функций [14]:

$$\begin{aligned} Y_{Lm} Y_{L'm}^* &= \\ &= \frac{(-1)^{M_L}}{4\pi} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \sum_L C_{LL'm-m}^{\bar{L}0} C_{LL'00}^{\bar{L}0} P_L(\cos \theta), \end{aligned} \quad (35)$$

и техникой коэффициентов Рака, функцию $A_{\sigma c}^{JM}(\theta)$ можно представить как

$$A_{\sigma c}^{JM}(\theta) = \frac{1}{\hbar} \sum_{LL'\bar{L}I} P_{\bar{L}}(\cos \theta) (-1)^{J-I} C_{J\bar{L}M0}^{JM} C_{LL'00}^{\bar{L}0} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \times \\ \times \sqrt{(2\bar{L}+1)(2J+1)} W(JLJL'; I\bar{L}) \times \\ \times \sqrt{\Gamma_{\sigma cIL}^J} \sqrt{\Gamma_{\sigma cIL'}^J} \cos(\delta_L^{\text{coul}} - \delta_{L'}^{\text{coul}}). \quad (36)$$

Так как в формуле (36) орбитальные моменты L и L' имеют одинаковую четность согласно закону сохранения четности в распаде: $\pi = \pi_1 \pi_2 (-1)^L$, где π, π_1, π_2 — четности родительского ядра и фрагментов распада, то в соответствии со свойствами коэффициентов Клебша–Гордана $C_{LL'00}^{\bar{L}0}$ величина \bar{L} принимает только четные значения: $\bar{L} = 0, 2, \dots$. Если спин родительского ядра $J = 0$ или $1/2$, то коэффициент Клебша–Гордана $C_{J\bar{L}M0}^{JM}$ отличен от нуля только для $\bar{L} = 0$ и величина $A_{\sigma c}^{JM}(\Omega)$ становится равной $\Gamma_{\sigma c}^J/4\pi\hbar$, так что угловое распределение (34) оказывается изотропным.

В случае неориентированного родительского ядра, когда все проекции M спина ядра J равновероятны и функция распределения $S(M) = 1/(2J+1)$, величина $\sum_M S(M) A_{\sigma c}^{JM}(\theta) = \Gamma_{\sigma c}^J/4\pi\hbar$ и угловое распределение (34) также оказывается изотропным. Для полностью выстроенных во внешнем магнитном поле при сверхнизких температурах родительских ядер, когда $S(M) = \delta_{M, \pm J}$, величины $A_{\sigma c}^{J \pm J}$ не зависят от знака M и, следовательно, угловое распределение фрагментов распада подобных ядер не зависит от знака их гиромагнитного отношения:

$$\frac{dP_{\sigma}^J(\Omega)}{d\Omega} = \frac{\hbar}{(\Gamma_{\sigma}^J)_{\text{cl}}} \sum_c A_{\sigma c}^{JJ}(\Omega). \quad (37)$$

Отметим также, что в формуле (36) под знаком косинуса фигурирует разность кулоновских фаз $(\delta_L^{\text{coul}} - \delta_{L'}^{\text{coul}})$, а не комбинация вида $(\delta_L^{\text{coul}} - L\pi/2 - \delta_{L'}^{\text{coul}} + L'\pi/2)$, используемая в ряде работ, в которых при построении каналовых функций не вводится фактор i^L , правильно учитывающий трансформационные свойства этих функций при обращении времени.

Формула (36) имеет универсальный характер и справедлива для нуклонных и кластерных распадов как сферических, так и деформированных родительских и/или дочерних ядер. Как видно из структуры формулы (36), угловые распределения фрагментов кластерного распада зависят от относительных величин и знаков амплитуд парциальных ширин указанных распадов, что делает описание этих распределений весьма серьезным тестом для современных теорий кластерного распада.

Исследуем теперь на основе результатов работы [34] угловое распределение протонов, испускаемых полностью выстроенным нечетно-четным ро-

дительским ядром, когда доминирующим каналом распада оказывается канал c_0 , связанный с образованием дочернего четно-четного ядра в основном состоянии с $J_1 = 0$, когда спин канала I , определяемый векторным сложением спина дочернего ядра J_1 и спина протона $J_2 = 1/2$, равен $1/2$. В этом случае угловое распределение протонов определяется с помощью формул (34), (31) как

$$\frac{dP_\sigma^J(\Omega)}{d\Omega} = \sum_{M_I M_L} |C_{1/2 I M_I M_L}^{J J} Y_{L M_L}(\Omega)|^2, \quad (38)$$

где величина J совпадает с полным спином вылетающего протона, определяемого векторным сложением собственного спина протона $J_2 = 1/2$ и его орбитального момента L . При заданном значении спина родительского ядра J орбитальный момент протона L может принять одно из двух значений: $L = J + 1/2$ и $L = J - 1/2$, в зависимости от четности π состояния родительского ядра: $\pi = (-1)^L$. Тогда формула (38) для $L = J - 1/2$, когда коэффициент Клебша–Гордана $C_{1/2 L M_I M_L}^{J J}$ равен единице, преобразуется к виду

$$\frac{dP_\sigma^J(\Omega)}{d\Omega} = |Y_{L L}(\Omega)|^2 = |Y_{J-1/2, J-1/2}(\Omega)|^2. \quad (39)$$

Для случая $L = J + 1/2$ формула (38) переходит в формулу

$$\frac{dP_\sigma^J(\Omega)}{d\Omega} = |C_{1/2 L-1/2 L}^{(L-1/2)(L-1/2)} Y_{L L}(\Omega)|^2 + |C_{1/2 L 1/2(L-1)}^{(L-1/2)(L-1/2)} Y_{L, L-1}(\Omega)|^2,$$

которая преобразуется при использовании явного вида коэффициентов Клебша–Гордана как

$$\frac{dP_\sigma^J(\Omega)}{d\Omega} = |Y_{(L-1), (L-1)}(\Omega)|^2 = |Y_{J-1/2, J-1/2}(\Omega)|^2. \quad (40)$$

В силу тождественности формул (39) и (40) полученное угловое распределение протонов зависит только от спина родительского ядра J , но не зависит от орбитального момента протона и, следовательно, четности этого ядра. Другими словами, для оболочечных конфигураций нечетного протона в сферическом родительском ядре вида $h_{9/2}$ и $g_{9/2}$, различающихся четностью и значением орбитального момента L , угловые распределения вылетающих протонов оказываются совпадающими.

Значительная чувствительность угловых распределений протонов, возникающих при распаде выстроенных нечетно-четных ядер, к значениям спина J родительского ядра позволяет с помощью измерений указанных распределений однозначно определить значение J и тем самым при сопоставлении этих значений с предсказаниями обобщенной модели [14] для различных деформаций ядра определить значения этих деформаций β_2 и, следовательно, зафиксировать форму распадного ядра.

2. ПРОТОННЫЙ РАСПАД И СВОЙСТВА ЯДЕР У ГРАНИЦЫ ПРОТОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Многочастичная теория протонного распада сферических и деформированных ядер. Впервые протонный распад долгоживущих ядерных состояний был экспериментально обнаружен [35] при изучении высоколежащего по энергии изомерного состояния ядра ^{53m}Co ($J^\pi = 19/2^-$) при его переходе в основное состояние дочернего ядра ^{52}Fe ($J_1^{\pi_1} = 0^+$). Значительно позже была получена информация [36,37] о протонных распадах основных состояний ядер с большим дефицитом нейтронов, лежащих за пределами области протонной стабильности. Накопление информации о протонной радиоактивности ядер интенсивно продолжалось в последующие годы [38,39], и к настоящему времени экспериментально изучены протонные распады из основных и изомерных состояний более 40 нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер в области $50 < A \leq 190$. Во всех указанных исследованиях удается получить информацию только о полных ширинах распада Γ_σ^J исследуемых родительских ядер и энергиях отделения протонов Q_c для наблюдаемых каналов протонного распада (в большинстве случаев для протонных переходов в основное состояние дочернего ядра).

Теоретический анализ ширин β - и α -распадов, конкурирующих с протонным распадом нейтронодефицитных ядер, дает возможность определить значения протонных ширин распада указанных ядер, хотя и с невысокой точностью. Сравнение найденных протонных ширин с соответствующими ширинами, рассчитанными при использовании многочастичной теории протонного распада [7–10, 40–42] и родственных по идеологии теоретических подходов [43–47], позволило получить уникальную информацию о структуре состояний и формах родительского и дочернего ядер.

Рассмотрим основные представления многочастичной теории протонной радиоактивности для распада основных состояний нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер (испускание протонов четно-четными ядрами до сих пор не наблюдалось) [7–10, 40–42].

В многочастичной теории описание протонного распада родительского ядра можно свести к описанию распада протонного одноквaziчастичного состояния. Поскольку этот распад ядер связан с вылетом протона, движение которого во внутренней области ядра описывается оболочечной волновой функцией, то для данного типа распада можно говорить о существовании «заранее приготовленного» кластерного состояния, поэтому теоретическое описание этого распада заметно проще, нежели описание α - и тяжелых кластерных распадов ядер, где, как указывалось выше и будет подтверждено в дальнейшем обсуждении, таких состояний нет, в связи с чем возникает проблема формирования α -частиц и более тяжелых кластеров из нуклонов родительского ядра.

Исследуем вначале случай протонного распада основного состояния нечетно-четного сферического ядра с развитой сверхтекучестью, обладающего спином J , в основное состояние дочернего четно-четного ядра со спином J_1 , равным нулю, и волновой функцией $\Psi_0^{00}(\xi_1)$. При этом полный спин вылетающего протона $j_p = J$, а волновая функция Ψ_σ^{JM} (4) для рассматриваемого канала распада s имеет вид

$$\Psi_\sigma^{JM} = \hat{A} \left\{ \Psi_0^{00} \Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p) \right\}_{J=j_p M}, \quad (41)$$

где $\Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p)$ — спин-орбитальная функция протона:

$$\Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p) = i^{l_p} \left\{ Y_{l_p m_{l_p}}(\Omega_{\mathbf{R}}) \chi_{1/2 m_s}(\sigma_p) \right\}_{j_p M}. \quad (42)$$

В этом случае формулу (20) для амплитуды парциальной ширины $\Gamma_{\sigma s}^J$ протонного распада можно привести к виду

$$\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J} = \sqrt{2\pi} \left\langle \hat{A} \left\{ U_s^{JM} \frac{\tilde{F}_{l_p}(R)}{R} \tilde{V}(\mathbf{R}) \right\} \middle| \Psi_\sigma^{JM} \right\rangle, \quad (43)$$

где $\tilde{V}(\mathbf{R})$ — разность полного потенциала взаимодействия протона с дочерним ядром и точечного кулоновского потенциала $(V^{\text{coul}}(R))^0 = e^2(Z-1)/R$. Для протонного перехода сферического родительского ядра в основное состояние сферического дочернего ядра потенциал $\tilde{V}(\mathbf{R})$ переходит в ядерный потенциал $V^{\text{nuc}}(R)$, который можно выразить через действительную часть оптического потенциала протона, описывающую упругое рассеяние протона на дочернем ядре, которую можно представить как

$$V^{\text{nuc}}(R) = V_0 \left/ \left(1 + \exp \left\{ \frac{R - R_A}{a} \right\} \right) \right., \quad (44)$$

где $R_A = r_0 A^{1/3}$, а параметры r_0 и a определены в работах [48, 49].

Введем функцию $\langle f(\mathbf{R}, \sigma_p) |$, входящую в определение парциальной ширины (43):

$$\langle f(\mathbf{R}, \sigma_p) | = \left\langle \frac{\tilde{F}_{l_p}}{R} \Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p) V^{\text{nuc}}(R) \right|. \quad (45)$$

Разложим эту функцию в ряд по полному базису протонных оболочечных волновых функций родительского ядра: $\varphi_{\nu_p M}(\mathbf{R}, \sigma_p) = \frac{R_{\nu_p}(R)}{R} \Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p)$, где $\nu_p = n_p j_p l_p$:

$$\langle f(\mathbf{R}, \sigma_p) | = \sum_{\nu'_p} \int_0^\infty \tilde{F}_{l_p}(R) V^{\text{nuc}}(R) R_{\nu'_p}(R) dR \langle \varphi_{\nu'_p M}(\mathbf{R}, \sigma_p) |, \quad (46)$$

и перейдем для этой функции при использовании оператора уничтожения протона $a_{\nu'_p M}$ в оболочечном состоянии $\nu'_p M$ в представление вторичного квантования:

$$\langle f(\mathbf{R}, \sigma_p) | \rightarrow \sum_{\nu'_p} \int_0^\infty \tilde{F}_{l_p}(R) V^{\text{nuc}}(R) R_{\nu'_p}(R) dR \langle a_{\nu'_p M} |. \quad (47)$$

Тогда формулу (43) для амплитуды парциальной ширины можно преобразовать к виду

$$\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J} = S_{\nu_p}^{1/2} \sqrt{\Gamma_{\nu_p s}} = S_{\nu_p}^{1/2} \sqrt{2\pi} \int_0^\infty \tilde{F}_{l_p}(R) V^{\text{nuc}}(R) R_{\nu_p}(R) dR, \quad (48)$$

где $S_{\nu_p}^{1/2}$ — амплитуда спектроскопического фактора:

$$S_{\nu_p}^{1/2} = \langle \Psi_0^{00} | a_{\nu_p M} | \Psi_\sigma^{JM} \rangle, \quad (49)$$

а $\Gamma_{\nu_p s}$ — ширина распада однопротонного квазистационарного состояния, описываемого оболочечной волновой функцией $\varphi_{\nu_p M}(\mathbf{R}, \sigma_p)$ с энергией E_{ν_p} , лежащей в области непрерывного спектра. Представляя волновые функции протонных подсистем нечетно-четного родительского ядра и четно-четного дочернего ядра в рамках сверхтекучей модели атомного ядра [14, 16] как

$$\begin{aligned} (\Psi_\sigma^{JM})_p &= a_{\nu_p M}^+ \prod_{\nu_p M \neq \nu'_p M'} (u_{\nu'_p} + v_{\nu'_p} a_{\nu'_p M'} a_{\nu'_p M'}^-) |0\rangle, \\ (\Psi_0^{00})_p &= \prod_{\nu''_p M''} \left(u_{\nu''_p}^{(1)} + v_{\nu''_p}^{(1)} a_{\nu''_p M''} a_{\nu''_p M''}^- \right) |0\rangle, \end{aligned} \quad (50)$$

где u_{ν_p} , v_{ν_p} — коэффициенты uv -преобразования Боголюбова, а состояние $\overline{\nu_p M}$ является состоянием, обращенным по времени к состоянию $\nu_p M$, можно получить выражение для спектроскопического фактора (50):

$$S_{\nu_p}^{1/2} \approx u_{\nu_p}^{(1)}, \quad (51)$$

которое как раз и выражает наличие «кластерного» состояния в оболочечной области ядра.

Для учета правильной асимптотики волновой функции родительского ядра Ψ_σ^{JM} в кластерной области, где уже сформированы фрагменты распада, радиальная функция протона $R_{\nu_p}(R)$ рассчитывается при использовании процедуры подбора глубины ямы с целью приравнять энергию E_{ν_p} оболочечного квазистационарного состояния $\varphi_{\nu_p M}(\mathbf{R}, \sigma_p)$ к экспериментальной энергии отделения протона Q_c для исследуемого канала распада.

Учитывая более сложную схему сложения парциальных моментов, полученные выше формулы можно обобщить (см. [8,42,43]) на случай протонного распада нечетно-нечетных сферических ядер. В силу большого влияния центробежных эффектов на ширины протонной радиоактивности результаты расчетов этих величин оказываются весьма чувствительными к значениям угловых моментов протонов и форме ядер. Результаты расчетов [8, 39, 43–45] протонных ширин большой группы сферических нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер подтвердили сферичность форм указанных ядер и позволили, несмотря на невысокую точность определения парциального времени жизни в эксперименте, установить спин родительского ядра и структуру протонного квазистационарного состояния $\varphi_{n_p l_p j_p M}(\mathbf{R}, \sigma_p)$ в родительском ядре. В табл. 1 представлены найденные таким

образом оболочечные квантовые числа нечетного протона в родительском ядре (при условии правильности описания экспериментальной протонной ширины распада этого ядра), которые совпадают с аналогичными конфигурациями, предсказанными систематикой [48].

В работе [9] при обобщении развитого выше подхода на случай недиагональных протонных переходов, т. е. переходов, при которых сформированное в оболочечной области ядра каналовое состояние s при распаде переходит в другое каналовое состояние s' за счет недиагонального потенциального взаимодействия, представленного в уравнении (10), было проведено исследование протонного распада изомерного состояния $(19/2^-)$ сферического ядра ^{53m}Co . При использовании протон-нейтронного эффективного взаимодействия с конечным радиусом достаточно хорошо описана экспериментальная протонная ширина распада указанного ядра.

Исследуем протонный распад нечетно-четных деформированных родительских ядер с переходом в основное состояние дочернего четно-четного ядра, обладающего спином $J_1 = 0$ и характеризующегося деформационными параметрами, близкими к аналогичным параметрам родительского ядра.

Воспользуемся формулой (43) для амплитуды парциальной протонной ширины, в которой потенциал $\tilde{V}(\mathbf{R})$ представим в виде суммы ядерного потенциала $V^{\text{nuc}}(\mathbf{R})$ и несферической компоненты $\tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R})$ кулоновского потенциала взаимодействия протона с деформированным дочерним ядром. Ядерный потенциал $V^{\text{nuc}}(\mathbf{R})$ представляется в виде (44), причем в данном

Таблица 1. Конфигурация нечетных протонов в протонораспадных сферических ядрах

Родительское ядро	Протонная конфигурация
^{105}Sb	$2d_{5/2}$
^{156}Ta	$2d_{3/2}$
^{156m}Ta	$1h_{11/2}$
^{161m}Re	$1h_{11/2}$
^{165m}Ir	$1h_{11/2}$
^{166}Ir	$2d_{3/2}$
^{166m}Ir	$1h_{11/2}$
^{171}Au	$1h_{11/2}$
^{171m}Au	$1h_{11/2}$
^{177}Tl	$3s_{1/2}$
^{177m}Tl	$1h_{11/2}$

случае

$$R_A = R_A(\theta) = r_0 A^{1/3} \left\{ 1 + \beta_0 + \sum_{\lambda=2,4} \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\theta) \right\}. \quad (52)$$

Здесь β_λ — параметры деформации ядерного потенциала; константа β_0 введена для сохранения объема ядра.

Несферическая часть кулоновского потенциала $\tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R})$ взаимодействия протона с дочерним ядром A представляется в виде разложения по квадрупольным и гексадекапольным моментам:

$$\tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R}) = e^2 \sum_{\lambda=2,4} \frac{Q_\lambda}{R^{\lambda+1}} P_\lambda(\cos \theta'), \quad (53)$$

где θ' — угол между радиусом-вектором \mathbf{R} и осью симметрии деформированного родительского ядра; Q_λ — мультипольный момент дочернего ядра во внутренней системе отсчета:

$$Q_\lambda = \int \rho(\mathbf{R}') R^\lambda P_\lambda(\cos \theta') d\mathbf{R}', \quad (54)$$

причем $\rho(\mathbf{R})$ — зарядовая плотность ядра. В этом случае волновые функции родительского Ψ_σ^{JM} и дочернего Ψ_0^{00} ядер в рамках обобщенной модели ядра [14] имеют следующий вид:

$$\Psi_\sigma^{JM} = \frac{2J+1}{16\pi^2} \left\{ D_{Mk_p}^J(\omega) \chi_{k_p} + (-1)^{J+k_p} D_{M-k_p}^J(\omega) \chi_{\bar{k}_p} \right\}, \quad k_p > 0; \quad (55)$$

$$\Psi_0^{00} = \left(\frac{2J_1+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} D_{00}^{J_1}(\omega) \chi_0 = \left(\frac{1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \chi_0. \quad (56)$$

В формулах (55), (56) $D_{Mk_p}^J(\omega)$ — обобщенные сферические функции Вигнера; χ_{k_p} и χ_0 — внутренние волновые функции родительского и дочернего ядер, представляемые в сверткекучей модели ядра [16] формулами (50) с заменой индексов $\nu_p M$ на индекс k_p , причем проекция спина нечетно-четного родительского ядра на его ось симметрии совпадает с проекцией k_p спина нечетного протона, находящегося в состоянии с оболочечной волновой функцией деформированного ядра $\varphi_{k_p}(\mathbf{R}', \sigma'_p)$, представляемой в виде следующего разложения по спин-орбитальным функциям:

$$\varphi_{k_p}(\mathbf{R}', \sigma'_p) = \sum_{jl} \frac{\varphi_{jlk_p}(R)}{R} \Phi_{jlk_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma_p). \quad (57)$$

Преобразуя спин-орбитальную функцию $\Phi_{j_p l_p M}$, входящую в каналовую функцию (43), во внутреннюю систему координат с помощью преобразования Вигнера:

$$\Phi_{j_p l_p M}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p) = \sum_{k_p} D_{m_p k_p}^{j_p}(\omega) \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p), \quad (58)$$

получим для каналовой функции U_s^{JM} выражение

$$U_s^{JM} = \left(\frac{1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \sum_{k_p} D_{M k_p}^J(\omega) \chi_0 \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p). \quad (59)$$

Разлагая функцию $\langle f(\mathbf{R}', \sigma'_p) | = \left\langle \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p) \frac{\tilde{F}_{l_p}}{R} \tilde{V}(\mathbf{R}) \right|$, входящую в определение амплитуды протонной ширины (43), по полному базису протонных оболочечных волновых функций деформированного родительского ядра $\varphi_{k_p}(\mathbf{R}', \sigma_p)$ (57) и переходя в представление вторичного квантования, по аналогии с рассмотренным выше случаем протонного распада сферических ядер получим

$$\langle f(\mathbf{R}', \sigma'_p) | = \sum_{k'_p} \left\langle \frac{\tilde{F}_{l_p}(R)}{R} \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega_{\mathbf{R}}, \sigma_p) \tilde{V}(\mathbf{R}) \right| \varphi_{k'_p}(\mathbf{R}', \sigma'_p) \rangle \langle a_{k'_p} |. \quad (60)$$

Тогда формула (43) для амплитуды частичной ширины протонного распада деформированного ядра преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \sqrt{\Gamma_{\sigma_s}^J} &= \left(\frac{\pi}{2j_p + 1} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \left\langle \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p) \frac{\tilde{F}_{l_p}(R)}{R} \right| V^{\text{nuc}}(\mathbf{R}) + \tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R}) \right| \varphi_{k_p}(\mathbf{R}) \rangle + (-1)^{j_p + k_p} \times \\ &\times \left\langle \Phi_{j_p l_p - k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p) \frac{\tilde{F}_{l_p}(R)}{R} \right| V^{\text{nuc}}(\mathbf{R}) + \tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R}) \right| \varphi_{\overline{k_p}}(\mathbf{R}, \sigma'_p) \rangle \right\} S_{k_p}^{1/2} = \\ &= \left(\frac{4\pi}{2j_p + 1} \right)^{1/2} \left\langle \Phi_{j_p l_p k_p}(\Omega'_{\mathbf{R}}, \sigma'_p) \frac{\tilde{F}_{l_p}(R)}{R} \right| V^{\text{nuc}}(\mathbf{R}) + \\ &+ \tilde{V}^{\text{coul}}(\mathbf{R}) \right| \varphi_{k_p}(\mathbf{R}, \sigma'_p) \rangle S_{k_p}^{1/2} = \sqrt{\frac{2}{2j_p + 1}} \Gamma_{k_p s}^{1/2} S_{k_p}^{1/2}, \quad (61) \end{aligned}$$

где амплитуда спектроскопического фактора $S_{k_p}^{1/2}$ определяется как

$$S_{k_p}^{1/2} = \langle \chi_0 | a_{k_p} | \chi_{k_p} \rangle. \quad (62)$$

При использовании сверхтекучей модели деформированного ядра и внутренних волновых функций χ_0 и χ_{k_p} протонных подсистем дочернего и родительского ядер, представляемых формулами, аналогичными формулам (50), величина $S_{k_p}^{1/2}$ принимает значение

$$S_{k_p}^{1/2} \approx u_{k_p}^{(1)}. \quad (63)$$

Из формулы (61), в которой введена амплитуда $\sqrt{\Gamma_{k_p s}}$ частичной ширины распада $\Gamma_{k_p s}$ однопротонного квазистационарного состояния $\varphi_{k_p}(\mathbf{R}', \sigma'_p)$ в канал s , видно, что аналогичная амплитуда ширины протонного распада родительского ядра $\sqrt{\Gamma_{\sigma s}^J}$ отличается от $\sqrt{\Gamma_{k_p s}}$ не только амплитудой спектроскопического фактора $S_{k_p}^{1/2}$, но и множителем $\sqrt{2/(2j_p + 1)}$, связанным с коллективными вращательными характеристиками родительского и дочернего ядер. Для учета правильной асимптотики волновой функции родительского ядра Ψ_{σ}^{JM} оболочечная волновая функция $\varphi_{k_p}(\mathbf{R}', \sigma'_p)$ рассчитывается при использовании процедуры подбора глубины ямы с целью приравнивания энергии E_{k_p} протонного квазистационарного состояния к экспериментальной энергии отделения протона Q_c для исследуемого канала распада.

Полученные выше результаты обобщаются [42] на случай протонного распада нечетно-нечетных ядер, а также распада на возбужденные состояния дочерних ядер.

Таблица 2. Значения параметра деформации β_2 ядер, полученные при исследовании их протонного распада и предсказанные в систематике [50]

Ядро	β_2	β_2 [50]	Ядро	β_2	β_2 [50]
^{109}I	0,05–0,1	0,1	^{146}Tm	0,1–0,2	0,15–0,2
^{113}Cs	0,1–0,15	0,1–0,2	^{146m}Tm	0,1–0,2	0,15–0,2
^{131}Eu	0,3–0,35	0,3	^{147}Tm	0,1–0,2	0,15–0,2
^{140}Ho	0,3–0,35	0,3	^{147m}Tm	0,1–0,2	0,15–0,2
^{141}Ho	0,3–0,35	0,3	^{150}Lu	0,1–0,2	0,15–0,2
^{141m}Ho	0,3–0,35	0,3	^{151}Lu	0,1–0,2	0,15–0,2
^{145}Tm	0,1–0,2	0,15–0,2			

Расчеты частичных ширин протонного распада для большой группы нечетно-четных и нечетно-нечетных деформированных ядер, проведенные в работах [10, 40–42, 45–47], позволили достаточно надежно восстановить значения спинов и параметров деформации этих ядер, при которых возникает хорошее согласие с экспериментально наблюдаемыми ширинами протонного распада ядер. Это отражено в табл. 2, где проведено сравнение найденных значений параметра квадрупольной деформации родительских ядер с аналогичными значениями, предсказанными систематикой [50].

Подводя итоги данного раздела, можно заключить, что представленный теоретический подход к анализу ширины протонной радиоактивности является весьма эффективным методом исследования структуры ядер с большим дефицитом нейтронов.

3. АЛЬФА-КЛАСТЕРНЫЕ УРОВНИ В ЯДРАХ И АЛЬФА-РАДИОАКТИВНОСТЬ

Как возникают кластерные уровни. Если для протонного распада характерен большой вес выходного канала в родительском ядре и можно, с определенными оговорками, рассматривать распадное состояние как заранее приготовленное, то при изучении распадов с испусканием составных частиц требуется более аккуратный теоретический анализ.

α -кластеризация основных и многих низколежащих состояний легчайших ядер является хорошо известным фактом. Измеренные ширины таких состояний близки к вигнеровскому пределу. Более надежные, как мы увидим ниже, характеристики — значения спектроскопических факторов каналов $\alpha + d$, $\alpha + t$, $\alpha + \alpha$ в ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ соответственно, как извлеченные из эксперимента, так и рассчитанные теоретически, близки к единице. В спектрах более тяжелых ядер $1p$ -оболочки α -частичные уровни, т. е. состояния, интенсивно заселяемые при упругом резонансном рассеянии α -частиц и реакциях α -передачи, также хорошо представлены, хотя характерные значения спектроскопических факторов здесь и меньше единицы. В этом смысле распад уровней ядер, заселяемых, например, при упругом резонансном рассеянии α -частиц, можно считать распадом α -кластерных состояний.

В ядрах $(2s - 1d)$ - и начала $(2p - 1f)$ -оболочки также найдено значительное количество обсуждаемых уровней. Ширины таких состояний достаточно велики, они близки к вигнеровскому пределу или отличаются от него не более чем на порядок. Достаточно хорошо изучены спектры возбуждения ядер ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$. В них представлены ротационные α -кластерные полосы как положительной, так и отрицательной четности. Эти полосы обрываются, и чем легче ядро, тем быстрее происходит обрыв — в ядрах ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ найденные максимальные моменты α -кластерных уровней равны 7^- и 9^- соответственно. В ядре ${}^{44}\text{Ti}$ предполагается наличие α -кластерного уровня с моментом 16^+ .

Косвенное теоретическое подтверждение существования α -кластерных эффектов в спектрах этих и даже несколько более тяжелых околomagических ядер дает, например, работа [51], где было исследовано ядро ${}^{44}\text{Ti}$. Подход, представленный в данной работе, включает в себя расчет одной или нескольких ротационных полос спектра двухтельной системы $\alpha +$ дочернее ядро, вычисление приведенных вероятностей электромагнитных квадрупольных переходов между уровнями спектра и сравнение с экспериментом. Для

многих случаев согласие теории и эксперимента оказывается вполне удовлетворительным. Объяснение успеха простой двухтельной модели содержится в работе Хориучи [52], где показано, что для одноканальной задачи в микроскопической модели условий ортогональности Саито [53], дающей вполне адекватное описание систем магическое ядро + α -частица, формулы расчета приведенных вероятностей квадрупольных переходов отличаются от соответствующих выражений в неантисимметризованной модели лишь появлением в левой и правой обкладках электромагнитной амплитуды интегральных операторов $N(R, R')^{-1/2}$ и $N(R, R')^{1/2}$, действующих на двухтельные волновые функции относительного движения фрагментов, где $N(R, R')$ — обменное ядро МРГ. При использовании микроскопически обоснованного двухтельного потенциала влияние такого преобразования на результат невелико. Следовательно, разумное описание эксперимента подтверждает возможность представления волновых функций начального и конечного уровней как кластерных состояний. Близкий [51] метод исследования распада тяжелого ядра ^{212}Po был реализован в работе [54], он привел к аналогичным выводам. Однако многочисленные результаты микроскопических исследований α -распада, цитируемых в данном разделе, ставят этот вывод под сомнение.

Недавние эксперименты дали большое количество данных об α -частичных состояниях. Этому способствовало внедрение в экспериментальную практику метода упругого резонансного рассеяния тяжелых ионов на толстых ^4He -мишенях (т. е. измерения ведутся в обратной кинематике) [55]. Значительное количество информации получено в области ядер $(2s - 1d)$ -оболочки. Например, в столкновении $^{28}\text{Si} + \alpha$ был изучен [55, 56] спектр ядра ^{32}S , обладающий многими интересными свойствами. В качестве иллюстрации этих свойств на рис. 1 представлен α -частичный спектр ядра ^{32}S , взятый из работы [56]. В этом спектре около 120 уровней, и для 86 из них определены полные моменты. Значительное число аналогичных уровней измерено в ядре ^{24}Mg [57].

Теоретически явление множественного образования α -кластеров (α -конденсации) в ядерных системах с малой плотностью рассматривалось в работах [58–60].

Последовательная концепция кластерных (мультикластерных) состояний развивалась в работах [61, 62] и приобрела законченный вид в работе [63]. Согласно этой концепции часть полного спектра собственных состояний гамильтониана, например, A -нуклонной системы ($Z = N = A/2$) является мульти- α -частичным состоянием, если его волновые функции могут быть представлены в виде

$$\Psi_{\Delta}^A \equiv \hat{A} \hat{N}^{-1/2} \prod_{i=1}^{A/4} \Psi_{\alpha_i} \Psi_{\bar{\Delta}}(\{\rho_k\}). \quad (64)$$

Здесь \hat{A} — оператор антисимметризации, описываемый выражением (6), где суммирование теперь производится по перестановкам номеров нуклонов

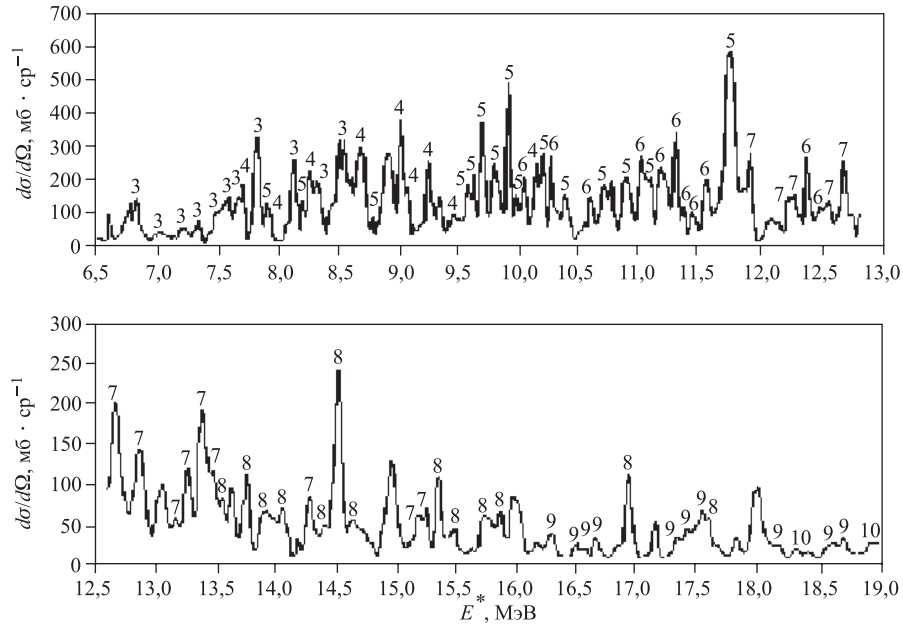


Рис. 1. Экспериментальный α -частичный спектр ядра ^{32}S [56]. Числа над пиками обозначают спины резонансных состояний

между всеми α -частицами; величина C равна $((4!)^{A/4}/A!)$; $\hat{N}^{-1/2}$ — обменное ядро мультикластерной МРГ; Ψ_{α_i} — функции α -кластеров, составляющих систему; $\{\rho_k\}$ — набор координат Якоби относительного движения α -частиц; $\Psi_{\hat{\Delta}}(\{\rho_k\})$ — волновые функции этого движения, характеризующиеся набором квантовых чисел $\hat{\Delta}$, причем эти волновые функции являются, в свою очередь, собственными функциями какого-либо гамильтониана, действующего в пространстве переменных относительного движения α -кластеров, соответствующих его собственным значениям, совпадающим с собственными значениями, характеризующими A -нуклонные волновые функции (64).

В работах [61–63] было показано, что спектр гамильтониана H модели $SU(3)$ Эллиотта [64, 65], построенного из коммутирующих инвариантных операторов группы $SU(3)$ и ее подгрупп, выраженных через нуклонные переменные, содержит набор таких состояний.

Гамильтониан H имеет вид

$$H = H_{\text{osc}} + f_1(\hat{L}^2) + f_2(QQ) + f_3((Q \otimes Q)Q) + f_4(Q(\hat{L} \otimes \hat{L})), \quad (65)$$

где H_{osc} — осцилляторный гамильтониан; \hat{L} — оператор углового момента; Q — квадрупольный оператор; \otimes — знак тензорного произведения вто-

рого ранга; f_i — произвольные функции, имеющие, естественно, размерность энергии.

Компоненты оператора Q выражаются как

$$Q^m = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sum_i \left(\left(\frac{\rho_i^2}{\rho_{i_0}^2} \right) Y_{2m}(\theta_{\rho_i}, \phi_{\rho_i}) + \left(\frac{p_i^2}{p_{i_0}^2} \right) Y_{2m}(\theta_{p_i}, \phi_{p_i}) \right), \quad (66)$$

где ρ_i — координаты Якоби, характеризующие A -нуклонную систему; p_i — операторы соответствующих импульсов.

Редуцированный гамильтониан, воспроизводящий α -частичные состояния спектра гамильтониана (65) и имеющий функции $\Psi_{\Delta}(\{\rho_k\})$ в качестве собственных функций, имеет тот же функциональный вид, что и (65), но действует в редуцированном пространстве координат Якоби $\{\rho_k\}$.

Приведенная концепция является обобщением полученного в [66] двух- α -частичного представления функций ротационной полосы основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$.

Весьма важно, что гамильтониан модели Эллиотта неплохо описывает низколежащие состояния ядер $(2s - 1d)$ -оболочки, а также, как показано в работах [61–63], высоколежащие α -частичные состояния этих ядер, и в этом смысле он близок к реалистическому.

Поскольку в реальных ядерных системах симметрия $SU(3)$ является приближенной, можно, несколько упрощая, определить кластерное состояние как состояние, в волновой функции которого доминирует компонента (64), и эта компонента вносит определяющий вклад в матричные элементы глобальных наблюдаемых системы: энергии, размера, квадрупольного момента и др.

Основным результатом работ [61–63] является доказательство того факта, что описываемая представленным гамильтонианом нуклонная система с четным числом нейтронов и протонов ($N = Z$) ведет себя в некоторых состояниях как система k стабильных α -частиц ($k = Z/2$) независимо от расстояний между кластерами, плотности системы и др. Спектроскопический фактор развала такой системы на составляющие ее k кластеров равен единице.

В общем случае представление (64) может быть справедливым при необходимом условии, что входящие в него функции конститuentов являются $SU(3)$ - и $SU(4)$ -скалярами, т. е. эти конститuentы должны являться осцилляторными магическими ядрами. Следовательно, состояния вида α -частица + немагический кор не соответствуют обсуждаемой концепции кластерных состояний, хотя в определенных случаях и могут относиться к мультикластерным. Система ${}^{28}\text{Si} + \alpha$ дает пример реализации такой возможности. При использовании обсуждаемого гамильтониана сильно заселяемыми при α -рассеянии на ядре ${}^{28}\text{Si}$ будут, кроме двухтельных резонансов, резонансы типа α -частица + возбужденное состояние этого ядра, которые, в свою очередь,

описываются волновой функцией вида (64). Именно это определяет множественность представленных на рис. 1 состояний. Спектроскопические факторы α -кластеров в этих состояниях, естественно, отличны от единицы. В работе [61] получено выражение для их величин:

$$W_\alpha \equiv |\langle \Psi^A | \Psi_{c\varphi(n_0)L}(\rho) \Psi_\alpha \rangle|^2 = |\langle [f_A] \eta_A(\lambda_A \mu_A) | [f_c] \eta_c(\lambda_c \mu_c) [4](n_0) \rangle \times \langle (\lambda_A \mu_A) \Omega_A L | (\lambda_c \mu_c) \Omega_c L_c(n_0) L \rangle|^2, \quad (67)$$

где Ψ^A — резонансная волновая функция; Ψ_c — волновая функция ядрамишени (при изучении α -распада дочернего ядра) в основном состоянии. Последний множитель в (67) — скалярный фактор коэффициента Клебша–Гордана группы $SU(3)$ [67], а первый — скалярный фактор цепочки редукции групп более высокого ранга [68]. Отметим, что этот фактор зависит от дополнительных квантовых чисел η_A . Если выбор этих величин неоднозначен, то в данном гамильтониане имеет место вырождение. В реальной ядерной системе это вырождение снимается остаточным взаимодействием. Сумма спектроскопических факторов по всем квантовым числам, характеризующим функцию Ψ_c , а также n и L , равна единице.

Представленная модель хорошо описывает количественные и качественные свойства спектров околomagических ядер ^{20}Ne и ^{44}Ti . При этом находит свое объяснение расщепление на мультиплеты высоковозбужденных двухтельных состояний α + магический кор. Они возникают за счет α -частичного возбуждения кора. Хорошо воспроизводится и спектр ядра ^{16}O [63].

Что касается ядер с более высокими оболочками, то качество описания их моделью $SU(3)$ ухудшается, вследствие чего волновые функции ядермишени оказываются суперпозициями множества представлений группы $SU(3)$, а размерности этих представлений быстро возрастают. Поэтому и количество α -частичных состояний оказывается чрезвычайно большим. Характерное расстояние между ними и другими уровнями систем становится малым, что порождает смешивание этих состояний силами, не обладающими указанной симметрией. Вследствие этого α -частичные компоненты распределяются между всеми состояниями спектра системы, что и является причиной отсутствия четко выраженных α -частичных состояний в средних и тяжелых ядрах.

Как было показано в работах [69, 70], весьма важным экспериментальным подтверждением отсутствия α -кластеризации в средних и тяжелых ядрах при энергиях, близких к энергии присоединения нейтрона, является плавный характер A -зависимости усредненной по резонансам конкретного ядра силовой функции α -распада нейтронных резонансов [71]. Это резко отличает данную силовую функцию от нейтронной, в которой наблюдаются гигантские резонансы, и свидетельствует о равномерном (флуктуативном) распределении функции выходного состояния α -частица + дочернее ядро по собственным

функциям A -нуклонного гамильтониана. Таким образом, результаты теоретического и феноменологического рассмотрения вопроса о существовании кластерных состояний в средних и тяжелых ядрах хорошо согласуются. Это позволяет сделать обоснованный вывод об отсутствии таких состояний в вышеуказанных ядрах.

Микроскопическое описание α -распада сферических и деформированных ядер. Отметим, прежде всего, что представленные в первом разделе теоретические методы описания кластерного распада были развиты главным образом для описания процессов α -радиоактивности в силу глубины ретроспективы, важности самого явления и большого объема данных, полученных в эксперименте.

Перечислим ряд схем микроскопического описания α -распада, внесших наиболее важный вклад в теорию этого явления, и несколько подробнее рассмотрим самые современные подходы.

Поскольку α -частица обладает спином, равным нулю, то ниже для характеристики α -распада при обсуждении этих схем мы будем использовать каналовой индекс $s = cL = J_f \sigma_f L$, где J_f и σ_f — спин и квантовые числа дочернего ядра.

После появления систематики Гейгера–Неттола и теоретического объяснения огромного диапазона вариации периодов полураспада $T_{1/2}$ α -радиоактивных ядер Гамовым, а также Герни и Кондоном (см. [72]) на первый план вышла проблема трактовки отклонения конкретных значений $T_{1/2}$ от систематики и появление нерегулярностей в отношении этих величин, не объясняемых проницаемостью кулоновского барьера. Для этих отношений применялся и до сих пор применяется язык, использующий понятие фактора запрета, определяемого приведенной ниже формулой (73).

Принципиальная возможность объяснения классификации относительных времен жизни α -переходов (степени облегченности) возникла лишь после появления многочастичных теорий α -распада (см., например, [22, 73]), основанных на R -матричном формализме [17], причем для вычисления приведенных ширин α -распада использовались микроскопические A -нуклонные функции.

В работах [74–76] была продемонстрирована важность учета сверхтекучих NN -корреляций и тем самым проложен путь к количественному объяснению относительных ширин α -переходов.

В работах [2, 4, 5, 77–82] в рамках многочастичной теории α -распада, основанной на представленном выше формализме, проведены расчеты оболочечных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{\text{sh}}$ для большой группы сферических ядер с учетом сверхтекучих и парных нуклон-нуклонных корреляций. Результаты расчетов показали, что факторы запрета \overline{HF}_s , определенные формулой (73) с заменой ширин Γ_0 и Γ_s на полученные теоретически величины оболочечных спектроскопических факторов $(W_{\sigma 0}^J)^{\text{sh}}$ и $(W_{\sigma s}^J)^{\text{sh}}$, разумно кор-

релируют с факторами запрета HF_s , определенными по формуле (73). Тем самым было продемонстрировано, что классификация α -переходов базируется на учете сверхтекучих свойств родительского и дочернего ядер: облегченные α -переходы возникают, когда в формировании α -частицы участвуют одновременно протонная и нейтронная куперовские пары нуклонов, полуоблегченные — когда в формировании α -частицы участвует одна куперовская пара (протонная или нейтронная), а вторая пара нуклонов находится в распаренном состоянии, и, наконец, необлегченные — когда α -частица формируется из двух распаренных пар нейтронов и протонов. При этом коэффициенты усиления величин $(W_{\sigma 0}^J)^{\text{sh}}$ для облегченных α -переходов, связанные с учетом сверхтекучих и парных корреляций, по сравнению с величинами $(\bar{W}_{\sigma 0}^J)^{\text{sh}}$, рассчитанными в простой оболочечной модели, достигают значений ~ 400 . Заметим, что в работах [80, 81] была решена проблема логарифмической расходимости, возникающей в моделях со спаривательными δ -силами, за счет использования интерполяционных моделей спаривательного взаимодействия нуклонов с силами конечного радиуса. В работе [83] было учтено влияние нуклон-фононного взаимодействия на эффекты спаривания нуклонов.

Прямые микроскопические расчеты абсолютных ширин α -распада стали реальностью лишь в последнее время. Использовались несколько теоретических схем.

В упоминавшихся выше работах [19–21] (см. также обзор [3]) рассматривался сравнительно простой пример распада с образованием двух магических фрагментов: $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$. Исходным пунктом этих расчетов является эффективный гамильтониан с NN -потенциалами, взятыми из работ [84] или [85], который разумно описывает энергию связи нуклонов в α -частице и валентных нуклонов в ^{212}Po .

Изложим кратко схему работы [19]. Для гамильтониана

$$H_{C+v} = H_v + \sum_{i=C+1}^{C+v} \sum_{j=1}^C V_{Cv}(i, j), \quad (68)$$

где $C = 208$ — индекс кора; $v = 4$ — число валентных нуклонов; $\{r_i\}$ ($i = 1, 2, 3, 4$) — набор их координат; R_C — координата центра масс кора; H_v — гамильтониан взаимодействия валентных нуклонов, а $V_{Cv}(i, j)$ — потенциал взаимодействия этих нуклонов с частицами кора, решается вариационная задача на базисе произведений функций $\varphi_j(\rho_i)$ координат Якоби:

$$\rho_1 = r_1 - R_C, \quad (69)$$

$$\rho_i = r_i - \frac{\sum_{k=1}^{i-1} (r_k) + R_C}{C + i - 1}, \quad i > 1. \quad (70)$$

Радиальные части функций $\varphi_j(\rho_i)$ выбираются в виде суперпозиций гауссовских функций, спроектированных на состояния с определенным угловым моментом. Параметры гауссиан варьируются в рамках стохастической процедуры. Ввиду большой массы кора его движением пренебрегается.

В качестве NN -потенциала в гамильтониане H_v используется эффективный потенциал Бринка–Букера [85], а член взаимодействия в гамильтониане (68) заменяется потенциалом взаимодействия нуклона с самосогласованным полем кора.

В итоге данный подход сводится фактически к оболочечному расчету функции четырех взаимодействующих валентных нуклонов на неортогональном гауссовском базисе. Этот выбор базиса резко расширяет область расстояний, где надежно воспроизводится вид волновой функции. В результате проектирования в α -кластерный канал в интервале, значительно превышающем 10 фм, т. е. перекрывающем оболочечную и кластерную области, вычисляется радиальный формфактор. В силу обсуждавшейся в разд. 1 проблемы для расчета ширины распада используется выражение (25). Процедура шивки по формуле (25) проводится на расстоянии r_c в интервале $r_c \sim 10\text{--}12$ фм, где она является устойчивой. Ширина распада в ядре ^{212}Po , полученная в результате расчета [19], оказывается примерно в два раза меньше экспериментальной, при этом максимум формфактора расположен на расстоянии 8 фм, а спектроскопический фактор равен 0,011. Полученная величина спектроскопического фактора находится в хорошем согласии с результатами большого числа других работ, где исследовались и это ядро, и многие другие сферические и деформированные ядра, и однозначно свидетельствует об отсутствии заметной α -частичной кластеризации в основных и низколежащих состояниях ядер. В свете этого результата весьма трудно объяснить успех простой двухтельной модели [54] при описании абсолютных ширин α -распада четно-четных сферических ядер.

Одноканальная версия МРГ, включающая широкий набор оболочечных поляризационных членов, реализована теми же авторами в работах [20, 21]. Кроме потенциала [85] использовался и потенциал Волкова [84]. Несмотря на некоторую отмеченную выше схематичность этих работ они представляются весьма важными, так как их конечные и промежуточные результаты находятся в хорошем согласии с результатами работы [19] и, таким образом, дают независимое подтверждение достоверности ее исходных предпосылок, методических приемов и полученных результатов.

В схеме, предложенной в работе [19], имеются заметные резервы для ее улучшения. Во-первых, это использование упомянутой выше упрощенной процедуры шивки. Во-вторых, из-за падения относительной точности расчета с увеличением радиуса r_c в ней не до конца учтен эффект двухтельного ядерного взаимодействия: на расстоянии 12 фм он еще не является пренебрежимо малым. В-третьих, расчет проницаемости в квазиклассическом

подходе не дает большей точности. В-четвертых, динамическая A -нуклонная задача решается методом, недостаточно апробированным при расчетах характеристик тяжелых ядер. Действительно, для описания взаимодействия кора ^{212}Po с валентными нуклонами используется феноменологический потенциал, практически не отличимый от потенциала самосогласованного поля ^{212}Po , NN -взаимодействие описывается эффективными потенциалами Волкова или Бринка–Букера. Эти два потенциала кардинально отличаются от потенциалов остаточного взаимодействия, применяемых в расчетах для тяжелых ядер. Поэтому несмотря на хорошее описание энергетических характеристик распада волновая функция, являющаяся решением, и, тем более, ее α -кластерная компонента, которая имеет небольшой статистический вес, может несколько отличаться от реалистической. Несмотря на это работа [19] представляет весьма надежные доказательства основных качественных положений теории α -распада, в той или иной мере обоснованных предшествующими работами.

К ним относятся следующие положения.

1. α -распад основных и низколежащих состояний средних и тяжелых ядер характеризует величины спектроскопических факторов $W \lesssim 10^{-2}$, т. е. он не обусловлен наличием α -частичных состояний.

2. Нуклон-нуклонные корреляции играют определяющую роль, увеличивая спектроскопические факторы α -частиц на несколько порядков.

3. Формирование независимого канала α -частица + дочернее ядро в ядрах трансвинцовой области происходит на расстояниях ≈ 10 – 12 фм, максимум радиального формфактора находится на расстоянии ≈ 8 фм, формфактор содержит узел, дополнительный по отношению к числу нулей, минимально удовлетворяющему принципу Паули.

В случаях немагических дочерних ядер число валентных нуклонов становится большим, число каналов, оказывающих влияние на α -распадный канал, растет, влияние остаточного взаимодействия увеличивается, а для ядер, отделенных от магических, начинает играть роль их деформация. Все это резко повышает сложность расчетов. Поэтому для этих случаев развиты упрощенные методы, базирующиеся на оболочечной модели, учитывающей смешивание конфигураций, и прежде всего — сверхтекучая. Эти методы представлены, например, в монографии [2] и обзоре [3]. Расчеты со стандартным оболочечным базисом можно провести для систем с произвольным числом валентных нуклонов. С другой стороны, этот базис является «жестким», поскольку фиксируются размерные параметры нуклонных орбиталей. Поэтому описание каких-либо функций на больших расстояниях требует использования базиса очень большой размерности — надежно воспроизвести кластерный формфактор на расстояниях, характерных для кластерной области, оказывается крайне трудной задачей. В то же время нормировка этой функции — спектроскопический фактор — воспроизводится вполне разумно. В связи с

этим для перехода в кластерную область используются эмпирические приемы, обоснованные численным экспериментом.

Заслуживающий внимания подход такого типа представлен в работах [86–89] и обзоре [3], где были рассчитаны кластерные формфакторы ядер с развитой сверхтекучестью. Парные матричные элементы сверхтекучей модели заменялись на константы. Их величины подбирались так, чтобы получить экспериментальные значения энергетической щели.

С учетом описания деформированных ядер для расчета абсолютной парциальной ширины $\Gamma_{\sigma c}^J$ в случае облегченного α -перехода используется многоканальное обобщение R -матричной формулы (25):

$$\Gamma_{\sigma c}^J(R_0) = \frac{\hbar^2 R_0}{2m_c} \sum_L P_{cL}(R_0) [(\varphi_{\sigma cL}^J(R_0))^{\text{sh}}]^2. \quad (71)$$

Расширяя (вплоть до включения оболочек $18\hbar\omega$) базис однонуклонных оболочечных волновых функций, участвующих в формировании сверхтекучих характеристик радиальных оболочечных формфакторов $(\varphi_{\sigma cL}^J(R))^{\text{sh}}$ (22), в данных работах удалось включить промежуточный $(\varphi_{\sigma cL}^J(R))^{\text{in}}$ и кластерный $(\varphi_{\sigma cL}^J(R))^{\text{cl}}$ радиальные формфакторы в рассчитанный оболочечный формфактор $(\varphi_{\sigma cL}^J(R))^{\text{sh}}$ за счет сдвига оболочечного формфактора во внешнюю (кластерную) область.

Радиус канала R_0 , входящий в определение ширины α -распада (71), являлся подгоночным параметром и выбирался в окрестности положения максимума кулоновского барьера для α -частицы, где зависимость α -ширины (71) от R_0 принимала форму «плато».

Полученные в этих работах амплитуды кластерных формфакторов — примерно такие же, как и в работах [19–21], но положение их максимумов оказывается сдвинутым примерно на 1 фм в направлении к центру ядра. Как видно из взятой из обзора [3] табл. 3, наблюдается чрезвычайно хорошее согласие (превосходящее, по признанию авторов, их собственные ожидания) рассчитанных и экспериментальных значений α -ширин для большой группы облегченных α -переходов в сферических и деформированных четно-четных ядрах. Демонстрируется, что для переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ деформация ядер слабо сказывается на результатах расчетов как коэффициентов проницаемости, так и кластерных формфакторов.

Проведенные в работах [88, 89] на основе метода, развитого выше, расчеты угловых распределений α -частиц, связанных с облегченными α -переходами, возникающими при α -распаде выстроенных нечетных сферических и деформированных родительских ядер, также продемонстрировали согласие рассчитанных угловых распределений с экспериментальными [28, 29], за исключением ряда областей достаточно сильно деформированных α -распадных ядер.

Таблица 3. Абсолютные ширины α -распада (Γ_{theor}), рассчитанные в сверхтекучей модели на базе анизотропного осциллятора для ядер с параметрами деформации β_2 , в сравнении с экспериментальными данными (Γ_{exp})

Ядро	β_2	Γ_{theor}	Γ_{exp}	$\Gamma_{\text{theor}}/\Gamma_{\text{exp}}$
^{212}Po	0,00	$1,7 \cdot 10^{-15}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$	1,14
^{214}Po	0,00	$1,5 \cdot 10^{-18}$	$2,9 \cdot 10^{-18}$	0,53
^{216}Po	0,00	$2,0 \cdot 10^{-21}$	$3,0 \cdot 10^{-21}$	0,68
^{218}Po	0,00	$1,3 \cdot 10^{-24}$	$2,4 \cdot 10^{-24}$	0,56
^{216}Rn	0,07	$5,0 \cdot 10^{-18}$	$1,0 \cdot 10^{-17}$	0,50
^{218}Rn	0,09	$7,3 \cdot 10^{-21}$	$1,3 \cdot 10^{-20}$	0,56
^{220}Rn	0,13	$5,6 \cdot 10^{-24}$	$8,1 \cdot 10^{-24}$	0,69
^{222}Rn	0,14	$8,3 \cdot 10^{-28}$	$1,4 \cdot 10^{-27}$	0,60
^{220}Ra	0,11	$1,8 \cdot 10^{-20}$	$2,0 \cdot 10^{-20}$	0,91
^{222}Ra	0,19	$9,1 \cdot 10^{-24}$	$1,2 \cdot 10^{-23}$	0,77
^{224}Ra	0,18	$8,4 \cdot 10^{-28}$	$1,4 \cdot 10^{-27}$	0,61
^{226}Ra	0,20	$5,0 \cdot 10^{-33}$	$8,33 \cdot 10^{-15}$	0,58
^{224}Th	0,21	$2,5 \cdot 10^{-22}$	$3,5 \cdot 10^{-22}$	0,71
^{226}Th	0,23	$1,0 \cdot 10^{-25}$	$1,8 \cdot 10^{-25}$	0,56
^{228}Th	0,23	$3,9 \cdot 10^{-30}$	$5,5 \cdot 10^{-30}$	0,71
^{230}Th	0,24	$1,4 \cdot 10^{-34}$	$1,5 \cdot 10^{-34}$	0,94
^{232}Th	0,26	$7,6 \cdot 10^{-40}$	$8,0 \cdot 10^{-40}$	0,94
^{230}U	0,26	$2,1 \cdot 10^{-28}$	$1,7 \cdot 10^{-28}$	1,24
^{232}U	0,26	$1,5 \cdot 10^{-31}$	$1,4 \cdot 10^{-31}$	1,04
^{234}U	0,27	$4,0 \cdot 10^{-35}$	$4,2 \cdot 10^{-35}$	0,96
^{236}U	0,28	$4,1 \cdot 10^{-37}$	$4,6 \cdot 10^{-37}$	0,89
^{238}U	0,28	$1,6 \cdot 10^{-39}$	$2,5 \cdot 10^{-39}$	0,65
^{238}Pu	0,28	$1,4 \cdot 10^{-31}$	$1,2 \cdot 10^{-31}$	1,21
^{240}Pu	0,29	$1,3 \cdot 10^{-33}$	$1,6 \cdot 10^{-33}$	0,82
^{242}Pu	0,29	$2,5 \cdot 10^{-35}$	$3,0 \cdot 10^{-35}$	0,82
^{244}Pu	0,29	$1,4 \cdot 10^{-37}$	$1,4 \cdot 10^{-37}$	0,97

Кроме перечисленных выше проблем, возникающих при использовании простой R -матричной схемы, развитый в работах [86–89] метод расчета абсолютных α -ширин содержит еще ряд неясностей.

Во-первых, трудно объяснить указанное выше различие вида формфакторов, полученных в этих исследованиях и работах [19–21].

Во-вторых, в анализируемом подходе парные матричные элементы заменяются на константы, не зависящие от плотности ядра. При этом не исследуется известная проблема логарифмической расходимости энергетической

шли при расширении оболочечного базиса — очевидно, что при расширении оболочечного базиса, необходимом для описания сверхтекучего радиального формфактора в переходной области, для которой характерно быстрое снижение плотности нуклонов, наиболее обоснованными являются варианты эффективных потенциалов взаимодействия в канале частица–частица [90], имеющие конечный радиус действия и зависящие от нуклонной плотности ядра и радиуса r_0 [80, 81, 90].

В связи с этим непонятно, как отразится на результатах расчета сверхтекучих оболочечных формфакторов расширение оболочечного базиса, использованного авторами, скажем, при включении в рассмотрение всех оболочек в интервале до $22\hbar\omega$. Фактически размер оболочечного базиса, используемого в рассматриваемом подходе, является вместе с радиусом обрезания R_0 подгоночным параметром.

В-третьих, обсуждаемый метод расчета абсолютных α -ширин не учитывает связи каналов α -распада четно-четных ядер для α -переходов на основное и коллективные (колебательные и/или вращательные) возбужденные состояния дочерних ядер, для которых факторы запрета \overline{HF}_s имеют значения, близкие к единице. Учет этой связи, как будет показано ниже, может заметно изменить значения абсолютных вероятностей α -распада.

Выяснение этих обстоятельств сделало бы представленную схему более обоснованной и, на наш взгляд, явилось бы важным шагом на пути к построению последовательной микроскопической теории, описывающей всю совокупность явлений α -распада.

Однако в настоящее время несмотря на прогресс в развитии микроскопических моделей их высокая вычислительная сложность, наличие в них практически неконтролируемых приближений и внутренняя несогласованность подходов различных авторов делают их не совсем удобными для объяснения данных проводимых экспериментов и предсказания результатов планируемых. Для такой работы более практичными оказываются полумикроскопические подходы, в которых в максимально возможной степени эксплуатируется эффективная двухтельная модель взаимодействия α -частица + дочернее ядро, в рамках A -нуклонной задачи вычисляются лишь необходимые промежуточные величины, а также полуэмпирические подходы, которые вовлекают в расчет некоторые результаты измерений. В обоих случаях микроскопические модели служат для обоснования используемых концепций и приближений.

Выбор потенциала для описания α -распада низколежащих состояний. Продемонстрированная в разд. 1 и подтвержденная результатами расчетов, представленными в последующих разделах обзора, важность кластерной области для формирования характеристик α -распада является базисным аргументом для обоснования «двухтельного» варианта описания процессов бинарного распада. При этом потенциал ядерного взаимодействия между центрами масс дочернего ядра и α -частицы однозначно определяет отклонение формы ра-

диального формфактора от (14). Следовательно, на первый план выходит проблема описания взаимодействия кластер–ядро.

Наиболее развитой двухтельной моделью, хорошо проявившей себя при описании реакций рассеяния и нуклонов, и кластеров, в том числе и α -частиц, на атомных ядрах, является оптическая модель [1, 17, 91]. Если для нуклонных каналов действительная часть потенциала взаимодействия хорошо тестируется при анализе связанных состояний нуклонов, то кластер–ядерное взаимодействие является предметом исследований и дискуссий.

Условия справедливости оптической модели для α -частиц подробно проанализированы в работе [2]. Модель описывает ядерное взаимодействие ядра и налетающей частицы с помощью комплексного потенциала $V^{\text{opt}}(\mathbf{R}) = V^{\text{nuc}}(\mathbf{R}) + iW(\mathbf{R})$. Вещественная часть $V^{\text{nuc}}(\mathbf{R})$ оптического потенциала $V^{\text{opt}}(\mathbf{R})$ обычно выбирается в виде (44) [91]. Величины $V^{\text{nuc}}(\mathbf{R})$ и $W(\mathbf{R})$ являются плавными и медленно меняющимися функциями энергии налетающей частицы и атомного веса ядра, поэтому они удобны для описания широкого круга экспериментальных данных. После того как подобраны параметры потенциала $V^{\text{opt}}(\mathbf{R})$, наблюдаемые величины могут быть вычислены с помощью оптической модели. Решение обратной задачи — получить оптический потенциал, соответствующий данному набору экспериментальных значений, неоднозначно. Адекватного описанию экспериментальных данных согласия теоретических и экспериментальных сечений для упругого и неупругого рассеяния различных налетающих частиц можно добиться, используя как близкие по величине наборы параметров $V^{\text{opt}}(\mathbf{R})$ (так называемая «непрерывная неоднозначность» параметров), так и резко различающиеся, например, глубиной действительной части потенциала (так называемая «дискретная неоднозначность» параметров) [91].

Оптическая модель оказалась весьма успешной при описании упругого рассеяния и различных реакций [91] с участием α -частиц, что кажется, на первый взгляд, удивительным. Действительно, взаимодействие α -частицы с ядром A ($A \gg 4$) сводится в этой модели к одночастичной задаче движения центра масс α -частицы во внешнем потенциальном поле V^{opt} . В этом подходе многочастичные аспекты задачи, такие, как перестройка фрагментов в промежуточном состоянии, перенормировка взаимодействия между нуклонами α -частицы, влияние принципа Паули, наличие различных открытых каналов и прочее, имитируются введением в оптический потенциал V^{opt} мнимой части iW . Аргументация справедливости этих допущений и ответ на вопрос, из-за чего появляется нечувствительность рассчитываемых в рамках оптической модели величин к внутренней области ядра, даны в работах [1, 2].

В настоящее время получены наборы оптических потенциалов, достаточно хорошо описывающих упругое рассеяние и сечения реакций α -частиц для широкого круга ядер как в области надбарьерных энергий α -частиц [92, 93], так и в области больших подбарьерных энергий ($E_\alpha \geq 17$ МэВ для

^{210}Bi) [94, 95]. В то же время в области глубокоподбарьерных энергий α -частиц, с которыми связан процесс α -распада основных и низколежащих возбужденных состояний ядер, информация о параметрах оптических потенциалов отсутствует.

Кроме данных, относящихся непосредственно к α -распаду основных и низколежащих состояний ядер, для тестирования параметров известных из литературы оптических потенциалов в указанном интервале энергий в работе [96] была использована уникальная экспериментальная информация [97–100], полученная при изучении реакций (n, α) на резонансных нейтронах.

Нейтронные резонансные состояния связаны с достаточно высокими энергиями возбуждения составного ядра, близкими к энергии связи нейтрона B_n , и представляют собой типичные компаунд-состояния, имеющие сложную многоквaziчастичную структуру [14, 16]. Поэтому для описания α -распада этих состояний можно воспользоваться статистическим подходом, оперируя с величинами, усредненными по большому числу индивидуальных резонансов конкретного ядра. Детально метод, позволивший отобрать оптические потенциалы для описания глубокоподбарьерного α -распада, изложен в [96]. При проведении отбора потенциалов, которые могут хорошо описать глубокоподбарьерный α -распад нейтронных резонансных состояний для большой группы ядер, использовано требование согласования α -частичных силовых функций C_s^{exp} , полученных при анализе ширин α -распада нейтронных резонансов [97–100], с соответствующими силовыми функциями C_s^{opt} , рассчитываемыми в оптической модели [17] при использовании критерия Фишера [101].

Исследования проводились для четырнадцати феноменологических оптических потенциалов α -частиц из работ [92–94], параметры которых V_0, r_0 и a (см. (44), $R_A = r_0 A^{1/3}$) приведены в табл. 4.

Расчеты [96] показали, что потенциалы $2_{BL}, 3_{BL}, 4_{BL}, 7_{BL}, 10_{BL}$ и 1_I дают значимое различие между C_s^{exp} и C_s^{opt} , т. е. результаты тестирования для этих потенциалов отрицательны. В то же время различие в описании экспериментальных данных с помощью потенциалов $1_S, 2_S, 3_S, 1_{BL}, 5_{BL}, 6_{BL}, 8_{BL}, 9_{BL}$ оказалось статистически незначимым. Проведенный анализ [96] позволил выделить наборы оптических потенциалов α -частиц, которые одновременно достаточно хорошо описывают экспериментальные данные по взаимодействию α -частиц с широким кругом ядер как в надбарьерной, так и в глубокоподбарьерной области энергий. Отметим, что все они, за исключением потенциалов 3_S и 6_{BL} , относятся к глубоким потенциалам. При энергиях, характерных для всех α -распадов, кластерные радиальные формфакторы для этих потенциалов содержат число узлов, удовлетворяющее принципу Паули, т. е. эти потенциалы удовлетворяют требованиям модели условий ортогональности Сайто [53], которая, в свою очередь, является следствием МРГ [24, 25]. Эти потенциалы могут быть обоснованно использованы для теоретического

Таблица 4. Значения параметров оптических потенциалов, используемых для анализа экспериментальных данных по α -распаду

Обозначение потенциала	V_0 , МэВ	r_0 , фм	a , фм	Ссылка
1_S	177,3	1,342	0,569	[93]
2_S	124,7	1,38	0,566	[93]
3_S	58,8	1,454	0,56	[93]
1_{BL}	110,9	1,464	0,5	[94]
2_{BL}	200,2	1,39	0,529	[94]
3_{BL}	100,4	1,444	0,542	[94]
4_{BL}	159,7	1,387	0,56	[94]
5_{BL}	86,89	1,449	0,55	[94]
6_{BL}	35,0	1,518	0,571	[94]
7_{BL}	90,29	1,411	0,6	[94]
8_{BL}	92,5	1,384	0,625	[94]
9_{BL}	94,62	1,364	0,65	[94]
10_{BL}	117,51	1,298	0,7	[94]
1_I	1100,0	1,17	0,65	[92]

описания α -распада из основных и возбужденных состояний атомных ядер. Небольшое субъективное преимущество имеет потенциал 1_S , который и будет, главным образом, использоваться в следующих разделах.

Использование кластерных спектроскопических факторов для описания α -переходов в сферических ядрах. Имеющийся большой экспериментальный материал по α -распаду основных и низколежащих возбужденных состояний атомных ядер, охватывающий заметную часть периодической системы элементов (см., например, [72]), включает обширную информацию о парциальной ширине α -распада $\Gamma_{\sigma\alpha}^J$ и энергиях Q_c отделения α -частиц для α -переходов из фиксированного состояния родительского ядра σJ с заселением основного и возбужденных состояний дочернего ядра $\sigma_f J_f$. Развивается направление экспериментальных исследований, в котором измеряется угловая анизотропия излучения выстроенных α -источников [28–30].

Первый метод анализа экспериментальных данных был основан на эмпирической закономерности, установленной Гейгером и Неттолом для α -переходов между основными состояниями четно-четных ядер, называемых обычно облегченными [72]. Эта закономерность связывает парциальный период полураспада $T_{1/2}$ и энергию отделения α -частицы от родительского ядра Q_c :

$$\lg T_{1/2} = \frac{A(Z) + B(Z)}{\sqrt{Q_c}}, \quad (72)$$

где $A(Z)$ и $B(Z)$ — величины, не зависящие от Q_c ; $T_{1/2} = \hbar \ln 2 / \Gamma_0$, причем Γ_0 — парциальная ширина исследуемого облегченного перехода. В рамках

этого метода для классификации α -переходов вводится понятие фактора запрета HF_s [72], который рассчитывается по формуле

$$HF_s = \frac{\Gamma_0(Q_c)}{\Gamma_s(Q_c)}, \quad (73)$$

где $\Gamma_s(Q_c)$ — экспериментальная парциальная ширина для рассматриваемого перехода; $\Gamma_0(Q_c)$ — ширина облегченного α -перехода между основными состояниями соседних четно-четных ядер, приведенная к наблюдаемой энергии Q_c исследуемого перехода при использовании формулы (72). По величине HF_s α -переходы разделяют на группы: к первой группе относят α -переходы с $L = 0$ и $HF_s \leq 5$, называемые облегченными; вторую группу образуют α -переходы с $L \neq 0$ и $5 < HF_s \leq 100$, называемые полуоблегченными; третья группа включает α -переходы с $L \neq 0$, $10 < HF_s < 1000$ и соответствует необлегченным α -переходам. Кроме того, экспериментально наблюдаются α -переходы с большими значениями факторов запрета $HF_s \sim 10^4 - 10^7$, соответствующие так называемым «конфигурационно запрещенным» α -переходам.

По мере развития теории α -распада при обработке экспериментальных данных стали использоваться «экспериментальные» приведенные ширины $\gamma_s^2(R_0)$, определяемые в R -матричной теории [17] отношением экспериментальной ширины α -распада $\Gamma_{\sigma s}^{\text{exp}}$ в данный канал s к удвоенному фактору проницаемости $P_s(R_0)$, рассчитываемому в некоторой схеме. Чаще всего используется квазиклассический подход, а вид потенциального барьера определяется «вырезанным» изнутри на радиусе R_0 кулоновским потенциалом, причем иногда в рассмотрение включается и ядерное взаимодействие. Основная проблема связана с выбором величины «радиуса канала» R_0 в зависимости от массового числа дочернего ядра, энергии относительного движения Q_c и квантовых чисел канала s . Как правило, величины R_0 считаются не зависящими от Z, Q_c и s , зависимость же R_0 от массового числа A обычно записывается в виде $R_0 = r_0 A^{1/3} + b$, причем выбор параметров r_0 и b недостаточно определен. Все это затрудняет сопоставление приведенных ширин и факторов запрета, полученных в разных работах, поскольку небольшие вариации параметра R_0 приводят к существенным изменениям не только абсолютной, но даже относительной величины $\gamma_s^2(R_0)$ из-за заметной зависимости фактора проницаемости P_s от значений R_0 .

Для обработки экспериментальных данных по α -распаду можно использовать и величины кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{\text{cl}}$ (23), причем в случае α -распада достаточно «жестких» сферических ядер можно ограничиться одноканальным случаем, когда в уравнении (10) пренебрегают членом, учитывающим связь каналов. При этом величина R_{cl} , определяющая границу кластерной области, представляется как для сферических, так и для деформированных ядер в виде [102] $R_{\text{cl}} = (1,25A^{1/3} + 1,3)$ фм. Используя

значения $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$, можно рассчитать факторы запрета \overline{HF}_s , определенные формулой

$$\overline{HF}_s = \frac{\overline{(W_{\sigma 0}^J)^{cl}}}{\overline{(W_{\sigma s}^J)^{cl}}}, \quad (74)$$

аналогичной выражению (73), с заменой ширины $\Gamma_0(Q_c)$ на усредненные по соседним четно-четным ядрам величины кластерных спектроскопических факторов $\overline{(W_{\sigma 0}^J)^{cl}}$, а ширины $\Gamma_s(Q_c)$ — на величины $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$. Таким способом в работах [2, 103, 104] были получены факторы запрета \overline{HF}_s в нечетных и нечетно-нечетных ядрах.

Метод, использующий кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для расчета факторов запрета \overline{HF}_s и классификации α -переходов, по сравнению с методами, основанными на применении приведенных α -ширин $\gamma_s^2(R_0)$, имеет ряд важных преимуществ, связанных с интегральным характером величин $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$. Этот вывод основывается на результатах анализа рассчитанных значений $\gamma_s^2(R_m) = (\hbar^2 R_m)/(4m_c)[(\varphi_{\sigma s}^J(R_m))^{cl}]^2$ для 14 оптических потенциалов (их параметры приведены в табл. 4). Поскольку точка R_0 , где обычно задается граничное условие в R -матричной теории, традиционно выбирается вблизи точки R_m , соответствующей максимуму радиального формфактора, то анализ проводился в точках R_m [2]. Получено, что вариации величин $\gamma_s^2(R_m)$ в этих потенциалах для 8 ядер $^{208,210,211,212,212m,214,216}\text{Po}$ и ^{213}At существенно превышают вариации одновременно рассчитанных для тех же потенциалов значений $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ и составляют ~ 10 для малых L и величину ~ 30 для $L = 16$ [2]. Заметим, что в случае «мелких» потенциалов и достаточно больших значений L радиальные кластерные формфакторы могут и не иметь максимума в поверхностной области ядра, что приводит к неопределенности в значениях R_m и, следовательно, в величинах $\gamma_c^2(R_m)$.

Как было отмечено выше, величины $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ слабо зависят от выбора параметров оптических ядерных потенциалов. Расчет величин $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для ядер $^{208,210,211,212,212m,214,216}\text{Po}$ и ^{213}At показал, что разброс в значениях $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для 8 отобранных потенциалов $1_S, 2_S, 3_S, 1_{BL}, 5_{BL}, 6_{BL}, 8_{BL}, 9_{BL}$ во всех случаях не превосходит 2 [96]. Этот результат дает возможность использовать отобранные ядерные потенциалы для обеспечения необходимой точности расчета величин $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$. Следовательно, в рамках данной схемы можно применять их для надежной классификации α -переходов.

Классификационная и предсказательная сила представленного подхода объясняется следующими обстоятельствами.

С теоретической точки зрения важно определить величину вклада поверхностной области ядра в полный спектроскопический фактор (23). Расчет значений $\alpha_L^2(R_m)$ (24), определяющих вклад этой области ядра в парциальные ширины, показал [2, 105], что для α -распада ^{212m}Po для потенциала 1_S (см. табл. 4) она равна 0,91, для ^{208}Po — 0,82, а для всех отобранных выше

потенциалов она больше 0,73 со средним значением 0,92. Это позволяет сделать однозначный вывод об определяющем вкладе поверхностной области ядра в ширину α -распада.

В работах [2, 78, 79, 82] исследованы кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$, определенные уравнением (10), для α -переходов в сферических ядрах и проведена классификация указанных переходов по факторам запрета \overline{HF}_s , рассчитанным по формуле (74). Было показано [2], что кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma 0}^J)^{cl}$ для облегченных α -переходов отличаются от рассчитанных в рамках микроскопического подхода оболочечных факторов соответствующих переходов $(W_{\sigma 0}^J)^{sh}$ на фактор K , значение которого лежит в интервале $0,4 \leq K \leq 1,7$. Это подтверждает, что если амплитуду кластерного радиального формфактора приравнять к амплитуде оболочечного радиального формфактора в его последнем максимуме, то можно описать значения абсолютных ширин α -распада для облегченных α -переходов с точностью до фактора порядка K .

Преимущества использования данной схемы продемонстрированы в работе [106], где были получены факторы запрета для облегченных α -переходов в нечетно-нечетных ядрах с $Z = 85, 87, 89$ и $N = 113-25$. Их значения оказались равными 2,0–3,0 для изотопов астата, 1,4–2,1 для изотопов франция и 1,5–1,6 для изотопов актиния, что с точностью до фактора 1,5 согласуется с результатами расчетов [102] в сверхтекучей модели.

В работе [106] были также рассчитаны значения $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для облегченных α -переходов в 250 сферических ядрах с $52 \leq Z \leq 90$ и $55 \leq N \leq 134$ с использованием потенциала 1_S и экспериментальных данных из работ [107–109] без учета связи каналов. Величины $\lg (W_{\sigma s}^J)^{cl}$ в зависимости от N в области $84 \leq N \leq 126$ образуют узкую полосу шириной 0,7, средние значения $\lg (W_{\sigma s}^J)^{cl}$ при этом с ростом N уменьшаются от $-2,0$ до $-3,8$. При этом в районе магического числа $N = 126$ значения $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ резко изменяются — примерно на порядок.

На основе схемы, предназначенной для расчета факторов запрета \overline{HF}_s , можно построить модификации, использующие формулу (74). В области ядер, где характеристики распада плохо изучены, вместо величины $(W_{\sigma 0}^J)^{cl}$ следует взять значение спектроскопического фактора наиболее надежно измеренного облегченного распада. Или, наоборот, использовать в качестве \overline{HF}_s значение, усредненное по широкой области ядер.

Известный из эксперимента массив величин $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ можно применить для предсказания неизмеренных характеристик α -переходов той же степени запрета или использовать для проверки ненадежно измеренных данных. Для этого воспользуемся следующей последовательностью действий. Усредняя или интерполируя (в зависимости от значений N , Z или A) массив экспериментальных значений спектроскопических факторов, получим величину $(W_{\sigma 0}^J)^{cl}$

для изучаемого перехода. Задавая произвольную парциальную ширину $\tilde{\Gamma}_{\sigma s}^J$, вычислим радиальный формфактор этого перехода в кластерной области, а с помощью выражения (23) — соответствующий кластерный спектроскопический фактор $(\tilde{W}_{\sigma s}^J)^{cl}$. Соотношение

$$\Gamma_{\sigma s}^J = \left(\frac{(W_{\sigma 0}^J)^{cl}}{(\tilde{W}_{\sigma s}^J)^{cl}} \right) \tilde{\Gamma}_{\sigma s}^J \quad (75)$$

будет определять ширину исследуемого распада.

В работе [106] таким способом были предсказаны периоды полураспада $T_{1/2}$ и доли α -распада 52 изотопов с $52 \leq Z \leq 90$.

Уникальные возможности такой полуэмпирической процедуры можно выявить при анализе спектроскопических факторов переходов между основными состояниями четно-четных ядер. Так, расчет 154 известных экспериментальных примеров таких переходов в ядрах с $52 \leq Z \leq 108$ и $54 \leq N \leq 160$ дает весьма гладкую систематику величин $\lg(W_{\sigma 0}^J)^{cl}$. Диапазон их изменения — от $-1,6$ до $-3,6$. Наблюдается плавное уменьшение этих величин с ростом массы ядер, нарушаемое лишь областью малых ($\lg(W_{\sigma 0}^J)^{cl} < -3,0$) значений, соответствующих околomagической области ядер с $120 \leq N \leq 126$. Статистическая обработка всех 154 примеров приводит к результату $\lg(W_{\sigma 0}^J)^{cl} = -2,52 \pm 0,37$. Для надежно измеренных 64 переходов в тяжелых ядрах с $84 \leq Z \leq 104$, $128 \leq N \leq 156$ $\lg(W_{\sigma 0}^J)^{cl} = -2,44 \pm 0,25$, т.е. на основе таких данных можно на высоком уровне достоверности предсказывать времена жизни переходов между основными состояниями тяжелых ядер с точностью до фактора 5. Среднеквадратичное отклонение в используемом подходе существенно меньше, чем при использовании версии Вайола–Сиборга формулы (72), где для тех же 64 переходов $\sqrt{\sigma} = 0,36$. Ограниченная точность даже самых удачных (см. выше табл. 3) микроскопических методов расчета ширин α -распада, их высокая вычислительная сложность позволяют утверждать, что представленный метод является наиболее удобным количественным методом предсказания времен жизни ядер по отношению к облегченным α -переходам.

Резервы улучшения данного метода связаны с более детальным учетом свойств ядер. Методы, учитывающие колебательные степени свободы и деформацию ядер, которые будут обсуждены в следующих разделах, дают возможность давать еще более точные предсказания вероятностей переходов разных типов как для четно-четных, так и для любых других ядер. Следует добавить, что несмотря на успешное описание $(0^+ \rightarrow 0^+)$ -переходов даже для них в случае «мягких» и деформированных ядер полуэмпирический метод, хотя и является эффективным, не гарантирует, что промежуточные величины, входящие в выражение ширины перехода, а это спектроскопические факторы и отношение амплитуд кластерного формфактора с различных сторон потен-

циального барьера (в квазиклассическом формализме — это проникаемость), воспроизводятся в этом подходе с хорошей точностью. Получить их правильные значения можно лишь при учете связи вибрационных и/или ротационных каналов распада.

Учет связи каналов для α -переходов на вибрационные уровни в сферических ядрах. В работах [110, 111] исследовались α -переходы из основного состояния четно-четного родительского ядра ($J = M = 0, L = I_f$) на вибрационные состояния $0^+(n = 0)$ и $2^+(n = 1)$ дочерних ядер (n — число фононов). Квадрупольные вибрационные степени свободы четно-четных ядер описывались в рамках модели слабой связи Бора–Моттельсона [14]. Анализ проводился на основе сравнения величин кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma_s}^J)^{\text{cl}}$, полученных в схеме связи двух каналов, и аналогичных факторов, полученных в сферическом приближении. Величины $(W_{\sigma_s}^J)^{\text{cl}}$ вычислялись с учетом связи каналов α -распада по формулам (8), (10), (23). Энергия относительного движения α -частицы и дочернего ядра в канале, содержащем n фононов, которая входит в формулы (8), (10), (23), представлялась в виде $Q_c = Q_c^0 - \hbar\omega(n + 5/2)$, где Q_c^0 — указанная энергия без учета энергии коллективных колебаний.

Расчеты проводились для четно-четных ядер $^{208,210,214-218}\text{Po}$, $^{218-222}\text{Rn}$, $^{220-226}\text{Ra}$, $^{224-232}\text{Th}$. Параметры нулевых колебаний α_{vib} рассчитывались через значения приведенных вероятностей $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ электромагнитных переходов между 2^+ - и 0^+ -вибрационными уровнями дочерних ядер [112]: $\alpha_{\text{vib}} = (4\pi/(3ZeR_A^2))\sqrt{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)}$. Экспериментальные значения величин $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ брались из работы [113].

Значения кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma_s}^J(n = 0))^{\text{cl}}$ и $(W_{\sigma_s}^J(n = 1))^{\text{cl}}$ для всех исследуемых ядер оказались малыми ($< 2,5 \cdot 10^{-3}$). С увеличением числа нейтронов величины $(W_{\sigma_s}^J(n = 0))^{\text{cl}}$ монотонно уменьшаются от значений $1,4 \cdot 10^{-3}$ для $N = 130$ до $3,2 \cdot 10^{-4}$ для $N = 142$. Подобное уменьшение связано с переходом ядер от сферической к деформированной равновесной форме и было обнаружено впервые в работе [114].

Связь вибрационных каналов становится существенной при значениях параметра нулевых колебаний дочернего ядра $\alpha_{\text{vib}} > 0,04$, и это приводит к значительному изменению поведения кластерных формфакторов как в положении узлов, так и в амплитудах.

Для ядер с параметрами $\alpha_{\text{vib}} > 0,04$, в которых энергия возбуждения вибрационного уровня 2^+ меньше 600 кэВ, учет связи вибрационных каналов значительно изменяет величины $(W_{\sigma_s}^J(n = 0))^{\text{cl}}$ и $(W_{\sigma_s}^J(n = 1))^{\text{cl}}$ по сравнению с расчетами в сферическом приближении: происходит уменьшение значений $(W_{\sigma_s}^J(n = 0))^{\text{cl}}$ до четырех раз и значений $(W_{\sigma_s}^J(n = 1))^{\text{cl}}$ до двадцати раз.

С другой стороны, расчеты для достаточно «жестких» сферических ядер ($E_{2^+} > 600$ кэВ) показали, что кластерные спектроскопические факторы

$(W_{\sigma s}^J(n=0))^{cl}$ обсуждаемых переходов слабо изменяются при учете связи вибрационных каналов.

Следовательно, можно сделать вывод, что в достаточно «мягких» сферических ядрах ($E_{2+} < 600$ кэВ) расчет кластерных спектроскопических факторов без учета связи вибрационных каналов может оказаться недостаточно точным.

Формализм кластерных спектроскопических факторов и классификация α -переходов в деформированных ядрах. Для классификации α -переходов в деформированных ядрах используются кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$, получаемые с учетом связи каналов α -распада по формулам (8), (10), (23).

Подход, учитывающий влияние эффектов деформации ядра на процессы α -распада в квазиклассическом приближении, был одновременно и независимо предложен Фрёманом и Носовым [22, 115]. В работах [115–119] анализировалась связь основного уровня с уровнями вращательной полосы дочернего ядра, однако при этом вычисления традиционно проводились на основе несферического кулоновского потенциала, ядерное же взаимодействие эффективно учитывалось только в виде граничного условия на поверхности ядра.

Последовательный метод учета связи каналов за счет несферической части ядерного и кулоновского взаимодействия для α -переходов на вращательные полосы дочерних ядер был развит в цикле работ [103–105, 120, 121]. Этот метод, в отличие от квазиклассического метода Фрёмана [22], учитывает связь каналов в последовательной квантово-механической схеме. В рамках такого подхода ядерное взаимодействие учитывается явным образом.

Рассмотрим формализм для расчета кластерных спектроскопических факторов α -частиц и факторов запрета α -переходов в деформированных ядрах на вращательные полосы дочерних ядер с учетом связи каналов, обусловленной несферическими ядерным и кулоновским взаимодействием [105, 121–123].

В данном случае волновые функции родительского Ψ_{σ}^{JM} и дочернего $\Psi_{I_f M_f K_f}$ ядер в рамках обобщенной модели ядра [14] имеют вид (55) и (56), каналовая функция U_s^{JM} (59) ($s = I_f L K_f$) выражается как

$$U_{I_f L K_f}^{JM} = \left(\frac{(2I_f + 1)^{1/2}}{4\pi} \right) \sum_{\Omega} i^L C_{I_f L K_f \Omega}^{J(\Omega+K_f)} (D_{M(\Omega+K_f)}^J \times Y_{L\Omega}(\mathbf{R}') \chi_{K_f} + (-1)^{J+K_f-L} D_{M-(\Omega+K_f)}^J Y_{L-\Omega}(\mathbf{R}') \chi_{\bar{K}_f}) \chi_{\alpha}, \quad (76)$$

где Ω — проекция момента L α -частицы на ось симметрии ядра. Для радиальных кластерных формфакторов $\psi_{I_f L K_f}^{cl}(R)$ получается система связанных

уравнений:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_c} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2}{2m_c} \frac{L(L+1)}{R^2 - Q_c}\right) \Psi_{I_f L K_f}^{\text{cl}}(R) + \sum_{I'_f L'} V_{I_f L}^{I'_f L'}(R) \Psi_{I'_f L' K_f}^{\text{cl}}(R) = 0, \quad (77)$$

где матричные элементы потенциала $V_{ss'}(R) \equiv V_{I_f L}^{I'_f L'}(R)$ имеют вид

$$V_{ss'}(R) = (-1)^{L+L'} i^{L-L'} \sum_{\Omega} C_{JL(\Omega+K_f)-\Omega}^{I_f K_f} C_{JL'(\Omega+K_f)-\Omega}^{I'_f K_f} \langle Y_{L\Omega} | V(\mathbf{R}) | Y_{L'\Omega} \rangle. \quad (78)$$

Из (10) и (8) следует, что кластерный формфактор $\Psi_{I_f L K_f}^{\text{cl}}(R)$ в подбарьерной области является действительным, а граничное условие (8) в данном случае имеет вид

$$\Psi_{I_f L K_f}^{\text{cl}}(R) \rightarrow \delta_{I_f L} \left(\frac{\Gamma_{I_f L}(Q_{I_f}) k_{I_f}}{2Q_{I_f}} \right)^{1/2} G_L(R) \quad \text{при} \quad R \rightarrow R_1, \quad (79)$$

где k_{I_f} — волновой вектор α -частицы; $\delta_{I_f L}$ — фазовые множители, принимающие значения ± 1 ; I_f^0 — момент нижнего уровня рассматриваемой вращательной полосы.

По экспериментальным значениям ширин можно рассчитать величины $\Gamma_{I_f L}(Q_{I_f})$. Задавая фазовые множители $\delta_{I_f L}$ в граничном условии (79), можно решить систему уравнений (10). Затем с помощью радиальных кластерных формфакторов $\Psi_{I_f L K_f}(R)$ можно по формуле (23) получить кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma s}^J)^{\text{cl}}$ α -частиц в каналах распада $s = I_f L$, с помощью которых можно проводить вычисления, аналогичные представленным выше для сферических ядер, в частности рассчитывать факторы запрета.

Эффект влияния связи каналов на величины кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{\text{cl}}$ зависит от выбора фазового множителя $\delta_{I_f L}$, входящего в (79). Так как для рассматриваемых ниже четно-четных ядер $I_f = L$, то его можно обозначить как δ_L , при этом будем считать $\delta_0 = +1$. Фазовые множители для других каналов s ($s = L$) будут взяты в соответствии со знаком разности параметров деформации родительского и дочернего ядер $(\beta_s^i - \beta_s^f)$ [131], что во многих случаях согласуется с экспериментальными данными по $(\alpha - \gamma)$ -корреляциям [132–134] и с теоретическими расчетами [75]. Отсюда следует, что фазовый множитель δ_2 будет равен $+1$.

Использование кластерных спектроскопических факторов для классификации α -переходов в четно-четных деформированных ядрах. На основе вышеприведенного формализма был рассмотрен α -распад основных состояний четно-четных ядер: ^{226}Th – ^{232}Th ; ^{228}U – ^{238}U ; ^{234}Pu – ^{244}Pu ; ^{240}Cm – ^{248}Cm ; ^{244}Cf – ^{257}Cf ; ^{248}Fm – ^{254}Fm , на вращательные полосы дочерних ядер ($I_f = L$; $J = K = 0$; $K_f = 0$; $L = 0, 2, 4, \dots$) с учетом связи каналов, обусловленной несферическими ядерным и кулоновским взаимодействием. Экспериментальные данные были взяты из работ [124–126]. Для ядерного и кулоновского потенциалов взаимодействия α -частицы с дочерним ядром были использованы выражения (29)–(32). Параметры ядерного потенциала V_0, r_0 и a взяты из [93], параметры деформации ядерного потенциала β_λ и значения мультипольных электрических моментов Q_λ во внутренней системе координат ядра ($\lambda = 2, 4$) — из [127, 128].

Ниже для кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{\text{cl}}$ четно-четных ядер в качестве нижнего индекса будем явно указывать только значение L : $(W_{\sigma s}^J)^{\text{cl}} \equiv W_L$. Для нечетных и нечетно-нечетных ядер при необходимости будет использоваться обозначение $W_{I_f L}$.

Расчеты были проведены в трех вариантах: в сферическом приближении (при $\beta_\lambda = Q_\lambda = 0$); в диагональном приближении, когда учитываются только диагональные матричные элементы потенциалов, т. е. когда для каждого канала распада решается одноканальная задача с учетом деформации ядер; при учете связи каналов и деформации ядер. Подробный анализ представленных ниже результатов изложен в [105]. На рис. 2 и 3 представлены зависимости логарифмов величин W_0 (для $L = 0$) от числа нейтронов N при расчетах в сферическом приближении (W_0^{sph}) и с учетом связи трех каналов $L = 0, 2, 4$ (W_0^{coupl}). Отметим, что значения W_0^{sph} для ядер с $N = 136$ – 138 близки к значениям W_0^{sph} для ядер с $N = 128$ – 130 и существенно больше значений W_0^{sph} для ядер с $N = 124$ (см. рис. 2). В результате теоретических расчетов в рамках сверхтекучей модели в работах [129, 130] было показано, что значения W_0^{sph} для ядер с $N = 124$ и $N = 136$ должны быть близкими. Влияние связи ротационных каналов приводит к уменьшению вероятностей W_0 для ядер с $N = 136$ и приближает их значения к значениям W_0 для ядер с $N = 124$ (рис. 2). Переход к диагональному приближению (W_L^{diag}) из-за увеличения проницаемости потенциального барьера приводит к уменьшению значений W_L , причем отношение $W_L^{\text{sph}}/W_L^{\text{diag}}$ для ядер от Th до Fm плавно растет с ростом N от 136 до 154: для $L = 0$ — от 1, 2 до 2, 3; для $L = 2$ — от 2, 5 до 15; для $L = 4$ — от 2, 3 до 14. Расчеты величин W_L в схеме связи двух каналов ($L = 0, 2$) показали, что по сравнению с соответствующими значениями W_L^{sph} величина W_0 уменьшается в 2,5–3 раза, а величина W_2 уменьшается в ≈ 4 раза. Включение каналов с $L = 4$ и $L = 6$, как мы демонстрируем ниже, слабо влияет на значения W_0 .

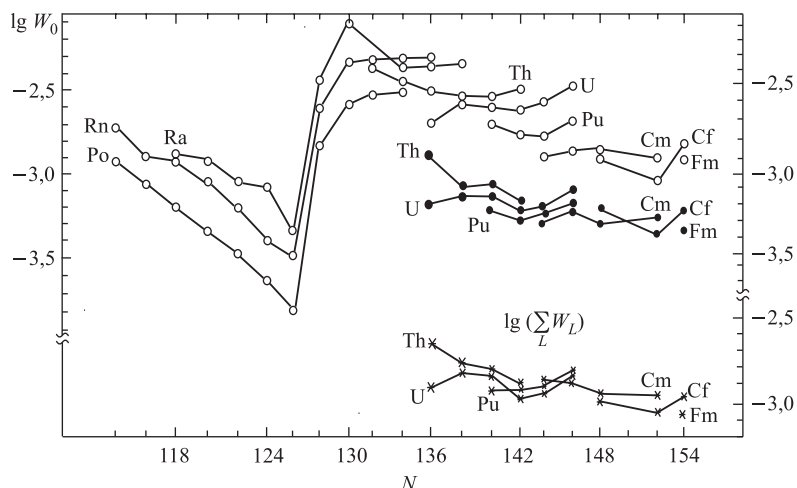


Рис. 2. Зависимость величин кластерных спектроскопических факторов $\lg W_L$ от числа нейтронов N . Точки: \circ — расчет $\lg W_{L=0}^{\text{sph}}$ в сферическом приближении; \bullet — расчет $\lg W_{L=0}$ с учетом связи трех каналов ($L = 0, 2, 4$); * — значения $\lg\left(\sum_{L=0,2,4} W_L^{\text{coupl}}\right)$ при учете связи трех каналов ($L = 0, 2, 4$)

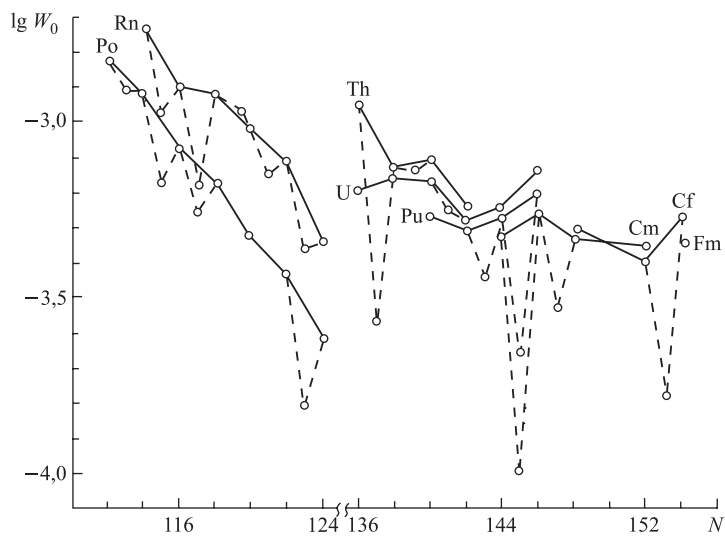


Рис. 3. Зависимость величин $\lg W_0$ от числа нейтронов N в α -распадных четно-четных (в схеме связи трех каналов с $L = 0, 2, 4$) и четно-нечетных деформированных ядрах. В левой части рисунка для сравнения представлены зависимости $\lg W_0^{\text{sph}}$ от N для сферических изотопов Rn и Po. Сплошными линиями соединены значения $\lg W_0$ для четно-четных ядер

Для проведения расчетов в схеме связи трех каналов ($L = 0, 2, 4$) фазовые множители δ_4 были выбраны в соответствии со знаками разности $(\beta_4^i - \beta_4^f)$ [131]: $\delta_4 = +1$ для изотопов Th, U, Pu, $\delta_4 = -1$ для изотопов Cm, Cf, Fm. Это согласуется с теоретическими расчетами [75], где показано, что для ядер с $N \leq 146$ $\delta_4 = +1$ и для ядер с $N \geq 146$ $\delta_4 = -1$, причем это соответствует и предсказаниям сверхтекучей модели [129, 130]. Рассчитанные величины W_0^{coupl} в этом случае уменьшаются по сравнению с W_0^{sph} в 2–5 раз, W_2^{coupl} — в 5–17 раз, W_4^{coupl} для изотопов с $\delta_4 = +1$ уменьшаются в ≈ 8 раз, для изотопов с $\delta_4 = -1$ увеличиваются в 2–56 раз. В то же время значения W_L^{coupl} в зависимости от N образуют существенно более гладкие полосы по сравнению с зависимостью от N величин W_L^{sph} . С ростом N значения W_0^{coupl} имеют слабую тенденцию к уменьшению, W_2^{coupl} монотонно уменьшаются, W_4^{coupl} имеют широкий максимум в районе $N = 146$ (рис. 4, 5).

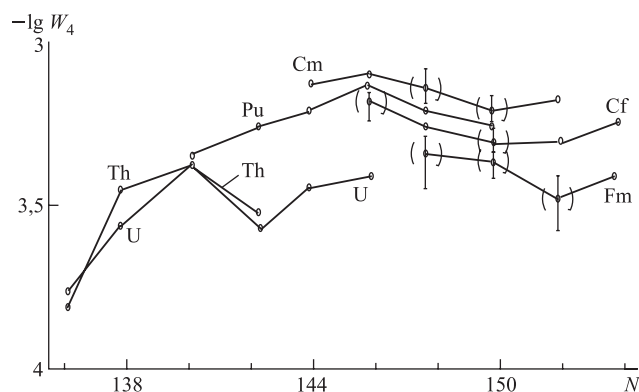


Рис. 4. Зависимость значений $\lg W_4^{\text{coupl}}$, полученных в схеме связи трех каналов, от числа нейтронов N . Точки с указанием ошибок — расчеты с использованием предсказанных значений интенсивностей I_4

Исследование вопроса о влиянии канала с $L = 6$ на значения W_L при $L = 0, 2, 4$ осложнено тем обстоятельством, что экспериментальные данные для $L = 6$ и параметры деформации β_6 и Q_6 имеются лишь для небольшого числа ядер. Поэтому случай связи четырех каналов был проанализирован в варианте $\delta_6 = \pm 1$. Этот анализ показал, что с достаточной точностью (до 30%) можно не учитывать влияния канала с $L = 6$ на величины W_0 и W_2 .

Общий вывод проведенного анализа взаимного влияния каналов состоит в следующем. Каждый канал L вращательной полосы деформированных ядер существенно влияет на соседний канал $L - 2$ (и наоборот) и относительно слабо — на другие каналы с $L < L - 2$. Это означает, что для получения «правильных» величин W_L^{cl} для каждого канала L необходимо учитывать влияние предыдущих и следующего канала с $L + 2$.

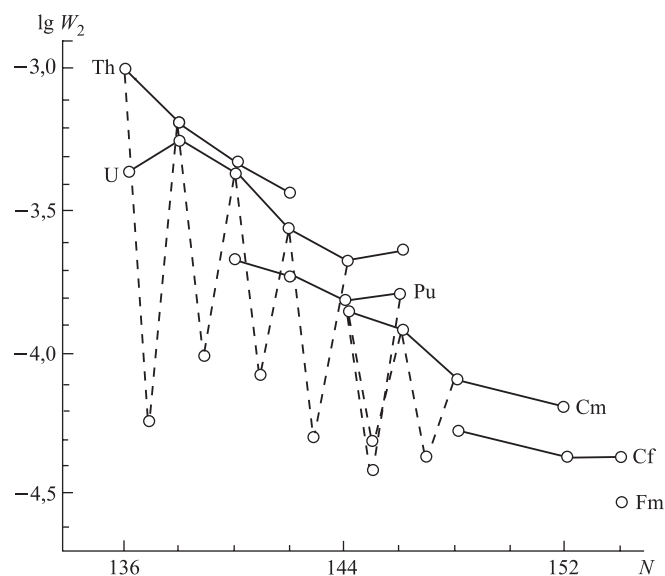


Рис. 5. Зависимость величин $\lg W_2$ от числа нейтронов N в α -распадных четно-четных (в схеме связи трех каналов с $L = 0, 2, 4$) и четно-нечетных деформированных ядрах. Сплошными линиями соединены значения $\lg W_2$ для четно-четных ядер

Таблица 5. Предсказываемые значения интенсивностей I_4 для изотопов, у которых отсутствуют экспериментальные измерения таких величин

α -распадное ядро	$I_4, \%$	α -распадное ядро	$I_4, \%$
^{242}Pu	$0,03 \pm 0,02$	^{248}Cf	$0,3 \pm 0,2$
^{244}Pu	$0,005 \pm 0,005$	^{248}Fm	$0,4 \pm 0,3$
^{246}Cm	$0,075 \pm 0,025$	^{250}Fm	$0,6 \pm 0,3$
^{244}Cf	$0,1 \pm 0,09$	^{252}Fm	$2 \pm 0,5$

Предсказательная сила кластерных спектроскопических факторов была использована для получения относительных интенсивностей линий тонкой структуры I_4 для тех изотопов, у которых отсутствуют экспериментальные значения таких величин. С использованием монотонной и плавной зависимости $\lg W_L^{\text{coupl}}$ от N были предсказаны значения I_4 (табл. 5). Величины $\lg W_4^{\text{coupl}}$, рассчитанные с применением предсказанных значений I_4 , с интервалами, соответствующими интервалам изменения I_4 , указанным в табл. 5, представлены на рис. 4.

Основной результат данной части исследования состоит в следующем: учет связи каналов, соответствующих заселению вращательной полосы основ-

ного состояния четно-четных деформированных ядер, существенно изменяет значения кластерных спектроскопических факторов и факторов запрета по сравнению со случаем, когда связь каналов не учитывается. Этот вывод особенно важен при сопоставлении величин W_s^{cl} сферических и деформированных ядер для широкой области Z и N и, в частности, в задачах расчета силовых функций α -частиц в ядерных реакциях, например, в (n, α) -реакциях на резонансных нейтронах [135].

Следует отметить, что имеется целый ряд явлений, чувствительных к радиальному кластерному формфактору $\Psi_s^{cl}(R)$ в поверхностной области ядер: прямые реакции передач α -частиц вида $({}^6\text{Li}, d)$, $({}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C})$, π^\pm -захват и другие. Сечения таких реакций определяются значениями $\Psi_s^{cl}(R)$ во всей поверхностной области, а не только в одной точке. Величины W_s^{cl} включают в себя информацию о функциях $\Psi_s^{cl}(R)$ в этой области, они пропорциональны спектроскопическим факторам таких реакций.

Использование кластерных спектроскопических факторов для классификации α -переходов в нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядрах. Рассмотрим облегченные α -переходы из основных состояний ($J = K$) нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядер: ${}^{227,229}\text{Th}$, ${}^{229}\text{Pa}$, ${}^{233,235}\text{U}$, ${}^{237}\text{Np}$, ${}^{239,241}\text{Pu}$, ${}^{239-243}\text{Am}$, ${}^{241-247}\text{Cm}$, ${}^{243-249}\text{Bk}$, ${}^{249-253}\text{Cf}$, ${}^{251,253}\text{Es}$, ${}^{253,255}\text{Fm}$, ${}^{242m}\text{Am}$ и ${}^{254}\text{Es}$, на уровни вращательных полос дочерних ядер, когда $K_f = K$; $\Omega = 0$; $J = K, K + 1, K + 2, \dots$. Расчет кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для таких ядер с учетом связи каналов α -распада проводится по формулам (77)–(79). Экспериментальные данные для расчетов были взяты из работы [124]. Ядерный и кулоновский несферические потенциалы взаимодействия α -частицы с дочерним ядром представлялись в виде (29)–(31). Значения параметров деформации ядерного потенциала были взяты из работы [136], где они приведены для схемы Нильссона. По формулам, предложенным в [127], они были пересчитаны в параметры деформации потенциала Вудса–Саксона β_λ и соответствующие им значения электрических мультипольных моментов Q_λ . Фазовые множители в граничных условиях (79) определялись равенством $\delta_{I_f L} = \delta_{I_f} \delta_L$. Выбор фазового множителя δ_L был таким же, как и для четно-четных ядер.

Для облегченных α -переходов в четно-четных ядрах значения парциальных ширин $\Gamma_{I_f L}(I_f = L)$ получают из эксперимента. В случае же нечетных и нечетно-нечетных ядер из эксперимента извлекают лишь значения суммарных ширин $\Gamma_{I_f} = \sum_L \Gamma_{I_f L}$, так что возникает задача определения необходимых для проведения расчетов ширин $\Gamma_{I_f L}$, входящих в граничное условие (79).

Для решения этой задачи в кластерной области, где нет эффектов антисимметризации и ширину α -распада определяет кластерный спектроскопический фактор, на основе формулы (61) можно получить выражение для амплитуды парциальной α -ширины облегченных ($K_f = K, L$ — четно) пере-

ходов в деформированных ядрах [137]:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma I_f K_f L}^J} = \\ & = C_{JLK0}^{I_f K} \sqrt{2\pi} \langle F_L(R, Q_c) Y_{L0}(\mathbf{R}) | V(\mathbf{R}) - \tilde{V}(\mathbf{R}) | \langle \chi_\alpha \chi_{K_f} | \tilde{\chi}_K \rangle \rangle \delta_{K_f, K}, \quad (80) \end{aligned}$$

где χ_α, χ_{K_f} и $\tilde{\chi}_K$ — внутренние волновые функции α -частицы, дочернего и материнского ядер. В случае четно-четных ядер ($J = K = K_f = 0; I_f = L; I_f, L$ — четно) эта формула упрощается:

$$\sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma I_f 0 L}^J} = \sqrt{2\pi} \langle F_L(R, Q_c) Y_{L0}(\mathbf{R}) | V(\mathbf{R}) - \tilde{V}(\mathbf{R}) | \langle \chi_\alpha \chi_0 | \tilde{\chi}_0 \rangle \rangle. \quad (81)$$

Если принять, что факторы $\langle \chi_\alpha \chi_{K_f} | \tilde{\chi}_K \rangle$ и $\langle \chi_\alpha \chi_0 | \tilde{\chi}_0 \rangle$ близки по величине и связаны между собой соотношением $\langle \chi_\alpha \chi_{K_f} | \tilde{\chi}_K \rangle = a \langle \chi_\alpha \chi_0 | \tilde{\chi}_0 \rangle$, где a — универсальный коэффициент, не зависящий от L , учитывающий эффект «блокировки» нечетной частицы ($a \approx 1, 3$), то из сравнения формул (80) и (81) можно получить следующее выражение:

$$\sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma I_f K_f L}^J} = a C_{JLK0}^{I_f K} \sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma I_f 0 L}^J}. \quad (82)$$

Разница в энергиях переходов нечетного (Q_c) и четно-четного (Q_c^{even}) ядер и зависимость от орбитального квантового числа L снимается фактором $f_L(Q_c - Q_c^{\text{even}})$:

$$\sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma I_f 0 L}^J} = \sqrt{\Gamma(Q_c)_{\sigma 000}^J} f_L(Q_c - Q_c^{\text{even}}). \quad (83)$$

Фактор $f_L(Q_c - Q_c^{\text{even}})$ может быть определен как отношение радиальных кулоновских функций $F_L(R, Q_c)/F_L(R, Q_c^{\text{even}})$, вычисленных в области максимума ($R = R_m$) кластерного формфактора.

Формулы (82) и (83) дают способ получения ширины $\Gamma_{I_f L}$: по величинам Γ_{I_f} , $f_L(Q_c - Q_c^{\text{even}})$ и $C_{JLK0}^{I_f K}$ можно рассчитать значение a , а с его помощью получить ширины $\Gamma_{I_f L}$.

Рассчитанные зависимости величин кластерных спектроскопических факторов W_0 и W_2 от числа нейтронов N для α -распадных нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядер представлены на рис. 3, 5.

Вычисление факторов запрета $HF_L(L = 0, 2)$ для облегченных α -переходов в нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядрах проводилось с использованием значений $W_L = \sum_{I_f} W_{I_f L}$, рассчитанных в схеме связи каналов с $L = 0, 2, 4$ (см. ниже табл. 7).

В тех случаях, когда экспериментальных данных по нечетным и нечетно-нечетным ядрам не хватало для учета связи пяти каналов $I_f L$, расчеты проводились с меньшим числом каналов. На точности вычислений W_0 и W_2

это сказывается мало, что доказывают результаты расчетов значений $W_{I_f L}$, проведенных с разным числом связанных каналов (табл. 6).

Таблица 6. Зависимость величин $\lg W_{I_f L}$ от числа связанных каналов $s = I_f, L$ для ^{239}Pu (верхние значения) и для ^{253}Es (нижние значения)

I_f, L	Число связанных каналов				
	5	4	3	2	1
$I_f^0, 0$	-3,66	-3,74	-3,81	-3,71	-3,49
	-3,58	-3,58	-3,60	-3,60	-3,50
$I_f^0+1, 2$	-4,69	-4,72	-4,64	-4,54	
	-4,79	-4,79	-4,48	-4,48	
$I_f^0+2, 2$	-4,82	-4,45	-4,36		
	-5,80	-5,56	-4,92		
$I_f^0+3, 4$	-3,95	-3,93			
	-4,28	-4,19			
$I_f^0+4, 4$	-3,91				
	-5,08				

В итоге получено, что для нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядер справедлив вывод о достаточно слабом влиянии ротационных каналов с $L = 4$ на каналы с $L = 0$ и о сильном влиянии каналов с $L = 4$ на каналы с $L = 2$ и каналов с $L = 2$ на каналы с $L = 0$.

Как следует из табл. 7, где представлены рассчитанные значения факторов запрета α -переходов в нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядрах, величины HF_0^{coupl} , полученные в схеме связи каналов, мало отличаются от значений HF_0^{sph} , вычисленных в сферическом приближении. В то же время величины HF_2^{coupl} , рассчитанные с учетом связи каналов, значительно (в среднем на фактор ~ 6) превышают значения HF_2^{sph} . Это говорит о принципиальной важности учета связи каналов при расчете факторов запрета α -переходов в нечетных и нечетно-нечетных деформированных ядрах.

Результаты расчетов демонстрируют существенное влияние связи каналов на величины кластерных спектроскопических факторов α -переходов с моментом $L = 0$. Это влияние на величины кластерных спектроскопических факторов α -переходов с другими моментами и соответствующие им факторы запрета является еще более сильным. Из сказанного следует, что без учета связи каналов невозможно построить универсальную теоретическую схему получения абсолютных ширин α -распада деформированных ядер.

Заметим, что во всех рассмотренных выше случаях α -распадов сферических и деформированных ядер величины кластерных спектроскопических факторов не превышают 10^{-2} . Это еще раз подтверждает вывод об отсутствии

Таблица 7. Факторы запрета HF_L для нечетных и нечетно-нечетных ядер

α -распадное ядро	HF_0^{sph}	HF_0^{coupl}	HF_2^{sph}	HF_2^{coupl}
^{227}Th	5,9	3,5	4,2	17
^{229}Th	1,9	1,0	1,6	8,0
^{233}U	1,6	1,0	1,1	7,4
^{235}U	3,2	1,6	1,8	12
^{239}Pu	2,7	2,6	2,3	16
^{241}Pu	1,8	1,4	1,2	11
^{241}Cm	2,7	5,1	2,4	11
^{243}Cm	1,7	1,7	1,4	12
^{245}Cm	1,4	1,0	3,1	12
^{247}Cm	2,0	1,8	2,3	17
^{249}Cf	2,0	2,1	4,0	12
^{251}Cf	2,6	2,8	5,6	5,0
^{253}Cf	1,1	1,6	2,3	9,5
^{253}Fm	5,0	5,0	9,3	17
^{255}Fm	1,4	1,3	3,5	19
^{242m}Am	2,2	1,6	1,7	13
^{254}Es	3,2	2,6	8,3	55
^{227}Pa	3,7	2,5	2,2	11
^{229}Pa	5,5	3,7	2,7	12
^{237}Np	4,4	2,3	2,1	13
^{239}Am	3,8	3,5	3,2	15
^{241}Am	1,4	1,6	1,2	18
^{243}Am	1,3	1,3	1,2	17
^{243}Bk	5,0	7,6	3,7	36
^{245}Bk	2,6	3,2	2,9	17
^{247}Bk	1,3	1,8	1,7	5,6
^{249}Bk	2,1	2,1	5,1	17
^{251}Es	3,4	4,7	4,3	13
^{253}Es	2,0	1,9	4,5	28

α -кластерных уровней в достаточно тяжелых сферических и деформированных ядрах [121].

Идентификация новых сверхтяжелых элементов по характеристикам α -распада. Надежные методы расчета ширин α -распада приобрели особенно важное значение в связи с недавним открытием и исследованием новой области сверхтяжелых элементов с $Z = 112-118$, с относительно большим числом нейтронов [138–144]. В этих экспериментах исследуется от одного до примерно двадцати ядер конкретного изотопа. Регистрация производится, главным образом, ядерно-спектроскопическими методами, причем ведущее место среди них занимает α -спектроскопия. Цепочки α -распада таких изотопов не приводят к известным ядрам, что вызывает необходимость разработки теоре-

тических методов их надежной идентификации на основе анализа характеристик α -распада элементов в цепочках и конкурирующих с ним процессов.

Типичные задачи такого анализа можно разделить на три группы: 1) расчет или феноменологическая оценка энергий α -распада в изучаемых и близких к ним цепочках распадов сверхтяжелых ядер; 2) исследование соотношения энергия–период полураспада для экспериментально зарегистрированных α -распадов; 3) предсказание периодов полураспада по отношению к α -распаду других ядер — кандидатов на роль регистрируемой цепочки распада сверхтяжелых ядер.

Метод, используемый для решения задач первой группы, должен обладать достаточной точностью, быть простым и легко модифицируемым и позволять без труда объяснять и устранять противоречия в экспериментальных данных, которые могут обнаружиться при анализе рассчитанных ширин α -распадов. С точки зрения авторов, этими свойствами в наибольшей степени обладает интерполяционно-экстраполяционный метод оценки масс и энергий α -распада [145–152]. Так, в работе [152] этим методом для всех известных масс тяжелых ядер от $(Z, N) = (82, 126)$ до $(Z, N) = (104, 154)$ получено среднеквадратичное отклонение 66 кэВ. Энергии α -переходов, получаемые разностным методом, определяются существенно точнее. Метод достаточно прост, он легко адаптируется при расширении списка экспериментальных данных и/или их ревизии, его нетрудно развить и на область сверхтяжелых элементов.

Интерполяция масс сверхтяжелых ядер ($104 \leq Z \leq 116, 156 \leq N \leq 178$), использованная в настоящем исследовании, дает примерно такую же точность. В работе [153] из 27 известных энергий α -переходов в этой области ядер, которые можно воспроизвести интерполяционной процедурой, 16 воспроизводятся с отклонением не выше 10 кэВ, лишь для четырех переходов эта разность превышает 50 кэВ. Очевидно, что в рамках требуемой точности такие отклонения не сказываются на результатах расчета ширин α -распада.

Для решения задач, входящих в группы 2 и 3, оптимальным представляется указанная выше полуэмпирическая процедура (75). Поскольку точность измерения времен жизни сверхтяжелых ядер невелика в силу небольшой статистики (от нескольких десятков процентов до нескольких раз), а характерное среднеквадратичное отклонение величин $\lg(W_{\sigma_s}^J)^{cl}$ для четно-четных ядер имеет, как указано выше, масштаб 0,25, обработка данных, касающихся четно-четных сверхтяжелых ядер, в рамках сферического приближения представляется вполне адекватной. Тогда ширина α -распада $\Gamma_{\sigma_s}^J$ может быть представлена в виде (75), а необходимое для получения решения ядерное взаимодействие описывается потенциалом 1_S Мак-Фаддена–Сечлера [93].

Идентификация источников α -излучения в рамках обсуждаемого метода основана на том, что в предположении о конкретном зарядовом Z и массовом A числах родительского ядра с помощью формулы (75) можно из соотноше-

ния энергии α -перехода Q_α и периода полураспада $T_{1/2}$ определить спектроскопический фактор $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$, сравнить его со средней величиной $(\overline{W_{\sigma 0}^J})^{cl}$ и сделать заключение о справедливости предположений о значениях Z и A .

Если провести анализ сверхтяжелых изотопов в области $114 \leq Z \leq 118$, то, как следует из результатов, представленных в табл. 8, величины спектроскопических факторов ядер, идентифицированных как четно-четные, окажутся вполне соответствующими этим величинам для известных ядер с $Z = 100-108$, где среднее значение $\lg(\overline{W_{\sigma 0}^J})^{cl} = -2,85$. Способность данного подхода достаточно уверенно различать α -источники и типы α -переходов подтверждает анализ зависимости полученных величин $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ от характеристик α -распада. Для демонстрации этого введем факторы F_i ($i = Q_\alpha, L, \Delta Z, \Delta N$), которые будут учитывать влияние изменения энергии ΔQ_α α -распада, орбитального момента L , уносимого α -частицей, а также числа протонов Z и числа нейтронов N в ядрах на значения $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$.

Таблица 8. Значения логарифмов кластерных спектроскопических факторов $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для четно-четных изотопов сверхтяжелых элементов с $Z = 114-118$

Ядро	$^{286}_{114}$	$^{288}_{114}$	$^{290}_{116}$	$^{292}_{116}$	$^{294}_{118}$
$\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$	-3,29	-3,11	-2,90	-2,74	-3,34

Таблица 9. Зависимость фактора F_L для α -переходов сверхтяжелого ядра $^{288}_{114}$ от изменения ΔL значения орбитального момента L , уносимого α -частицей

ΔL	0	2	4	6	8
F_L	1	1,6	4,5	30	10^3

Зависимость спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ от изменения ΔL момента L , уносимого α -частицей, характеризуется фактором F_L , значения которого резко увеличиваются с ростом ΔL (табл. 9). Имея в виду, что переходам с ненулевым орбитальным моментом отвечают меньшие значения спектроскопических факторов, достигнутая точность измерения времени жизни ядра позволяет надежно идентифицировать в четно-четных ядрах переходы с моментом 4 и более.

Для типичных энергий α -распада $Q_\alpha \sim 9,5$ МэВ в области $104 \leq Z \leq 108$ получаем $F_{Q_\alpha} \equiv (W_{\sigma s}^J)^{cl}(Q_\alpha)/(W_{\sigma s}^J)^{cl}(Q_\alpha + \Delta Q_\alpha) \simeq 10$ при $\Delta Q_\alpha = 0,35$ МэВ (при этом все остальные характеристики α -распада считаются неизменными). Если $Q_\alpha \sim 11,5$ МэВ, то при $\Delta Q_\alpha = 0,5$ МэВ $F_{Q_\alpha} \simeq 10$. Для области значений $112 \leq Z \leq 118$ и при $Q_\alpha \sim 9,5$ МэВ величина $\Delta Q_\alpha = 0,5$ МэВ также приводит к фактору $F_{Q_\alpha} \simeq 10$. Имея в виду уровень точности, характерный для полуэмпирического метода, можно заключить, что данный метод надежно устанавливает такие несоответствия энергии α -распада и времени жизни четно-четного ядра.

В той же области ядер (в качестве примера можно взять ядро $^{288}_{114}$) типичное изменение спектроскопического фактора $(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ при изменении заряда ядра на единицу ($\Delta Z = 1$) приводит к величине $F_Z \simeq 2,2$ (табл. 10). Если учесть, что даже для облегченных переходов в нечетных ядрах факторы запрета обычно больше единицы, из приведенных оценок ясно, что обсуждаемый метод позволяет с высокой степенью надежности отбросить предположения, что полученное ядро имеет заряд больший, чем 114, или на две единицы меньший. Что касается значения $Z = 113$, то представленная в табл. 10 величина спектроскопического фактора вполне адекватна переходу в каком-либо изотопе этого ядра. Для отказа от этой гипотезы требуются аргументы, не связанные с характеристиками α -распада.

Таблица 10. Зависимость логарифмов кластерных спектроскопических факторов $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для сверхтяжелого ядра с массой $A = 288$ от величины заряда Z этого ядра в диапазоне $112 \leq Z \leq 116$ при экспериментальных значениях энергии и ширины распада для ядра $^{288}_{114}$

Z	112	113	114	115	116
$\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$	-3,78	-3,45	-3,11	-2,77	-2,43

Зависимость фактора F_N от изменения числа нейтронов ΔN (за исключением четно-нечетных эффектов) оказывается весьма слабой — ширины α -распада не чувствительны к массам изотопов одинаковой четности.

Анализ известных переходов в четно-нечетных изотопах сверхтяжелых элементов, спектроскопические факторы которых представлены в табл. 11, демонстрирует, что все эти переходы, за исключением первого, относятся к классу разрешенных, поскольку их спектроскопические факторы имеют приблизительно те же величины, что и представленные в табл. 8. Первый переход, насколько об этом позволяет судить малая экспериментальная статистика (зарегистрировано всего два случая его α -распада), является полублегченным.

Таблица 11. Значения логарифмов кластерных спектроскопических факторов $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для четно-нечетных изотопов сверхтяжелых элементов с $Z = 110-116$

Ядро	$^{279}_{110}$	$^{283}_{112}$	$^{285}_{112}$	$^{287}_{114}$	$^{289}_{114}$	$^{291}_{116}$	$^{293}_{116}$
$\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$	-3,96	-3,21	-3,02	-3,09	-3,29	-2,82	-2,89

Количественное преобладание облегченных переходов дает возможность, по всей видимости, с хорошей вероятностью прогнозировать величины ширин переходов в других ядрах этого типа, базируясь на предположении об их облегченности и используя характерные для них значения спектроскопических факторов.

Что касается нечетно-четных и нечетно-нечетных сверхтяжелых ядер, то обоснованные выводы относительно типов переходов в этих ядрах делать преждевременно из-за малой набранной статистики. Можно ожидать как облегченных, так и полуболевченных переходов. Некоторое подтверждение этому дают табл. 12 и 13, где приведены спектроскопические факторы для измеренных α -переходов в таких ядрах.

Таблица 12. Значения логарифмов кластерных спектроскопических факторов $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для нечетно-четных сверхтяжелых элементов с $Z = 109-115$

Ядро	$^{275}_{109}$	$^{279}_{111}$	$^{283}_{113}$	$^{287}_{115}$
$\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$	-3,60	-4,39	-2,90	-3,08

Таблица 13. Значения логарифмов кластерных спектроскопических факторов $\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$ для нечетно-нечетных сверхтяжелых элементов с $Z = 109-115$

Ядро	$^{276}_{109}$	$^{280}_{111}$	$^{284}_{113}$	$^{288}_{115}$
$\lg(W_{\sigma s}^J)^{cl}$	-3,85	-4,01	-3,30	-3,20

Следует отметить, что в более легких ядрах встречаются переходные величины спектроскопических факторов, поэтому идентификация нечетных и нечетно-нечетных изотопов и предсказание ширин их распадов не столь надежны, как четно-четных, даже при условии достаточной экспериментальной статистики.

Для решения третьей поставленной в начале раздела задачи также удобно использовать выражение (75). В связи с этим в настоящей работе мы представим полученные таким способом предсказания ширин α -переходов в неисследованных четно-четных изотопах сверхтяжелых элементов (табл. 14). В качестве базовой бралась указанная выше величина $\lg(\overline{W_{\sigma 0}^J})^{cl} = -2,85$. Представлены энергии Q_{α} α -распада ядер из работы [153], а также их периоды полураспада $T_{1/2}$ (ограничение таблицы со стороны больших масс связано с возможностями применяемых в этой работе методов). Четыре из указанных в таблице распада уже наблюдались. Несмотря на это в таблице приведены теоретические значения Q_{α} и $T_{1/2}$. Первые отличаются от экспериментальных не более чем на 10 кэВ. Отличие вторых связано с используемым усредненным значением спектроскопического фактора. Ядра на линии β -стабильности ($^{284}_{108}$) обладают временем жизни порядка 10 лет.

Представленные в табл. 14 результаты могут найти применение в качестве ориентиров для оценки возможности регистрации новых синтезированных изотопов, поиска таких изотопов, которые могут излучать «фоновые» α -частицы с энергией, близкой к полученной в эксперименте, и других методических целей.

Таблица 14. Энергии α -распада Q_α (МэВ) (верхнее значение) и периоды полураспада $T_{1/2}$ (с) (нижнее значение) сверхтяжелых четно-четных изотопов с $Z = 108-116$, $N = 168-178$. Числа в скобках означают степень десяти

N	Z				
	108	110	112	114	116
168	9,26 1,5 (0)	10,47 3,2 (-3)	10,83 1,8 (-3)	11,27 1,3 (-4)	12,40 8,9 (-6)
170	8,32 1,5 (3)	9,53 1,0 (0)	9,95 3,0 (-1)	10,73 1,1 (-2)	11,54 5,6 (-4)
172	7,93 3,9 (4)	9,17 1,1 (1)	9,59 3,0 (0)	10,35 1,1 (-1)	11,16 3,5 (-3)
174	7,27 1,7 (7)	8,67 4,4 (2)	9,22 3,7 (1)	10,08 4,5 (-1)	11,01 9,0 (-3)
176	7,02 2,2 (8)	8,49 1,7 (3)	9,04 1,2 (2)	9,87 1,7 (0)	10,80 2,3 (-2)
178	6,77 3,4 (9)	8,31 6,3 (3)	8,86 4,4 (2)	9,66 6,3 (0)	10,59 7,8 (-2)

Теоретическая обоснованность предлагаемого метода по сравнению с различными систематиками, наличие в нем фактически только одного существенного параметра — усредненного спектроскопического фактора обеспечивает надежность предсказаний энергий α -переходов и времен жизни изотопов.

Приведенный выше пример может служить хорошей иллюстрацией применения методов теории α -распада для обоснования экспериментальных исследований в новых областях.

4. ИСПУСКАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Чрезвычайно интересной представляется проблема существования в ядрах кластеров более тяжелых, чем α -частица. В легких ядрах она интенсивно исследуется начиная с работ Бромли [154,155]. В столкновениях относительно легких тяжелых ионов (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и др.) с ядрами примерно такой же массы и в реакциях массивной передачи нуклонов [156] обнаружено множество резонансов, наличие которых свидетельствует о том, что некоторые ядерные состояния выделены благодаря большой вероятности их заселения и распада через каналы, содержащие пару тяжелых ядерных частиц. Такие состояния были названы квазимолекулярными. Из самого факта наблюдения таких резонансов в подбарьерной области следует, что спектроскопические факторы тяжелых кластерных каналов в этих состояниях достаточно велики.

В то же время эти состояния довольно ярко проявляются в неупругом рассеянии и реакциях, сопровождающихся вылетом других частиц, и, следовательно, в этих резонансах с немалым весом представлены и другие каналы. Тем не менее наличие (пусть и со спектроскопическим фактором, существенно меньшим единицы) экзотических каналов, содержащих две массивные частицы, является главной особенностью таких состояний. Поэтому в настоящее время общепринято, что квазимолекулярные состояния вполне можно рассматривать как тяжелые кластерные состояния.

В столкновениях более тяжелых пар ядер резонансная структура сечений постепенно исчезает: как и α -частичные, квазимолекулярные состояния в тяжелых ядрах не обнаруживаются — для этих процессов характерны плавные функции возбуждения, соответствующие гигантскому количеству выходных каналов с тяжелыми кластерами в сильновозбужденных состояниях [157].

В то же время относительно недавно был обнаружен процесс спонтанного испускания тяжелыми ядрами кластеров с массой $14 \leq X \leq 34$, названный кластерной радиоактивностью [158, 159].

Наиболее универсальными свойствами процессов кластерной радиоактивности представляются следующие.

1. Кинетическая энергия вылетающего кластера близка, насколько это позволяет увидеть не слишком точная в этом смысле методика твердотельных детекторов, к своему кинематическому пределу, т. е. ядро-остаток оказывается в основном состоянии или, в крайнем случае, в одном из низколежащих состояний, энергия возбуждения которых $E^* \leq 1,5$ МэВ. Среди наиболее интенсивных кластерных переходов, где возможен электронный эксперимент [160], обнаружен один пример (это распад ^{223}Ra — первый из наблюдавшихся), когда заселяются, по крайней мере, два нижних уровня дочернего ядра, т. е. проявляется тонкая структура процесса.

2. Все дочерние ядра, возникающие при испускании кластеров, лежат в узкой области зарядов и масс: $90 \leq Z \leq 93$, $206 \leq A \leq 212$. Эти ядра выделяются на фоне соседних большей энергией связи E_{bind}/A вследствие близости их зарядов и масс к заряду и массе дважды магического ядра ^{208}Pb . В свою очередь, большая удельная энергия связи приводит к большому энерговыходу Q_X процесса распада, что резко увеличивает, как мы это видели при обсуждении α -распада, проницаемость потенциального барьера. Именно выделенность этих каналов привела авторов работы [161] к мысли о существовании такого распада.

3. Ядрами испускаются только нейтроноизбыточные кластеры с большой разностью $N-Z$. Большинство излучателей — четно-четные ядра. Удалось выделить только три примера распада нечетных ядер (или четыре, если учитывать недостаточно надежно измеренный распад ^{235}U). Распады нечетно-нечетных ядер не наблюдались вообще. Пока обнаружен лишь один пример, требующий подтверждения, испускания нечетного кластера ^{23}F .

Систематика кластерного распада практически ничем не напоминает систематику деления. В то же время зависимость от энергии распада и характеристик кулоновского барьера для эмиссии кластеров имеет тот же характер, что и для α -распада. Детальное сопоставление систематик представлено в [162] (см. также [163]).

Перечисленные выше свойства процессов кластерной радиоактивности и, прежде всего, малочисленность, в отличие от деления, наблюдаемых для конкретного ядра каналов распада указывают на то, что обсуждаемое явление близко по своим свойствам к α -распаду. Наиболее серьезным (можно сказать, критическим) экспериментальным аргументом в пользу « α -распадной» модели кластерной радиоактивности явилось открытие [160] тонкой структуры перехода $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$, который, как оказалось, включает в себя переходы на два нижних уровня ядра ^{209}Pb . Было обнаружено, что наиболее интенсивно заселяется не основной, а первый возбужденный уровень ядра ^{209}Pb . Несмотря на очевидное понижение проницаемости потенциального барьера с ростом энергии возбуждения конечного ядра заселение второго уровня доминирует над заселением основного. Этот факт однозначно свидетельствует о наличии неадиабатической фазы процесса, характерной для α -распада.

Взаимодействие тяжелых кластеров с ядрами и кластерная радиоактивность. Впервые теория испускания тяжелых кластеров, основанная на представленных выше подходах, была реализована в работе [164] и нашла свое развитие в работе [163]. Несколько отличные, но базирующиеся на таких же предположениях подходы к расчету ширины распада ядра с испусканием кластера ^{14}C были развиты в работах [26, 165]. Схема второй из этих работ — примерно такая же, как и схемы обсуждавшихся выше работ этой группы, посвященных теории α -распада [86–89]. Однако расчет в этой схеме процессов испускания кластеров, более тяжелых, чем ^{14}C , оказался сопряженным с большими вычислительными трудностями, и поэтому он до сих пор не реализован ни для какого другого из экспериментально наблюдавшихся кластеров. Для этих целей более рациональными оказываются микроскопические и полуэмпирические методы, представленные в разделах, где обсуждается α -распад.

Обсудим сначала, что дает для понимания кластерной радиоактивности полуэмпирический подход, представленный в законченном виде в работе [166]. Как и для α -распада, в моделях такого типа определяющими являются две проблемы. Во-первых, необходимо построить потенциальный барьер в этом канале и рассчитать его проницаемость. Во-вторых, надо определить фактор формирования кластерного канала в родительском ядре. В отличие от α -распада, при изучении кластерного распада проблема построения потенциалов взаимодействия тяжелых кластеров с ядрами приобретает очень большой масштаб. Рассмотрим эту проблему достаточно подробно.

Имеющиеся в литературе версии феноменологических потенциалов $V_{XA_f}^{\text{nucl}}$ взаимодействия ядер с массой $A \sim 208$ с «легкими» тяжелыми ионами $^{12-14}\text{C}$, ^{16}O и т. п. довольно многочисленны. Они приспособлены для описания упругого рассеяния и некоторых реакций, происходящих при энергиях выше или немного ниже вершины потенциального барьера. За исключением потенциала Кристенсена–Винтера [167], все они имеют глубину V_0 порядка нескольких десятков МэВ, т. е. относятся к классу «мелких». Для описания глубокоподбарьерного процесса — кластерного распада — данный класс потенциалов не подходит, так как решения уравнения Шредингера с этими потенциалами имеют малое, не соответствующее принципу Паули число узлов или не имеют их совсем, даже могут вообще не соответствовать резонансным состояниям. Тем самым они радикально отличаются от проекций на двухтельный канал решений A -нуклонной задачи. Ввиду наличия сильного поглощения форма «внутреннего склона» действительной части потенциала не влияет на характеристики рассеяния и реакций и поэтому выбирается практически произвольно, в то время как для тяжелого кластерного распада зависимость от формы этого склона величины $(W_{\sigma_s}^J)^{\text{cl}}$, пропорциональной проницаемости барьера, очень сильная. Потенциал Кристенсена–Винтера также был построен для описания процессов при околбарьерных и более высоких энергиях, поэтому его необходимо проверить в глубокоподбарьерной области.

Для построения корректных моделей взаимодействия необходимо воспользоваться определенными теоретическими соображениями и, прежде всего, соответствием характерных для этих потенциалов решений принципу Паули. Анализ различных схем показал, что кроме потенциала Кристенсена–Винтера среди схем построения потенциала $V_{XA_f}^{\text{nucl}}(R)$ этому условию удовлетворяет только подход, основанный на процедуре свертки (фолдинга) нуклон-нуклонных (или нуклон-ядерных) взаимодействий с известными функциями распределения пространственной нуклонной плотности взаимодействующих ядер. Используются как двойные фолдинг-потенциалы:

$$V_{\text{II}}(R) = \int \rho_{A_f}(r_1) \rho_x(r_2) V_{NN}(R + r_1 - r_2) d^3 r_1 d^3 r_2, \quad (84)$$

так и одинарные, при получении которых производится свертка оптического потенциала нуклон–ядро с плотностью пространственного распределения кластера:

$$V_{\text{I}}(R) = \int \rho_x(r) V_{N-\text{Nucl}}(R - r) d^3 r. \quad (85)$$

Глубина фолдинг-потенциала зависит от вида исходного взаимодействия V_{NN} (для двойного фолдинга) или $V_{N-\text{Nucl}}$ (для одинарного фолдинга) и может варьироваться для тяжелых ядер на десятки процентов. Поскольку при этом экспериментальные данные (за исключением самих ширин кластерного распада)

не дают возможности выделить определенный тип исходного взаимодействия, можно сказать, что фолдинг-потенциалы воспроизводят точные потенциалы с некоторой (хотя, возможно, и недостаточной) точностью.

В работах [164] и [163] проанализированы используемые для данной задачи исходные потенциалы. Как и для α -распада, вычислялись спектроскопические факторы тяжелых кластеров в кластерной области взаимодействия. Граница этой области выбиралась по аналогии с выбором границы кластерной области взаимодействия в α -распаде: $R_{cl} = 1,2[(A - X)^{1/3} + X^{1/3}]$ фм.

Таблица 15. Спектроскопические факторы $(W_{\sigma_s}^J)^{cl}$, извлеченные из экспериментальных данных с помощью различных потенциалов

Распад	Потенциал			
	1	2	3	4
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$	$3,1 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-10}$
$^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{14}\text{C}$	$1,9 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-10}$
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$9,2 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	$2,0 \cdot 10^{-12}$	$2,7 \cdot 10^{-17}$
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	$1,4 \cdot 10^{-19}$	$6,5 \cdot 10^{-17}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$1,4 \cdot 10^{-18}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	$3,3 \cdot 10^{-18}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-12}$	$3,3 \cdot 10^{-17}$
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	$4,5 \cdot 10^{-20}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$	$5,9 \cdot 10^{-14}$	$5,7 \cdot 10^{-19}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	$1,6 \cdot 10^{-18}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$2,7 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	$6,1 \cdot 10^{-22}$	$7,0 \cdot 10^{-19}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	$2,0 \cdot 10^{-22}$	$1,9 \cdot 10^{-19}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$7,2 \cdot 10^{-21}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	$1,7 \cdot 10^{-21}$	$2,4 \cdot 10^{-18}$	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$2,2 \cdot 10^{-20}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si}$	$6,0 \cdot 10^{-24}$	$2,1 \cdot 10^{-17}$	$3,9 \cdot 10^{-14}$	$7,8 \cdot 10^{-21}$

В табл. 15 представлено несколько взятых из работ [164] и [163] примеров. Для различных пар X и A_f приведены значения $(W_{\sigma_s}^J)^{cl}$, рассчитанные с помощью формулы (23) при использовании потенциалов, полученных в рамках фолдинг-процедур (84) и (85). В столбце 4 даны результаты расчета с помощью потенциала Кристенсена–Винтера [167]. Обращают на себя внимание большие вариации величины $(W_{\sigma_s}^J)^{cl}$ для фиксированного канала в зависимости от выбора потенциала. Для $X = ^{14}\text{C}$ они достигают четырех, для ^{24}Ne — семи, а для ^{32}Si — десяти порядков. Подчеркнем, что все представленные и многие другие проанализированные в [164] и [163] потенциалы относятся к классу «глубоких». Если расширить этот список за счет «мелких» потенциалов, вариации возрастут на десятки порядков — теоретический анализ снимает трудности, порождаемые дискретной неоднозначностью, и тем самым существенно смягчает проблему. Тем не менее возникают осложнения,

которых не было в теории α -распада, где, как мы видели, список адекватных потенциалов можно выделить на основе различных данных и прежде всего (n, α) -реакций. Для более тяжелых частиц X реакции (n, X) с медленными нейтронами не наблюдались.

На помощь приходит тот факт, что отношение кластерных спектроскопических факторов одних и тех же кластеров в различных ядрах слабо зависит от выбора потенциала.

Таблица 16. **Отношения кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{cl}(A_1)/(W_{\sigma s}^J)^{cl}(A_2)$ для различных потенциалов кластер-ядро**

X	A_i	1	2	3	4	5	6
^{14}C	^{222}Ra	1	1	1	1	1	1
	^{224}Ra	0,76	1,1	1,1	0,88	0,33	0,45
	^{226}Ra	0,28	0,41	0,32	0,13	0,069	0,14
^{24}Ne	^{230}Th	1	1	1	1	1	1
	^{232}U	1,5	1,3	1,4	1,2	1,8	1,9
	^{234}U	0,74	0,88	0,78	0,57	0,17	0,23
^{28}Mg	^{234}U	1	1	1	1	1	1
	^{236}Pu	0,33	0,27	0,32	0,38	1,4	1,6
	^{238}Pu	2,8	3,4	3,1	1,2	1,3	3,0
^{14}C	^{223}Ra	0,011	0,011	0,011	0,009	0,006	0,008
	^{225}Ac	0,66	0,88	0,73	0,36	0,21	0,36
^{24}Ne	^{231}Pa	0,16	0,15	0,15	0,13	0,29	0,16
	^{233}U	0,02	0,021	0,021	0,03	0,021	0,012

В табл. 16 представлены отношения кластерных спектроскопических факторов кластеров для потенциалов, полученных методом одинарной или двойной свертки из исходных потенциалов, пронумерованных так же, как и в табл. 15. Номером 5 обозначен столбец, где при расчетах использован кулоновский потенциал с радиусом обрезания $R_{\text{cut}} = r_0[(A - X)^{1/3} + X^{1/3}]$, где $r_0 = 1,30$ фм. Поскольку зависимость относительных экспериментальных спектроскопических факторов от параметра r_0 довольно слабая (при $r_{0A_1} = r_{0A_2}$), представленные результаты фактически сохраняются и для $r_0 = 1,20$ фм, и для $r_0 = 1,40$ фм. Наконец, в столбце 6 представлены результаты расчета в кулоновском потенциале с радиусом обрезания, соответствующим сумме экспериментальных зарядовых радиусов ядер. В строках 2–4 табл. 16 приведены отношения кластерных спектроскопических факторов $(W_{\sigma s}^J)^{cl}(A_1)/(W_{\sigma s}^J)^{cl}(A_2)$ для $A = 222, 224, 226$. Видно, что для первых двух случаев величины кластерных спектроскопических факторов с хорошей точностью одинаковы для всех потенциалов, исключая 4, 5 и 6. Видно также, что для всех потенциалов экспериментальные спектроскопические факторы в

^{226}Ra меньше, чем в других изотопах. Для большинства потенциалов последнее значение равно 0,28–0,41, т. е. не выходит за пределы обычной вариации. В некоторых случаях (столбцы 4, 5, 6) относительные значения резко выделяются среди результатов, полученных с другими потенциалами, и в изотопах одного и того же элемента существенно выходят за пределы ожидаемых теоретически, а также характерных для α -распада вариаций. Такое поведение экспериментальных спектроскопических факторов свидетельствует о неадекватности используемой процедуры построения потенциала. Для кулоновского потенциала (столбец 5) важной причиной рассогласования является пренебрежение истинными размерами дочернего ядра, однако и более точный учет размеров не приводит к кардинальному улучшению согласия (см. столбец 6).

Таким образом, здесь представлен критерий отбора вида взаимодействия, не обладающий абсолютной надежностью, но весьма полезный в связи с известными трудностями определения формы левого склона потенциального барьера в глубокоподбарьерной области.

Отметим, что для тестирования потенциалов можно использовать и данные о распадах нечетных ядер, опираясь, конечно, только на сравнение отношений кластерных спектроскопических факторов, полученных в различных потенциалах. В последних четырех строках табл. 16 приведены отношения спектроскопических факторов испускания кластеров из нечетных ядер к экспериментальным спектроскопическим факторам тех же кластеров. В наиболее точно измеренных распадах четно-четных ядер эти данные подтверждают, что простейшая кулоновская параметризация взаимодействия не слишком удачна, а пример ^{225}Ac дает дополнительный аргумент против использования потенциалов 4, 5, 6.

Подводя итог, можно констатировать, что эмпирические (и, как мы увидим ниже, теоретические) соображения указывают на относительное (в пределах двух раз) постоянство величин спектроскопических факторов, полученных для испускания данного кластера из близких четно-четных ядер в случае корректного выбора потенциала.

Возможности полуэмпирического метода расчета ширин кластерной радиоактивности четно-четных ядер сводятся к следующему. Исходя из величины $(W_{\sigma_s}^J)^{cl}$, полученной для наиболее исследованного перехода с испусканием исследуемого кластера с помощью одного из прошедших описанный тест потенциалов, и используя тот же потенциал, можно провести расчеты, дающие достаточно точное предсказание ширин испускания этого же кластера всеми четно-четными ядрами в случае, когда известен хотя бы один пример испускания данного кластера четно-четным ядром. Кроме этого, в связи с невысокой надежностью экспериментальных данных важной оказывается возможность контроля этих данных с помощью сравнения между собой относительных экспериментальных спектроскопических факторов. Таким образом

могут быть решены многие касающиеся кластерной радиоактивности задачи. В частности, метод был использован для предсказания ряда новых перспективных примеров кластерного распада [168].

Весьма интересные результаты дает полуэмпирический анализ распада нечетных ядер. Действительно, если по аналогии с α -распадом определить фактор запрета изучаемого распада в канал выражением (74), то, как показывает табл. 16, значения фактора \overline{HF}_s оказываются практически (в пределах десятков процентов) независимыми от выбора потенциала $V_{XA_f}^{\text{nuc}}$. Поскольку сами значения факторов запрета, по меньшей мере, на порядок выше, факт подавления нечетных переходов можно считать доказанным. Таким образом, независимость \overline{HF}_s от потенциала позволяет, во-первых, ввести количественную меру четно-нечетных эффектов в кластерном распаде и, во-вторых, провести классификацию кластерного распада. Так, строки 11–13 табл. 16 (находящийся в строке 10 пример распада изотопа ^{223}Ra не показателен в силу наличия тонкой структуры перехода) показывают, что для ^{231}Pa $\overline{HF}_s = 7,0\text{--}8,6$; для ^{233}U — 40–50, а для ^{225}Ac — 1,0–1,6.

Последнее из приведенных значений может указывать на специфические свойства перехода $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{14}\text{C}$, тем более, что в нем нет характерного для облегченного α -распада равенства спинов начального и конечного ядер: $I_i \neq I_f$. Прослеживается и определенная аналогия с другим случаем: близкие к единице величины F получаются и для перехода $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$ на второй уровень ядра ^{209}Pb [163]. Возможно также, что переход в ^{225}Ac следует измерить более тщательно, поскольку предыдущие эксперименты давали для него верхнюю границу эффекта, которая в 20 раз ниже, чем полученный ныне эффект. Однако судя по тому, что квантовые числа, характеризующие начальные и конечные состояния ядер в переходах $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ и $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ (второй уровень), совпадают, последний эксперимент дает, скорее всего, адекватную картину. Заметим, что фактор запрета перехода $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ (основное состояние) примерно равен 500. Следует подчеркнуть, что столь сложная, в отличие от α -распада, картина четно-нечетных эффектов до сих пор не нашла даже качественного теоретического объяснения.

Укажем еще на некоторые возможности и особенности обсуждаемого метода.

Почти во всех экспериментах по измерению кластерной радиоактивности используются, как мы говорили, пластиковые детекторы. При этом хорошо определяется заряд Z_X и довольно грубо — масса кластера A_X и энергывыход процесса Q_X . Для выхода некоторых кластеров из данного ядра (например, ^{28}Mg и ^{30}Mg из ^{238}Pu) теоретически получаются довольно близкие оценки. Полуэмпирический метод дает возможность для четно-четного ядра идентифицировать кластер путем сравнения экспериментальных спектроскопических факторов. Если их отношение для фиксированного потенциала близко

к единице, то испускается тот же кластер, что и при реперном переходе. Если отличия достаточно велики, то испускается другой кластер. Так, например, строка 9 табл. 16 свидетельствует, скорее, в пользу испускания ^{28}Mg .

Аналогичным образом, если кластер X фиксируется достаточно надежно (нет альтернативы), то резкое отличие отношения экспериментальных спектроскопических факторов от единицы может означать, что при расчетах используется неверное значение энергывыхода Q_X одного из переходов. Такая ситуация может стать актуальной при исследовании перспективных с точки зрения поиска кластерных распадов нейтронодефицитных ядер, где энергия Q_X измерена недостаточно точно.

Наконец, в радиоактивном образце, содержащем несколько излучателей, не всегда легко определить основной излучатель кластера X . Очевидно, что исследование отношений экспериментальных спектроскопических факторов возможных излучателей к какому-либо реперному переходу с испусканием этого кластера (с учетом естественного содержания излучателя в образце) может служить серьезным аргументом в пользу того или иного эмиттера.

Следует указать, что любой надежно измеренный кластерный переход для четно-четного ядра и четного кластера становится, в свете результатов настоящего раздела, крайне важным ориентиром для целой группы переходов с испусканием аналогичного кластера. Причина этого понятна — числа заполнения нуклонных орбиталей четно-четного ядра, которые и определяют спектроскопические факторы для близких значений A_1 и A_2 , практически одинаковы.

Подчеркнем, что в силу большой неопределенности абсолютных значений спектроскопических факторов тяжелых кластеров, связанной с выбором потенциала и ограниченностью массива экспериментальных данных, приведенные выше соображения не являются надежным обоснованием развиваемого подхода. Более того, указанная неопределенность, а также отсутствие адекватной теории четно-нечетных эффектов в кластерном распаде не позволяют с уверенностью утверждать, что вклад в вероятность распада каких-либо специфических, не характерных для α -распада механизмов, связанных, например, с коллективными компонентами волновой функции родительского ядра, пренебрежимо мал. Так, компоненты, напрямую связанные с кластеризацией в определенный канал, могут иметь крайне малый статистический вес, но, в отличие от доминирующих оболочечных, характеризоваться сравнительно большими значениями проекции в этот канал, т. е. спектроскопическими факторами. В этом случае их вклад в вероятность процесса может оказаться не малым.

Такие компоненты — коллективные колебания по координате зарядовой (и практически однозначно связанной с ней массовой) асимметрии $\eta = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ — в связи с их проявлением в процессах кластерного распада исследованы в работе [169]. Хотя микроскопические вычисления спек-

троскопических факторов в этой работе не проводились — они заменялись модельным расчетом вероятности формирования состояния двухъядерной системы, характеризующейся данным значением η , и считалось, что спектроскопический фактор соответствующего канала в этом состоянии равен единице, результаты этой работы свидетельствуют в пользу возможного влияния на вероятность тяжелого кластерного распада коллективных колебаний. В связи с этим весьма важным является вопрос о том, достаточны ли для описания обсуждаемого процесса те же представления, которые используются в теории α -распада.

Следовательно, изложенный выше подход должен быть дополнен последовательным формализмом вычисления оболочечных спектроскопических факторов тяжелых кластеров, использующим A -нуклонные волновые функции родительского, дочернего и излучаемого ядер. Не менее важным является то обстоятельство, что только микроскопический подход может позволить вычислить времена жизни ядер по отношению к испусканию кластера, не наблюдавшегося до сих пор в эксперименте. Расчет абсолютных ширин распада ядер в рамках полуэмпирического метода с выходом уже наблюдавшихся в экспериментах с другими образцами кластеров также становится надежным лишь после выбора потенциала, адекватно воспроизводящего форму потенциального барьера. Без непосредственного теоретического вычисления величин оболочечных спектроскопических факторов сделать этот выбор невозможно.

Микроскопические расчеты в теории кластерной радиоактивности.

Для наиболее легкого из кластеров — ^{14}C разные версии микроскопического формализма были развиты в работах [26, 165]. В первой из них в качестве определения оболочечного формфактора использовалось выражение (26). Возникающие при этом проблемы обсуждались в разд. 1. Во второй работе авторы применили подход [86–89], развитый ими для описания α -распада. Однако достигнутая ими размерность базиса (она также была ограничена $18\hbar\omega$) оказывается недостаточной, что в результате приводит к тому, что область устойчивости значений ширины распада $\Gamma_{\sigma c}^J(R_0)$ (25) к вариации параметра R_0 , в которой можно производить сшивку, выходит за рамки надежного воспроизведения радиального формфактора в таком базисе. Причины существования этого «плато» и вполне удовлетворительного описания ^{14}C -распада остаются неясными.

Этот результат демонстрирует колоссальные трудности последовательного микроскопического описания кластерного канала $^{14}\text{C} + \text{дочернее ядро}$ в промежуточной области, не говоря уже о более тяжелых кластерных каналах. Поэтому подходы, основанные, с одной стороны, на микроскопических расчетах оболочечных спектроскопических факторов и, с другой стороны, на двухтельном формализме, базирующемся на концепциях модели условий ортогональности Саито [53] в промежуточной и кластерной области, представляются более адекватными.

Математический аппарат, позволяющий рассчитывать оболочечные спектроскопические факторы тяжелых кластеров во всем диапазоне экспериментально исследованных масс, предложен в работе [164], он нашел развитие в [163]. Имея в виду, что достаточно подробное изложение этого аппарата содержится в наших предыдущих работах и, в частности, в обзоре [163], здесь мы представим лишь окончательное выражение для спектроскопического фактора, поясним смысл входящих в него величин, используемых приближений и на этой основе изложим в самых общих чертах качественные тенденции изменения этой величины и ее соотношение с результатами полуэмпирического расчета.

Определим, как обычно, формфактор развала ядра A на кластер X и остаток $(A - X)$ в оболочечной области выражением (22) в представлении спина канала, а спектроскопический фактор — выражением (23). Волновые функции, входящие в эти выражения, формально должны быть функциями трансляционно-инвариантной модели оболочек.

В результате последовательных преобразований от оболочечных функций X отделяемых нуклонов к внутренним трансляционно-инвариантным функциям кластера и функции движения его центра масс получается следующее выражение для оболочечного спектроскопического фактора канала тяжелый кластер + околomagическое дочернее ядро в сверхтекучем родительском ядре:

$$(W_{\sigma s}^J(X))^{\text{sh}} = \left(\frac{A}{A - X} \right)^{n_{\min}} a_0'^2 \prod_{i=1}^{\beta} (W_{\sigma s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}} \prod_{k=1}^{\gamma} (W_{\sigma s}^J(2n_k))^{\text{sh}} J_X. \quad (86)$$

Первый фактор в правой части (86) характеризует отдачу на центр масс; величина n_{\min} — минимальное, допустимое принципом Паули значение главного квантового числа, характеризующего относительное движение кластер-остаток. Он возникает при переходе от волновых функций трансляционно-инвариантной модели оболочек родительского и дочернего ядер к обычной модели оболочек. Для тяжелых ядер эта процедура является приближенной, и, видимо, реальный фактор усиления слегка превосходит модельный. Однако неучтенные эффекты пренебрежимо малы по сравнению с фактом появления множителя $(A/(A - X))^{n_{\min}}$, поскольку для тяжелых частиц (^{40}Ca) он может достигать огромных значений (10^{12}). Напомним, что аналогичный множитель для α -распада невелик, в чем нетрудно убедиться, выяснив, что характерные значения $n_{\min} \approx 20$.

Имея в виду представление (64), обобщенное за счет введения дополнительно к волновым функциям α -частиц также и волновых функций составляющих тяжелый кластер бинейтронов (бинейтрон — это тоже осцилляторный магический кластер), можно пояснить, что фактор $a_0'^2$ — нормировочный множитель, результат действия мультикластерного обменного ядра МРГ на волновую функцию справа от него. Использование этого представления резко

упрощает схему вычислений по сравнению с прямым расчетом, создавая в иерархии интегрирования по координатам Якоби промежуточный уровень между координатой тяжелый кластер–дочернее ядро и однонуклонными координатами. Величина J_X имеет вид

$$J_X = \int J_X^2(R_X) R_X^2 dR_X, \quad (87)$$

где $J_X^2(R_X)$ — интеграл, возникающий при переходе от координат, отсчитанных от центра масс ядра A , α -частиц и бинейтронов, формирующих кластер X , к межкластерным координатам Якоби в кластере X , т. е. к мультикластерному представлению функции тяжелого кластера. Множители $(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}}$ и $(W_{\sigma_s}^J(2n_k))^{\text{sh}}$ — спектроскопические факторы α -частиц и бинуклонов соответственно. Для того чтобы ликвидировать неопределенности, возникающие в связи с зависимостью результата от малых вариаций формы однонуклонных волновых функций и масштаба сверхтекучего смешивания конфигураций в родительском и дочернем ядрах (они сказываются на результатах расчетов через входящие в выражение (86) спектроскопические факторы α -частиц и бинейтронов), разумно использовать «экспериментальные» значения спектроскопических факторов α -частиц $(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}}$ для переходов $0^+ \rightarrow 0^+$ в исследуемой области ядер. Как мы видели, эти значения очень мало отличаются друг от друга. При учете различия между ТИМО, дающей реальное значение спектроскопического фактора α -кластера, и обычной моделью оболочек (а именно эти спектроскопические факторы входят в (86)), а также разницы осцилляторных параметров $\hbar\omega$ реальной функции α -частицы и функции α -кластера, входящего в мультикластерное представление кластера X (здесь $\hbar\omega$ совпадает с осцилляторным параметром тяжелого кластера), в качестве $(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}}$ используется извлеченное из эксперимента значение, подправленное на множитель отдачи и множитель η_α , учитывающий разницу частот $\hbar\omega$ в α -частице и кластере X :

$$(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}} = (W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}} \eta_\alpha^2 \left(\frac{A}{A-4} \right)^{-N_\alpha}. \quad (88)$$

Для величин $(W_{\sigma_s}^J(2n_k))^{\text{sh}}$ используется теоретическая оценка $(W_{\sigma_s}^J(2n_k))^{\text{sh}} = 10^{-0,2} \eta_{2n}^2$, хорошо согласующаяся с экспериментальными значениями $(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}}$.

Заметим, что для фиксированного четно-четного кластера X в четно-четном ядре A величина $(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{sh}}$ практически не зависит от A . Действительно, все родительские ядра относятся к одним и тем же протонной и нейтронной оболочкам, значение n сохраняется, а множитель отдачи меняется не более чем на 20%. Изменения параметра $\hbar\omega_A$ от ядра к ядру столь малы, что величины $\eta_\alpha^{2\beta} \eta_{2n}^{2\gamma}$ меняются еще слабее, минимальные изменения

размера ядра и стабильность формы сверхтекучего формфактора α -частицы приводят к тому, что величина J_X практически не меняется. Учитывая это, трудно ожидать большего масштаба вариации величины $(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{sh}}$, чем 2–3, что хорошо подтверждается и результатами полуэмпирических расчетов.

Добавим также, что использование экспериментальных значений $(W_{\sigma_s}^J(\alpha_i))^{\text{sh}}$ в (88) позволяет в значительной мере учесть эффекты изменения деформации при кластерном переходе от родительского ядра к дочернему.

Значения оболочечных спектроскопических факторов кластеров X для облегченных переходов, рассчитанные с помощью выражения (86), приведены в табл. 17. Из представленного выше обсуждения использованных приближений ясно, что полученные в таком подходе значения воспроизводят абсолютные величины оболочечных спектроскопических факторов с точностью до нескольких раз или, возможно, до порядка. Эта точность вполне удовлетворительна, если иметь в виду значительно большие неопределенности, возникающие при вычислении проницаемости потенциального барьера, и, главное, диапазон изменения самих спектроскопических факторов: $10^{-10} - 10^{-25}$. Предельно малые значения спектроскопических факторов, очевидно, являются надежным свидетельством отсутствия в нижних частях спектров тяжелых ядер квазимолекулярных состояний, что полностью соответствует ситуации с α -частичными состояниями.

Таблица 17. Оболочечные $(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{sh}}$ и кластерные $(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{cl}}$ спектроскопические факторы тяжелых кластеров X

X	^{14}C	^{20}O	^{22}Ne	^{24}Ne
$(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{sh}}$	$5,9 \cdot 10^{-11}$	$1,7 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-16}$	$7,0 \cdot 10^{-19}$
$(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{cl}}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$2,7 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-16}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$
X	^{28}Mg	^{30}Mg	^{32}Si	^{34}Si
$(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{sh}}$	$1,5 \cdot 10^{-21}$	$5,7 \cdot 10^{-24}$	$5,1 \cdot 10^{-25}$	$5,0 \cdot 10^{-27}$
$(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{cl}}$	$6,1 \cdot 10^{-22}$	$1,8 \cdot 10^{-22}$	$6,0 \cdot 10^{-24}$	$2,5 \cdot 10^{-24}$

Полученные таким образом величины оболочечных спектроскопических факторов могут быть применены для выбора потенциалов, правильно воспроизводящих форму потенциального барьера. Среди обсуждавшихся потенциалов таковыми оказались потенциал однократной свертки, использующий исходный нуклон-ядерный потенциал (44) из работы [49] (отметим, что он хорошо зарекомендовал себя при изучении протонного распада), и феноменологический потенциал из работы [167]. Результаты расчетов с этими потенциалами представлены в столбцах 1 и 4 табл. 15 и 16. В табл. 17 представлены кластерные спектроскопические факторы $(W_{\sigma_s}^J(X))^{\text{cl}}$ частиц ^{14}C , ^{20}O , ^{22}Ne , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si и ^{34}Si в ядрах ^{222}Ra , ^{228}Th , ^{230}U , ^{232}U , ^{234}U , ^{236}U ,

^{238}Pu и ^{244}Cm соответственно. Для их расчета использовался первый вариант потенциала.

Если не учитывать пример наиболее тяжелого кластера ^{34}Si , то результаты, представленные в табл. 17, демонстрируют вполне удовлетворительное (на фоне обсуждавшихся выше неопределенностей) согласие теории и эксперимента. Это свидетельствует о достоверности исходных предпосылок теории кластерной радиоактивности и работоспособности используемых приближенных методов. Таким образом, проблему микроскопического описания ширины кластерной радиоактивности, в общих чертах, можно считать решенной. В то же время в представленном подходе, как и в аналогичной схеме описания процессов α -распада, присутствуют черты упрощенного эффективного метода, причем масштаб неопределенностей исходных предпосылок здесь намного больше, чем в случае α -распада. Развитие подхода в направлении детального анализа эффектов, связанных с деформацией ядер, наличием малых, но сильно кластеризованных компонент [169], проблемой формфакторов Флиссбаха (26), (27), связи каналов в промежуточной области, может прояснить многие свойства поверхностной области ядра и механизмы возникновения в ней тяжелой кластеризации. На этом пути, очевидно, найдет свое решение и проблема факторов запрета кластерных переходов в нечетных ядрах, будет объяснен факт рассогласования теоретического и экспериментального спектроскопических факторов ^{34}Si , предсказаны тенденции изменения вероятности испускания тяжелых кластеров с массами, промежуточными между массами кластеров, наблюдаемых в настоящее время при изучении кластерной радиоактивности, и массами осколков деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в настоящем обзоре анализ микроскопически обоснованных теоретических методов исследования протонного и α -распада демонстрирует, что с их помощью можно на вполне удовлетворительном уровне точности описать результаты любого проведенного эксперимента и дать надежные предсказания. Среди немногих «белых пятен» теории выделяется не полностью объяснимый минимум в ходе A -зависимости спектроскопических факторов α -распада четно-четных ядер в области $N \leq 126$. Современный уровень теоретических работ, посвященных α - и протонному распаду, позволяет сделать вывод, что в настоящее время созданы все необходимые предпосылки для формирования последовательной микроскопической теории этих явлений. Просматриваются хорошие перспективы для объединения микроскопических или, скорее, полумикроскопических подходов, описывающих одновременно как α -распад, так и родственные ему процессы упругого и неупругого рассеяния α -частиц, реакции передачи и выбивания α -кластеров и др. Развитие экс-

периментальных исследований этих процессов может стать дополнительным стимулом и надежной основой для создания такого объединенного подхода.

В теории кластерного распада все еще остается значительное число нерешенных проблем. В то же время существующие теоретические методы, по всей видимости, позволят в своем дальнейшем развитии их решить. Есть основания полагать, что применение этих методов окажется весьма эффективным для изучения других процессов с тяжелыми кластерами: деления, реакций глубоконеупругой и массивной передачи на тяжелых ядрах и многих других. В немалой степени этому способствовало бы расширение экспериментальных исследований тяжелой кластеризации в процессах распада и получение новых данных в смежных областях.

Работа частично поддержана РФФИ, грант № 07-02-00759.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 504 с.
2. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции М.: Энергоатомиздат, 1985. 224 с.
3. Lovas R. G. et al. Microscopic Theory of Cluster Radioactivity // Phys. Rep. 1998. V. 294. P. 265–362.
4. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е. Абсолютные ширины α -распада // ЯФ. 1970. Т. 12, № 2. С. 70–78.
5. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. α -распад сферических ядер // ЯФ. 1971. Т. 13, № 2. С. 300–313.
6. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. Альфа-распад деформированных ядер // Там же. Т. 14, № 2. С. 343–353.
7. Кадменский С. Г., Хлебостроев В. Г. Ширины распада однонуклонных квазистационарных состояний деформированных ядер // ЯФ. 1973. Т. 18, № 5. С. 980–988.
8. Бугров В. П. и др. Многочастичный вариант теории протонной и нейтронной радиоактивности, случай диагональных переходов // ЯФ. 1985. Т. 41, № 5. С. 1123–1133.
9. Бугров В. П. и др. Однонуклонный распад изомерных состояний атомных ядер // Там же. Т. 42, № 1. С. 57–67.
10. Бугров В. П., Кадменский С. Г. Протонный распад деформированных ядер // ЯФ. 1989. Т. 49, № 6. С. 1562–1571.
11. Кадменский С. Г. Теория открытых ферми-систем для описания атомного ядра и ядерных реакций // ЯФ. 1999. Т. 62, № 2. С. 236–246.
12. Кадменский С. Г. Теория ферми-жидкости с учетом эффектов фрагментации и запаздывания // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 2. С. 391–448.
13. Кадменский С. Г. Теория ядерных реакций и распадов с учетом эффектов антисимметризации // ЯФ. 2001. Т. 64, № 3. С. 478–494.
14. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. / Под ред. Л. А. Слива. М.: Мир, 1977. Т. II. 664 с.

15. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971. 559 с.
16. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоатомиздат, 1981. 296 с.
17. Lane A. M., Tomas R. G. R-matrix Theory of Nuclear Reactions // *Rev. Mod. Phys.* 1958. V. 30. P. 257–353.
18. Гольдбергер М., Вансон К. Теория столкновений. М.: Мир, 1967. 823 с.
19. Varga K., Liotta R. J. Shell Model on a Random Gaussian Basis // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50. P. R1292–R1295.
20. Varga K., Lovas R. G., Liotta R. J. Absolute Alpha Decay Width of ^{212}Po in a Combine Shell and Cluster Model // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 69. P. 37–40.
21. Varga K., Lovas R. G. Cluster-Configuration Shell Model for Alpha Decay // *Nucl. Phys. A.* 1994. V. 550. P. 421–452.
22. Fröman P. O. et al. // *Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* 1957. V. 1. P. 3–24.
23. Fliessbach T., Mang H. J. On Absolute Values of Alpha-Decay Rates // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 263. P. 75–85.
24. Wheeler J. A. Molecular Viewpoints in Nuclear Structure. On Mathematical Description of Liquid Nuclei by Method of Resonating Group Structure. I // *Phys. Rev.* 1937. V. 52, No. 11. P. 1083–1106.
25. Wheeler J. A. Molecular Viewpoints in Nuclear Structure. On Mathematical Description of Liquid Nuclei by Method of Resonating Group Structure. II // *Phys. Rev.* 1937. V. 52, No. 11. P. 1107–1122.
26. Blendowske R., Fliessbach T., Walliser H. Microscopic Calculations of the ^{14}C Decay of Ra Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 464. P. 75–89.
27. Tonozuka I., Arima A. Surface α -clustering and α -decays of ^{212}Po // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 323. P. 45–60.
28. Schuurmans P. et al. Alpha-Particle Angular Distributions of At and Rn Isotopes and Their Relation to Nuclear Structure // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 4720–4723.
29. Schuurmans P. et al. Angular Distributions of α -particles Emitted by Deformed Oriented Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 4787–4790.
30. Severijns N. et al. Angular Distribution of Particles from Oriented $^{253,254}\text{Es}$ and ^{255}Fm Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 044324–044349.
31. Rikovska J., Stone N. J., Wohl A. The Statistical Properties of the Angular Distribution of β -delayed Protons from Oriented Nuclei // *AIP Conf. Proc.* 1999. V. 518. P. 316–320.
32. Кадменский С. Г. Протонный распад ориентированных ядер // *ЯФ.* 2002. Т. 65, № 5. С. 863–873.
33. Кадменский С. Г. Распад и деление ориентированных ядер // Там же. С. 1452–1472.
34. Kadmensky S. G., Sonzogni A. A. Proton Angular Distributions for Decay of Oriented Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 044607–044612.
35. Cerny J. et al. // *Phys. Lett. B.* 1970. V. 37. P. 281–284.
36. Hofmann S. et al. Proton Radioactivity of ^{151}Lu // *Z. Phys. A.* 1982. Bd. 305. S. 111–123.
37. Klepper O. et al. Direct and Beta-Delayed Proton Decay of Very Neutron-Deficient Rare-Earth Isotopes Produced in the Reaction $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$ // *Ibid.* S. 125–130.
38. Hofmann S. Nuclear Decay Modes / Ed. D. Poenaru. Bristol: Inst. Phys., 1996.

39. Woods P. J., Davids C. N. Nuclei Beyond the Proton Drip-Line // Annu. Rev. Nuc. Part. Sci. 1997. V. 47. P. 541–590.
40. Бугров В. П., Кадменский С. Г. Протонный распад и форма нейтронодефицитных ядер // ЯФ. 1996. Т. 59, №3. С. 424–427.
41. Кадменский С. Г. Теоретические подходы к описанию протонного распада ядер и интерпретация экспериментов // ЯФ. 2000. Т. 63, №4. С. 613–625.
42. Кадменский С. Г., Лесных М. М. Протонный распад и форма оболочечного потенциала ядер вблизи границ протонной стабильности // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1999. Т. 63, №4. С. 474–481.
43. Aberg S., Semmes P. B., Nazarevich W. Spherical Proton Emitters // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1762–1773.
44. Aberg S., Semmes P. B., Nazarevich W. Erratum: Spherical Proton Emitters (Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1762) // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 3011–3020.
45. Davids C. N., Esbensen H. Decay Rates of Spherical and Deformed Proton Emitters // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 054302–054307.
46. Ferreira L. S., Maglione E., Liotta R. J. Nucleon Resonances in Deformed Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1640–1643.
47. Maglione E., Ferreira L. S. Fine Structure in Proton Emission from Deformed ^{131}Eu // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 047307–047309.
48. Becchetti F. D., Greenless G. W. Nucleon–Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40, E < 50$ MeV // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1190–1209.
49. Фаянс С. А. Оболочечные уровни сферических ядер. Препринт ИАЭ-1539. М., 1968. 19 с.
50. Liran S., Zeldes N. // At. Data Nucl. Data Tables. 1976. V. 17. P. 1–28.
51. Merchant A. C. Alpha Particle Cluster States in fp -shell Nuclei // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 778–791.
52. Horiuchi H. Kernels of GCM, RGM and OCM and Their Computational Methods // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1977. V. 62. P. 90–190.
53. Saito S. Interaction Between Clusters and Pauli Principle // Progr. Theor. Phys. 1969. V. 41, No. 3. P. 705–722.
54. Buck B., Merchant A. C. Alpha-Decay Calculations with Realistic Potential // Phys. Rev. C. 1991. V. 45. P. 2247–2253.
55. Gol'dberg V. Z. et al. High lying α -cluster States in the Light Nuclei $^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne}$ and ^{24}Mg // ЯФ. 1997. Т. 60, №7. С. 1186–1193.
56. Källman K.-M. et al. Narrow $\alpha + ^{28}\text{Si}$ Elastic-Scattering States at High Excitation in ^{32}S // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16, No. 2. P. 159–169.
57. Abegg R., Davis C. A. ^{24}Mg States Observed Via $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha_0)^{20}\text{Ne}$ // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 2523–2540.
58. Röpke G. et al. Four Particle Condensate in Strongly Coupled Fermion Systems // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80, No. 15. P. 3177–3180.
59. Toshaki A. Alpha Cluster Condensate in ^{12}C and ^{16}O // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, No. 19. P. 192501–192504.
60. Schuck P. et al. Alpha-Particle Condensation in Nuclei // Acta Phys. Hung.: Heavy Ion Phys. 2003. V. 18, No. 2–4. P. 241–246.

61. *Kurgalin S. D., Tchuvil'sky Yu. M.* Microscopic $SU(3)$ Model of α -partical States in $2s - 1d$ Nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1999. V. 25. P. 929–931.
62. *Gnilozub I. A., Kurgalin S. D., Tchuvil'sky Yu. M.* Alpha-Particle States in Extended Elliott Model // *Acta Phys. Hung.: Heavy Ion Phys.* 2003. V. 18, No. 2–4. P. 235–240.
63. *Гнилозуб И. А., Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М.* Свойства альфа-частичных решений многоуклонной задачи // *ЯФ.* 2006. Т. 69, № 6. С. 1043–1059.
64. *Elliott J. P.* Collective Motion in the Nuclear Shell Model. Classification Schemes for States of Mixed Configurations // *Proc. Roy. Soc. London. A.* 1958. V. 245. P. 128–145.
65. *Harvey M.* The Nuclear SU_3 Model // *Adv. Nucl. Phys.* 1968. V. 1. P. 67–182.
66. *Wildermuth K., Kannelopoulos Th.* Cluster Representation of Harmonic Oscillator Wave Function // *Nucl. Phys. A.* 1958. V. 7. P. 150–159.
67. *Немец О. Ф. и др.* Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многоуклонных передач / Отв. ред. Г. Ф. Филиппов. Киев: Наук. думка, 1988. 488 с.
68. *Obukhovskiy I. T., Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M.* On the Construction of Wave-Functions in the Six-Quark System // *J. Phys. A.* 1982. V. 15. P. 7–23.
69. *Кадменский С. Г. и др.* α -распад нейтронных резонансов и тестирование оптических потенциалов α -частиц в подбарьерной области // *ЯФ.* 1981. Т. 33, № 2. С. 573–575.
70. *Furman W. I. et al.* The Problem of α -Cluster Levels in Heavy Nuclei // *Acta Phys. Polon.* 1982. V. 12. С. 637–641.
71. *Балабанов Н. П. и др.* Исследование α -ширин компаунд-ядер // *ЭЧАЯ.* 1990. Т. 21. С. 317–363.
72. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. Т. 1–3.
73. *Thomas R. G.* Finite Size α -Decay for Spherical Nuclei // *Progr. Theor. Phys.* 1958. V. 12. P. 253–260.
74. *Soloviev V. G.* Effect of Pairing Correlations on the Alpha-Decay Rates // *Phys. Lett.* 1962. V. 1. P. 202–205.
75. *Mang H. J., Rasmussen J. O.* Shell Model Calculations of Alpha Decay Rates of Even–Even Spheroidal Nuclei // *Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.* 1962. V. 2, No. 3. P. 39.
76. *Poggenburg J. K., Mang H. J., Rasmussen J. O.* Theoretical Alpha-Decay Rates for the Actinide Region // *Phys. Rev.* 1971. V. 181. P. 1697–1719.
77. *Кадменский С. Г., Мартынов А. А.* Вероятности α -распада нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер и сверхтекучесть // *ЯФ.* 1973. Т. 17, № 1. С. 75–80.
78. *Кадменский С. Г., Фурман В. И.* Альфа-распад сферических ядер // *ЭЧАЯ.* 1975. Т. 6, вып. 2. С. 469–514.
79. *Furman W. I., Holan S., Kadmensky S. G.* Finite Size α -Decay for Spherical Nuclei // *Z. Phys. A.* 1974. Bd. 226. S. 131–141.
80. *Кадменский С. Г., Рыбак К. С.* Парные корреляции в ^{210}Po и ^{206}Pb и α -распад ^{210}Po // *ЯФ.* 1974. Т. 19, № 5. С. 971–978.
81. *Кадменский С. Г., Рыбак К. С., Фурман В. И.* Выбор эффективного взаимодействия, зависящего от плотности, и α -распад тяжелых сферических ядер // *ЯФ.* 1978. Т. 27, № 4. С. 906–915.
82. *Kadmensky S. G.* On Absolute Values of α -Widths for Heavy Spherical Nuclei // *Z. Phys. A.* 1983. Bd. 312. S. 113–120.

83. *Кадменский С. Г., Лукьянович П. А.* Сверхтекучесть атомных ядер и нуклон-фононное взаимодействие // *ЯФ*. 1989. Т. 49, № 2. С. 384–392.
84. *Volkov A. B.* Equilibrium Deformation Calculations of the Ground State Energies of $1p$ -shell Nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1965. V. 74. P. 33–58.
85. *Brink D. A., Boeker E.* Effective Interaction for Hartree–Fock Calculations // *Nucl. Phys. A*. 1967. V. 91. P. 1–26.
86. *Insolia A. et al.* Microscopic Description of Alpha Decay of Deformed Nuclei // *Phys. Rev. C*. 1991. V. 44. P. 545–547.
87. *Delion S. D., Insolia A., Liotta R. J.* Alpha Widths in Deformed Nuclei: Microscopic Approach // *Phys. Rev. C*. 1992. V. 46. P. 1346–1354.
88. *Delion S. D., Insolia A., Liotta R. J.* Microscopic Description of the Anisotropy in Alpha Decay // *Phys. Rev. C*. 1994. V. 49. P. 3024–3028.
89. *Delion S. D. et al.* Anisotropy in α -Decay of Odd-Mass Deformed Nuclei // *Phys. Rev. C*. 1992. V. 46. P. 884–888.
90. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Мир, 1965. 423 с.
91. *Ходгсон П. Е.* Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966. 232 с.
92. *Igo G.* Optical-Model Analysis of Excitation Function Data and Theoretical Reaction Cross Section for Alpha Particles // *Phys. Rev.* 1959. V. 115, No. 6. P. 1665–1674.
93. *McFadden L., Satchler G. R.* Optical-Model Analyses of the Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles // *Nucl. Phys.* 1966. V. 84, No. 1. P. 177–200.
94. *Barnett A. R., Lilley J. S.* Interaction of Alpha Particles in the Lead Region near the Coulomb Barrier // *Phys. Rev. C*. 1974. V. 9. P. 2010–2027.
95. *DeVries R. M., Lilley J. S., Franey M. A.* Absolute Reduced α -Widths in the Lead Region // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 37, No. 8. P. 481–484.
96. *Кадменский С. Г. и др.* α -распад нейтронных резонансов и тестирование оптических потенциалов α -частиц в глубоководбарьерной области // *ЯФ*. 1981. Т. 33, вып. 2. С. 573–575.
97. *Popov Yu. P. et al.* Investigation of α -decay of ^{148}Sm Resonance States // *Nucl. Phys. A*. 1972. V. 188, No. 1. P. 212–222.
98. *Попов Ю. П. и др.* Спектры α -частиц распада резонансных состояний ^{146}Nd // *ЯФ*. 1971. Т. 13, вып. 5. С. 913–917.
99. *Виниватер П. и др.* α -распад нейтронных резонансов в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ // *ЯФ*. 1974. Т. 20, вып. 1. С. 3–9.
100. *Антонов А. и др.* Реакция (n, α) и новая область α -распада компаунд-состояний ядер // *ЯФ*. 1978. Т. 27, вып. 1. С. 18–28.
101. *Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.
102. *Кадменский С. Г., Фурман В. И.* α -распад сферических ядер // *ЭЧАЯ*. 1975. Т. 6, вып. 2. С. 469–514.
103. *Кадменский С. Г., Кургалин С. Д.* Фазовые соотношения и вероятности формирования α -частиц в поверхностной области четно-четных ядер // *Изв. вузов. Физика*. 1980. Т. XXIII, № 7. С. 49–54.
104. *Кадменский С. Г., Кургалин С. Д.* Облегченные α -переходы в деформированных ядрах // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1980. Т. 44, № 9. С. 1955–1963.

105. *Кадменский С. Г., Кургалин С. Д.* Поверхностные спектроскопические факторы α -частиц в деформированных ядрах. Воронеж: Изд-во Воронежск. гос. ун-та, 1980. 51 с. Деп. в ВИНТИ 23.08.80. № 3287–80.
106. *Вахтель В. М. и др.* Структурные эффекты и систематики α -переходов для ядер с $52 \leq Z \leq 90$ // ЭЧАЯ. 1987. Т. 18, вып. 4. С. 777–819.
107. *Hagberg E. et al.* Alpha Decay of Neutron-Deficient Ytterbium Isotopes and Their Daughters // Nucl. Phys. A. 1977. V. 293, No. 1, 2. P. 1–9.
108. *Kirchner R. et al.* New Neutron-Deficient Tellurium, Iodine and Xenon Isotopes Produced by Reaction of 290 MeV ^{58}Ni Ions on ^{58}Ni and ^{63}Cu Targets // Phys. Lett. B. 1977. V. 70, No. 2. P. 150–154.
109. *Киришнер Р. и др.* Исследование альфа-распада короткоживущих изотопов редкоземельных элементов в области $A = 151–157$ // Тез. докл. XXVIII совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1978. С. 70–71.
110. *Кадменский С. Г. и др.* Поверхностные вероятности формирования α -частиц для четно-четных ядер с учетом коллективных колебаний // ЯФ. 1978. Т. 27, вып. 3. С. 630–637.
111. *Кадменский С. Г., Ратис Ю. Л., Хлебостроев В. Г.* Поверхностные вероятности формирования альфа-частиц для четно-четных ядер с учетом коллективных колебаний // Тез. докл. XXVII совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1977. С. 456.
112. *Гречухин Д. П.* Коллективные квадрупольные возбуждения ядер: Конспект лекций. М.: МИФИ, 1971.
113. *Натан О., Нильссон С. Г.* Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат, 1969. Вып. 2.
114. *Носов В. Г.* Возбуждение вибрационных уровней четно-четных ядер при α -распаде // ЯФ. 1967. Т. 6, № 1. С. 44–61.
115. *Носов В. Г.* Тонкая структура α -распада нечетных ядер // ЖЭТФ. 1957. Т. 33, № 1(7). С. 226–231.
116. *Bohr A., Fröman P. O., Mottelson B. R.* On the Fine Structure in Alpha Decay // Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1955. V. 29, No. 10. P. 20.
117. *Chasman R. R., Rasmussen J. O.* Theoretical Studies of Alpha Decay of ^{233}U // Phys. Rev. 1959. V. 115, No. 5. P. 1257–1263.
118. *Rasmussen J. O., Hansen E. R.* Numerical Solutions of the Curium-242 Alpha-Decay Wave Equation // Phys. Rev. 1958. V. 109, No. 5. P. 1656–1663.
119. *Chasman R. R., Rasmussen J. O.* Alpha-Decay of Deformed Even-Even Nuclei // Phys. Rev. 1958. V. 112, No. 2. P. 512–518.
120. *Кургалин С. Д.* Метод расчета поверхностных вероятностей формирования α -частиц в четно-четных деформированных ядрах // Математическое обеспечение ЭВМ вузов. Воронеж, 1980. С. 64–67.
121. *Кадменский В. Г. и др.* Проблема α -кластерных уровней в тяжелых ядрах // Acta Phys. Polon. B. 1982. V. 13, No. 12. P. 885–894.
122. *Чумин В. Г. и др.* Факторы запрета облегченных α -переходов в нечетно-нечетных ядрах с $Z \geq 85$ // XV Совещ. по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978. С. 47–48.
123. *Громов К. Я. и др.* Вероятности формирования α -частиц в кластерной области для ядер $107 \leq A \leq 226$ в случае облегченных α -переходов // Там же. С. 53–54.
124. *Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А.* Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М.: Атомиздат, 1975. 208 с.

125. Rytz A. Catalogue of Recommended Alpha Energy and Intensity Values // *At. Data Nucl. Data Tables*. 1973. V. 12, No. 5. P. 479–498.
126. Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Михайлова М. А. Схемы распада радиоактивных ядер $A = 225–229$. Л.: Наука, 1976. 91 с.
127. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Пашкевич В. В. Изучение равновесных деформаций β_{20} и β_{40} ядер редкоземельной и трансурановой областей и зависимости одночастичных характеристик от параметров деформации // *ЯФ*. 1970. Т. 11, вып. 6. С. 1200–1212.
128. Иванова С. П. и др. Двухквaziчастичные и фоновые состояния четно-четных деформированных ядер в области актиноидов // *ЭЧАЯ*. 1976. Т. 7, вып. 2. С. 450–498.
129. Zeh H. D. Contributions to the Theory of Alpha-Decay // *Z. Phys.* 1963. Bd. 17, Nr. 5. S. 490–505.
130. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. Ширины одночастичных квазистационарных состояний // *ЯФ*. 1971. Т. 14, № 6. С. 1174–1178.
131. Расмуссен Дж. Альфа-распад. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия: Пер. с англ. / Под ред. К. Зигбана. М., 1969. Вып. 2. С. 137–178.
132. Krohn V. E., Novey T. B., Raboy S. Attenuation of ^{241}Am α - γ Angular Correlation in Liquid Film Sources // *Phys. Rev.* 1957. V. 105, No. 1. P. 234–237.
133. Hanauer S. H. Angular Distribution of Alpha Particles Emitted by Oriented ^{257}Np Nuclei // *Phys. Rev.* 1961. V. 124, No. 1. P. 1512–1517.
134. Siegbahn K., Asaro F. Magnetic Field Dependence of ^{243}Am α - γ Angular Correlations // *Phys. Lett.* 1962. V. 2, No. 7. P. 323–325.
135. Кадменский С. Г., Фурман В. И., Холан С. α -распад компаунд-состояний и силовая функция α -частиц. Сообщение ОИЯИ Р 4-8734. Дубна, 1975. 17 с.
136. Lamm I.-L. Shell-Model Calculations on Deformed Nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1969. V. 125, No. 3. P. 504–530.
137. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. α -распад деформированных ядер // *ЯФ*. 1971. Т. 14, вып. 2. С. 343–348.
138. Oganessian Yu. Ts. et al. The Synthesis of Superheavy Nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction: $^{288}_{114}$ // *Phys. Rev. C*. 2000. V. 62. P. 041604-1(R)–041604-4(R).
139. Oganessian Yu. Ts. et al. Observation of the Decay of $^{292}_{116}$ // *Phys. Rev. C*. 2001. V. 63. P. 011301-1(R)–011301-2(R).
140. Oganessian Yu. Ts. et al. Synthesis of $^{292}_{116}$ in the $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction // *Phys. At. Nucl.* 2001. V. 64. P. 1349–1355.
141. Oganessian Yu. Ts. et al. Experiments on the Synthesis of Element 115 in the Reaction $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, xn)^{291-x}_{115}$ // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 69. P. 021601-1(R)–021601-5(R).
142. Oganessian Yu. Ts. et al. Measurements of Cross Sections for the Fusion-Evaporation Reactions $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, xn)^{292-x}_{114}$ and $^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{293-x}_{116}$ // *Ibid.* P. 054607-1–054607-9.
143. Oganessian Yu. Ts. et al. Measurements of Cross Sections and Decay Properties of the Isotopes of Elements 112, 114, and 116 Produced in the Fusion Reactions $^{233,238}\text{U}$, ^{242}Pu , and $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ // *Ibid.* V. 70. P. 064609-1–064609-14.
144. Oganessian Yu. Ts. et al. Synthesis of Elements 115 and 113 in the Reaction $^{24}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ // *Ibid.* V. 72. P. 034611-1–034611-16.
145. Zeldes N., Gronau M., Lev A. Shell-Model Semi-Empirical Nuclear Masses // *Nucl. Phys.* 1965. V. 63, No. 1. P. 1–75.

146. Колесников Н. Н. Энергии изобарных и изотопических переходов и новая формула для масс ядер // Вестн. МГУ. Сер. «Физика, астрономия». 1966. № 6. С. 76–87.
147. Колесников Н. Н., Вымятин В. М. Ядерные подболочки и точная формула для энергии связи ядер // Изв. вузов. Физика. 1977. № 6. С. 115–123.
148. Колесников Н. Н., Бадаев О. П., Вымятин В. М. Энергии связи нуклонов в среднетяжелых ядрах. М., 1980. 12 с. Деп. в ВИНТИ. № 4866-80.
149. Колесников Н. Н., Бадаев О. П., Старосотников М. И. Энергия связи нуклонов в ядрах области $22 < Z < 64$. М., 1981. 15 с. Деп. в ВИНТИ. № 4867-81.
150. Колесников Н. Н., Бадаев О. П. Изомультиплетные уровни, энергии отрыва нуклонов и бета-распада легких ядер. М., 1983. 12 с. Деп. в ВИНТИ. № 6180-83.
151. Бадаев О. П. Математическое моделирование ядерной энергетической поверхности // Вестн. МГУ. Сер. «Физика, астрономия». 1996. № 3. С. 23–30.
152. Бадаев О. П. Математическое моделирование энергий связи сверхтяжелых атомных ядер. Препринт физ. ф-та МГУ № 12/2002 05-16. 2002. 12 с.
153. Бадаев О. П. и др. Идентификация новых сверхтяжелых элементов по характеристикам α -распада // Вестн. Воронеж. ун-та. Сер. «Физика, математика». 2003. № 1. С. 19–29.
154. Bromley D. A., Kuehner J. A., Almqvist E. Resonant Elastic Scattering of ^{12}C by Carbon // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 365–367.
155. Bromley D. A., Kuehner J. A., Almqvist E. Elastic Scattering of Identical Spin-Zero Nuclei ^{12}C by Carbon // Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 534–538.
156. He C., Gao C., Ning P. Alpha-Transfer Process in $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ Elastic Scattering // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 878–893.
157. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982. 182 с.
158. Rose H. J., Jones G. A. A New Kind of Natural Radioactivity // Nature. 1984. V. 307. P. 245–247.
159. Александров Д. В. и др. Наблюдение спонтанного вылета ядер ^{14}C из ^{223}Ra // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40, вып. 4. С. 152–154.
160. Brillard L. et al. Fine Structure in ^{14}C Radioactivity // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 1989. Дубна, 1990. С. 333–337.
161. Сандулеску А., Поенару В. Н., Грайнер В. Новый вид распада ядер, промежуточный между делением ядра и α -распадом // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11, вып. 6. С. 1334–1368.
162. Новацкий Б. Г., Оглоблин А. А. Новый вид радиоактивного распада атомных ядер // Вестн. АН СССР. 1988. Т. 1. С. 81–91.
163. Замятин Ю. С. и др. Кластерная радиоактивность — достижения и перспективы // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537–594.
164. Кадменский С. Г. и др. Распад атомных ядер с испусканием частиц с $A > 4$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50, № 9. С. 1686–1695.
165. Delion S. D., Insolia A., Liotta R. J. Pairing Correlation and Quadrupole Deformation Effects on the ^{14}C Decay // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4549–4552.
166. Кадменский С. Г. и др. Полуэмпирический метод анализа относительных вероятностей спонтанной эмиссии тяжелых кластеров // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 8. С. 80–86.
167. Christensen P. R., Winter A. The Evidence on the Ion–Ion Potentials from Heavy Ion Elastic Scattering // Phys. Lett. B. 1976. V. 65. P. 19–22.
168. Замятин Ю. С. и др. Где искать новые примеры кластерного распада? // ЯФ. 1994. Т. 57, № 11. С. 1981–1994.
169. Kuklin S. N., Adamian G. G., Antonenko N. V. Spectroscopic Factors and Cluster Decay Half-Lives of Heavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 014301-1–014301-8.