

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ЯДЕР, ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ю.П.Гангровский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментальных данных по разностям зарядовых радиусов ядер в основных и изомерных состояниях. Эти данные получены в экспериментах с использованием методов лазерной спектроскопии. Проанализирована связь между изменениями средне-квадратичных зарядовых радиусов ядер и параметрами квадрупольной деформации. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами на основе различных моделей (капельная модель и другие).

The review is presented of the experimental data on the charge radii difference for the nuclei in the ground and isomeric states. These data were obtained in the experiments using laser spectroscopy methods. The correlation of the mean-square charge radii difference with the quadrupole deformation parameters was analysed. The comparison of experimental data and theoretical calculations on the basis of different models (droplet model, etc.) was performed.

ВВЕДЕНИЕ

Распределение электрического заряда в ядре является одной из его важнейших характеристик. Оно позволяет судить о размерах и форме ядра, о характере взаимодействия между входящими в его состав нуклонами. Поэтому исследование этого распределения является одной из традиционных задач ядерной физики, и к настоящему времени в этой области накоплен большой объем экспериментальных данных.

Одним из основных методов исследования распределения электрического заряда в ядре является оптический. Этот метод основан на прецизионном измерении энергий уровней электронной оболочки атома, которые испытывают возмущения от электрического заряда ядра. Пространственное распределение заряда ядра вызывает сдвиг электронных уровней, а магнитный момент ядра — их расщепление. Хотя эти изменения очень малы (10^{-8} — 10^{-6} от энергии уровня), они могут быть измерены с высокой точностью современными методами оптической спектроскопии.

В последние годы с появлением лазеров с перестраиваемой длиной волны эти методы получили дальнейшее развитие. Уникальные свойства лазерного излучения — высокие монохроматичность (до 10^{-10} и выше) и интенсивность (до 10^{19} с⁻¹ в среднем и на много порядков выше в импульсе), направленность, когерентность — позволили значительно повысить точность и чувствительность измерений. Это дало возможность, с одной стороны, измерять малые изменения зарядовых радиусов или ядерных моментов при переходе от одного изотопа к другому или от основного состояния к изомерному, а с другой — перейти к исследованиям ядер, образующихся с очень малыми выходами, лежащих на границе нуклонной стабильности или находящихся в необычных состояниях. С использованием лазерного излучения был проведен целый ряд экспериментов по исследованию основных (или изомерных) состояний длинных цепочек (до 20—25 ядер) изотопов одного элемента. Эти исследования позволили существенно расширить информацию о ряде ядерных параметров — зарядовых радиусах, спинах, магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментах — и их зависимости от числа нейтронов в ядре. Значительная доля этой информации получена для ядер, исследования которых были недоступны старыми методами.

Целью данного обзора является систематизация данных об одном из этих параметров — зарядовом радиусе ядра, определяемом в экспериментах, использующих лазерное излучение, сравнение этих данных с выводами различных моделей (главным образом, капельной модели — droplet model) и обсуждение новых данных, получаемых из анализа экспериментальных результатов, о структуре ядра, о роли коллективных и одночастичных эффектов в различных областях нуклидов.

ОПИСАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ЯДРЕ

Уже первые опыты по рассеянию заряженных частиц на ядрах показали сложную картину распределения в них электрического заряда, как по радиальному, так и по азимутальному направлениям. Радиальное распределение характеризуется постоянной плотностью заряда по объему, небольшим уменьшением ее в центре ядра и плавным спадом на границе (рис. 1). Для описания этого распределения используются различные выражения, основанные на модельных представлениях о ядре. Одним из наиболее употребительных выражений является распределение Ферми, двухпараметровое [1]:

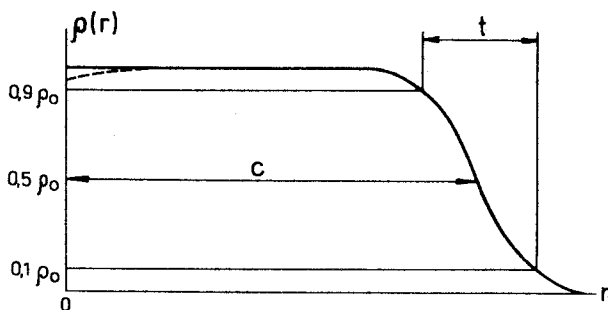


Рис.1. Радиальное распределение электрического заряда в ядре (распределение Ферми), ρ — плотность заряда, r — радиус ядра

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-c}{a}} \quad (1)$$

или трехпараметровое:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0 \left[1 + \omega \left(\frac{r}{c} \right)^2 \right]}{1 + \exp \frac{r-c}{a}}, \quad (2)$$

где ρ_0 — плотность заряда в центре ядра, определяемая из условий нормировки:

$$\int \rho(r) dv = \rho_0 \frac{4\pi}{3} c^3 \left[1 + \pi^2 \left(\frac{a}{c} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

(Из анализа экспериментальных данных $\rho_0 = 0,17$ нукл/фм³.) c — радиус половинной плотности, ω — параметр уменьшения плотности в центре ядра, a — параметр поверхностного слоя, связанный с расстоянием, на котором плотность заряда уменьшается от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$, выражением:

$$t = (4 \ln 3)a \approx 4,39a. \quad (4)$$

Значения этих параметров приводятся ниже при обсуждении экспериментальных данных и расчетов на основе различных моделей.

В первом приближении предполагается, что такое радиальное распределение заряда не зависит от азимутального направления.

Во многих случаях, особенно когда проводится сравнение экспериментальных данных для различных ядер, как в основном, так и в возбужденных состояниях, удобно охарактеризовать распределение электрического заряда в ядре одним параметром — его средним радиальным моментом n -го порядка:

$$\langle r^n \rangle = \frac{\int \rho(r)r^{n+2}dr}{\int \rho(r)r^2dr}. \quad (5)$$

При распределении Ферми в случае средних и тяжелых ядер, когда c заметно больше a , это выражение обычно представляют в виде ряда по степеням a/c :

$$\langle r^n \rangle = \frac{3}{n+3} c^n \left[1 + \frac{n(n+5)}{6} \pi^2 \left(\frac{a}{c}\right)^2 \dots \right]. \quad (6)$$

Наиболее часто используется радиальный момент второго порядка — среднеквадратичный зарядовый радиус (СКЗР):

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r)r^4dr}{\int \rho(r)r^2dr}. \quad (7)$$

СКЗР связан с параметрами распределения Ферми выражением (с точностью до эффектов второго порядка):

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} c^2 + \frac{7}{5\pi^2} a^2. \quad (8)$$

Для ядра с резкой границей и однородным распределением заряда (прямоугольное распределение):

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2, \quad (9)$$

где R — радиус ядра.

В ряде случаев рассматриваются и радиальные моменты более высоких порядков — $\langle r^4 \rangle$, $\langle r^6 \rangle$. Они оказываются более чувствительными к электрическому мультипольным моментам высших порядков (гексадекапольному и т.д.).

Азимутальное распределение электрического заряда во многих ядрах обнаруживает значительное отличие от сферической симметрии. Это распределение обычно записывают в виде разложения по сферическим гармоникам [2]:

$$V(\theta) = V_0(1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_3 Y_{30}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta) + \dots), \quad (10)$$

где r_0 — радиус сферического ядра того же объема, $Y_{i0}(\theta)$ — сферические функции, β_i — параметры деформации (соответственно, квадрупольная,

октупольная, гексадекапольная и т.д.). При таком азимутальном распределении выражение для СКЗР имеет вид

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_0 \left\{ 1 + \frac{5}{4\pi} (\beta_2^2 + \beta_3^2 + \beta_4^2) + \frac{5}{84} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{3/2} \beta_2^3 + \right. \\ \left. + \frac{1}{6} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{3/2} \beta_2 \beta_3^2 + \frac{75}{28} \left(\frac{1}{\pi} \right)^{3/2} \beta_2^2 \beta_4 \right\}, \quad (11)$$

где $\langle r^2 \rangle_0$ — СКЗР сферического ядра того же объема. Если ни один из параметров β не превышает 0,3, то в выражении (11) можно ограничиться только квадратичными членами β (вклад от остальных членов менее 10%).

Параметры деформации определяются через мультипольные электрические моменты того же порядка:

$$Q_\lambda = \frac{3}{\sqrt{(2\lambda + 1)\pi}} ZR^\lambda \beta_\lambda, \quad (12)$$

где λ — порядок мультипольности ($\lambda = 2; 3; 4 \dots$), $R = 1,2A^{1/3}$ фм. Для сильнодеформированных ядер, где необходим учет параметров β более высоких порядков, выражение для квадрупольного Q_2 и гексадекапольного Q_4 моментов имеют вид

$$Q_2 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta_2 \left(1 + \frac{1}{8} \sqrt{5/\pi} \beta_2 + \frac{5}{8\pi} \beta_2^2 + \dots \right), \quad (13)$$

$$Q_4 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} ZR^4 \beta_4 \left(1 + \sqrt{\frac{3}{\pi}} \beta_2 + \dots \right). \quad (14)$$

Известен целый ряд способов экспериментального определения электрических мультипольных моментов. Один из самых распространенных — измерение приведенных вероятностей электрических переходов соответствующей мультипольности λ . В случае четно-четных ядер и квадрупольных моментов их значения определяются приведенными вероятностями переходов в нижнее возбужденное состояние со спином 2^+ . В остальных случаях (нечетные ядра и другие мультипольные моменты) необходимо учитывать переходы и на другие возбужденные уровни:

$$B(E\lambda) = e^2 \left| \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{16\pi}} Q_\lambda \right|^2, \quad (15)$$

$$\beta_\lambda^2 = \frac{16\pi^2}{9Z^2 R_0^{2\lambda}} B(E\lambda). \quad (16)$$

В сферических или слабodeформированных ядрах отклонения от равновесной формы возникают в результате колебаний поверхности:

$$\rho(r, \alpha_{\lambda\mu}) = \rho_e(r) - R_0 \frac{\delta\rho}{\delta r} \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}, \quad (17)$$

где ρ_e — плотность заряда при равновесной форме, $\alpha_{\lambda\mu}$ — коэффициенты отклонения порядка λ от равновесной формы, связанные с параметрами деформации соотношением

$$\beta_\lambda^2 = \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu}^2.$$

Эти параметры динамической деформации, так же, как и статической, определяются выражением (16) [3]. В этом случае и мультипольные моменты рассматриваются как динамические. В переходных ядрах, где заметную роль играют и статическая форма, и амплитуда нулевых колебаний, полученные с помощью (16) значения β_λ представляют суперпозицию обоих видов деформаций (статической и динамической).

Сводка экспериментальных значений параметров квадрупольной деформации, полученных из измеренных значений $B(E2 \ 0 \rightarrow 2)$, представлена в обзоре [4], а значений $B(E3 \ 0 \rightarrow 3)$ — в [5].

Другой способ определения квадрупольных моментов (только статических и для ядер со спином $I \geq 1$) основан на их взаимодействии с градиентом электрического поля. Измеренный этим способом квадрупольный момент (спектроскопический Q_s) связан с внутренним Q_0 , определяемым выражением (12), проекционным множителем:

$$Q_s = \frac{I(2I-1)}{2I+1(2I+3)} Q_0. \quad (18)$$

Из выражения (11) следует, что разность СКЗР двух ядер, отличающихся числом нейтронов (N и N'), с точностью до квадратичных членов β_i равна

$$\Delta \langle r^2 \rangle^{N, N'} = \Delta \langle r^2 \rangle_0^{N, N'} + \frac{5}{4\pi} \langle \bar{r}^2 \rangle_0 \sum_i \Delta \langle \beta_i^2 \rangle, \quad (19)$$

где $\langle \bar{r}^2 \rangle_0$ — среднее значение СКЗР сравниваемых ядер. Видно, что эту разность можно представить в виде двух слагаемых: одно из них определяет разность сферических ядер того же объема, а другое — разность поправок на деформацию.

МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ

Размеры и форма ядер, распределение в них электрического заряда и ядерного вещества определяются в основном ядерными силами, по отношению к которым электромагнитные силы вносят лишь относительно малую поправку. Поэтому теоретические расчеты указанных характеристик ядер основаны на наших представлениях о взаимодействии между нуклонами в ядре. Поскольку эти представления еще далеки от окончательного понимания, то во всех расчетах используются различные модели, описывающие межнуклонные взаимодействия.

Все эти модели можно разделить на две группы — микроскопические и феноменологические. Первые из них основаны на использовании реалистических нуклон-нуклонных потенциалов, а в расчетах применяются приближенные методы решения задачи многих тел, например, метод Хартри — Фока. Расчеты СКЗР по этому методу дали сравнительно хорошее согласие с экспериментом, например, для изотопов Na [6], Sn [7]. Однако каждая область ядер (или цепочки изотопов) требует своего подхода и конкретного выбора деталей межнуклонного потенциала.

Феноменологические модели основаны на использовании какого-либо математического выражения, использующего для описания ядерных характеристик ряд эмпирически найденных параметров. Это позволяет сравнительно просто, но вместе с тем детально проводить сравнение результатов расчета с экспериментальными данными и тем самым судить об областях применения модели и пригодности ее параметров.

Среди этих моделей в последнее время получила широкое развитие капельная модель (droplet model) [8-9], которая описывает целый ряд макроскопических свойств ядер — массы ядер, распределение в них электрического заряда, ядерные моменты. В этой модели СКЗР определяется выражением

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_u + \langle r^2 \rangle_r + \langle r^2 \rangle_d. \quad (20)$$

Первый член $\langle r^2 \rangle_u$ включает зависимость от размеров и формы ядра при равномерном распределении заряда:

$$\langle r^2 \rangle_u = \frac{3}{5} R_Z^2 (1 + \alpha_2^2 + \frac{10}{21} \alpha_2^3 - \frac{27}{35} \alpha_2^4 + \frac{10}{7} \alpha_2^2 \alpha_4 + \frac{5}{9} \alpha_4^2 + \dots), \quad (21)$$

где α — параметр деформации, отличающийся от входящего в (10) параметра β множителем $5/4\pi$. Второй член определяется перераспределением заряда из-за кулоновского расталкивания протонов:

$$\langle r^2 \rangle_r = \frac{12}{175} C^1 R_Z^2 \left(1 + \frac{14}{5} \alpha_2^2 + \frac{28}{15} \alpha_2^3 - \frac{29}{5} \alpha_2^4 + \frac{116}{15} \alpha_2^2 \alpha_4 + \frac{70}{26} \alpha_4^2 + \dots \right), \quad (22)$$

где $C^1 = 0,0156ZA^{-1/3}$.

Третий член отражает влияние на зарядовый радиус диффузности поверхностного слоя

$$\langle r^2 \rangle_d = 3b^2, \quad (23)$$

где $b = 0,99$ фм и является постоянным для всех ядер и не зависящим от формы ядра.

$$R_Z = r_0 A^{1/3} (1 + \epsilon) - (N/A)t, \quad (24)$$

здесь t — толщина нейтронного слоя на поверхности ядра, ϵ — поправка к ядерному радиусу, определяемая параметрами модели, $r_0 = 1,18$ фм. Определение параметров t и ϵ рассматривается в работе [9].

Сравнение рассчитанных с помощью выражений (20) — (24) значений СКЗР с экспериментальными (с учетом известных значений параметров деформации α_2 и α_4) обнаруживает по всему диапазону ядер среднее отклонение 0,031 фм, а сдвиг центра отклонения — 0,015 фм.

Наибольшие отклонения наблюдаются при магических числах нейтронов и при больших деформациях ядер. Без учета деформации ядер согласие с экспериментальными данными значительно хуже. Это означает, что оболочечные эффекты проявляются в основном через изменение формы ядра, которая определяется как статической деформацией, так и амплитудой нулевых колебаний.

Предполагается, что параметры модели не зависят от Z , N и формы ядра. Это, естественно, не имеет строгого обоснования и может не выполняться. Например, из ряда экспериментов следует зависимость параметра поверхностного слоя b от числа нейтронов в ядре [10, 11].

Из выражений (20) — (24) следует, что изменение СКЗР при добавлении пары нейтронов $\Delta \langle r^2 \rangle^{N, N+2}$ составляет при неизменной деформации $\sim 0,12$ фм² в широком диапазоне Z и A . Изменение деформации при этом рассматривается как поправка к $\Delta \langle r^2 \rangle$. Зависимость этой поправки от изменения параметра квадрупольной деформации β_2 для различных начальных значений этого параметра представлена на рис.2. Видно, что эта поправка $\Delta \langle r^2 \rangle_\beta$ может быть значительной. Например, для ядра с $A = 150$ при изменении β от 0,2 до 0,3 (такие изменения имеют место на границах областей деформированных ядер) рост СКЗР составляет 0,43 фм², что заметно больше роста СКЗР при добавлении пары нейтронов.

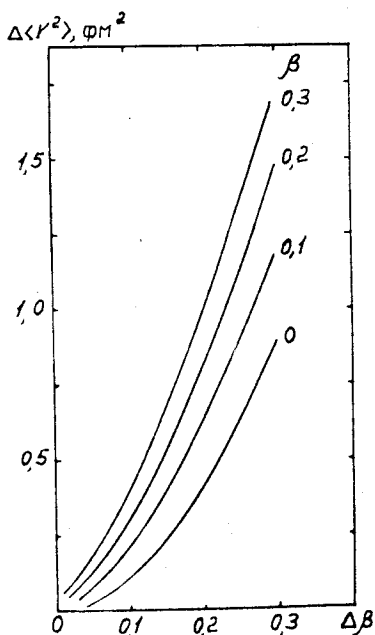


Рис. 2. Зависимость разности СКЗР ядер $\Delta\langle r^2 \rangle$ с параметрами деформации β и $\beta + \Delta\beta$ от $\Delta\beta$. Цифры у каждой кривой означают начальную деформацию β

Расчеты изменений СКЗР по капельной модели обычно используют при анализе данных. Отклонения значений $\Delta\langle r^2 \rangle$ от рассчитанных при одинаковой деформации сравниваемых ядер служат указанием на изменение деформации. Однако, как будет показано ниже, полученные таким способом значения изменений деформации не всегда соответствуют их независимым измерениям.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР

Экспериментальные методы определения зарядовых радиусов ядер (а также параметров, описывающих распределение электрического заряда в ядре) основаны на электромагнитном взаимодействии «пробных» частиц с ядром. При этом результаты измерений будут наиболее определенными при использовании в качестве «пробных» частиц, испытывающих только электромагнитные взаимодействия. К таким частицам относятся электрон и мюон. Эти частицы используются в двух видах экспериментов:

1. Упругое рассеяние электрона и мюона на ядрах.
2. Измерение энергий стационарных состояний в системах, состоящих из электрона или мюона и ядра (в обычных атомах и мезоатомах).

Измерения углового распределения электронов с энергией несколько сотен мегаэлектронвольт, упруго рассеянных на ядрах, позволяют получить информацию о распределении электрического заряда в ядре и определить параметры (c и a), описывающие это распределение. Из этих параметров можно получить и СКЗР, пользуясь выражением (8). Точ-

ность определения $\langle r^2 \rangle$ составляет $\sim 10^{-3}$. Она пригодна для того, чтобы судить об изменении СКЗР при переходе от одного элемента к другому, но не всегда достаточна для сравнения СКЗР изотопов одного элемента. Сводка экспериментальных данных о параметрах зарядового распределения, полученных из упругого рассеяния электронов, приведена в обзоре [12].

Энергии квазистационарных состояний систем ядро — мюон (или ядро — электрон) также зависят от конечных размеров ядра. Сдвиг энергий особенно значителен для s -состояний. В случае мюонов он много выше, чем для электронов, из-за значительно большей их массы. Например, в свинце энергия связи наинизшего $1s$ -состояния мезоатома составляет ~ 10 МэВ, в то время как для точечного ядра она должна быть ~ 20 МэВ. В то же время $2p$ -состояния не так сильно подвержены влиянию размеров ядра. Поэтому измерения энергии ($2p \rightarrow 1s$)-перехода могут служить сравнительно точной мерой одного из параметров распределения электрического заряда в ядре. Измерение энергий радиационных переходов в мезоатоме позволяет получить более полную картину зарядового распределения, т.к. различные переходы чувствительны к разным моментам плотности заряда. Энергии каждого перехода соответствует определенный момент $\langle r^k \rangle$ радиального распределения заряда [13]. Эти моменты можно выразить через эквивалентный радиус:

$$R_k = \left[\frac{1}{3} (k + 3) \langle r^k \rangle \right]^{1/k}, \tag{25}$$

где показатель степени k определяется Z ядра и почти не зависит от вида зарядового распределения. Для СКЗР ядер редкоземельных элементов

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,782 R_k^2. \tag{26}$$

Разности энергий переходов $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ и $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ в мезоатомах для соседних изотопов составляют несколько килоэлектронвольт и могут быть измерены с высокой точностью. Это позволяет определять разности СКЗР с точностью до 5—10%, а абсолютные значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ — до $10^{-2}\%$. Однако сравнительно низкие интенсивности пучков мюонов позволяют проводить такие измерения только со стабильными изотопами, доступными в значительных количествах. Экспериментальные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$, полученные из измерений спектров мезоатомов, приведены в обзоре [14] и оригинальных работах [15-17].

В оптических и рентгеновских спектрах влияние конечных размеров ядра проявляется в разностях частот линий, соответствующих состояни-

ям, на которые протяженность ядра влияет в разной степени. Наибольшее смещение энергии имеет место для s - и p -состояний. Зависимость энергии этих состояний от размеров ядра определяется плотностью электронов в окрестностях $r = 0$. В первом приближении теории возмущений сдвиг n -го электронного уровня по отношению к точечному ядру определяется выражением

$$\Delta E = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) V_e(r) r^2 dr, \quad (27)$$

где $V_e(r)$ — потенциал, обусловленный n -м невозмущенным электроном, который нормирован к 0 в начале координат. В окрестностях ядра плотность электронов для $s_{1/2}$ - и $p_{1/2}$ -состояний равна

$$\rho_0(r_0) = -C e r^{2\sigma-2}, \quad (28)$$

где C — нормировочная константа (она больше для $s_{1/2}$ -состояния),

$$\sigma = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} \cong \sqrt{1 - (Z/137)^2}. \quad (29)$$

При таком описании плотности электронов выражение для сдвига уровней имеет вид

$$\Delta E = \left[\frac{4\pi Z^2 e C}{2\sigma(2\sigma + 1)} \right] \langle r^{2\sigma} \rangle. \quad (30)$$

Величина σ для большинства ядер близка к единице (например, для $Z = 50$ $\sigma = 0,92$, а для $Z = 92$ $\sigma = 0,74$). Поэтому входящая в выражение (30) для ΔE величина $\langle r^{2\sigma} \rangle$ близка к СКЗР.

На опыте определяют сдвиги энергий уровней не относительно точечного ядра, а между соседними изотопами одного элемента (изотопические сдвиги — ИС). Для этого измеряют энергии переходов между уровнями, которые по-разному подвержены влиянию конечных размеров ядра. Такие переходы связаны либо с изменением орбиты s -электрона (переход типа $ns \rightarrow np$ или $ns^2 \rightarrow nsnp$), либо с изменением экранирования внутренних заполненных оболочек s -электронов (переходы типа $nf^m \rightarrow nf^{m-1}(n+1)d$). Измерение разностей энергий этих переходов для разных изотопов позволяет определить изменения СКЗР $\Delta \langle r^2 \rangle$ при изменении числа нейтронов в ядре.

Измерения ИС проводятся как в рентгеновском, так и в оптическом диапазоне длин волн. В первом случае типичные значения ИС для переходов $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ находятся в области миллиэлектронвольт (например, для изотопов $^{92}\text{Mo} - ^{100}\text{Mo}$ $\Delta E = 30(5)$ мэВ, для изотопов $^{144}\text{Nd} - ^{150}\text{Nd}$

$\Delta E = 238(13)$ мэВ [18]). В то же время ширины линий ($K_{\alpha 1}$ - или $K_{\alpha 2}$ -линий) достигают десятков электронвольт (например, для Mo — 7,2 эВ, для W — 43,0 эВ). Такое соотношение между шириной линий и их сдвигом, естественно, ограничивает точность и чувствительность измерений. В то же время для $1s$ - и $2p$ -уровней отсутствуют примеси других конфигураций, поправки к сдвигам за счет других эффектов достаточно точно рассчитываются, поэтому дополнительные неопределенности, возникающие при переходе от измеренных ИС к значениям разностей СКЗР, невелики (они, как правило, не превышают 5%). Сводка экспериментальных значений $\Delta\langle r^2 \rangle$, измеренных методами рентгеновской спектроскопии, приведена в обзорах [19-20].

В случае оптических спектров ситуация другая. Значения ИС много больше ширины оптических линий (соответственно 10^{-9} — 10^{-8} эВ и 10^{-7} — 10^{-6} эВ). Однако примеси конфигураций в уровнях оптического диапазона и неопределенность поправок могут существенно увеличить погрешность значений разности СКЗР, несмотря на прецизионные измерения ИС.

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПИЧЕСКИХ СДВИГОВ

В последние годы для измерения ИС и сверхтонкой структуры оптических линий широкое применение получили лазеры с перестраиваемой длиной волны. Особенностью экспериментов с использованием лазеров является то, что энергии переходов не измеряются, а задаются длинами волн лазерного излучения, при которых наблюдаются резонансы возбуждения исследуемых уровней атома. Ширина линии генерации в лазерах со стабилизацией частоты может быть сужена до нескольких мегагерц ($\sim 10^{-9}$ эВ), и с такой же точностью может быть проведена калибровка разностей длин волн лазерного излучения (с помощью интерферометра Фабри — Перо). Это позволяет измерять расстояния между резонансами (ИС или сверхтонкую структуру) с точностью до $10^{-2}\%$. На практике эта точность обычно ограничивается доплеровским уширением оптической линии, которое возникает из-за взаимодействия лазерного излучения с атомами, движущимися по отношению к лучу под разными углами.

Высокая мощность лазерного излучения (до 1 Вт или 10^{19} фотон/с) и большое резонансное сечение поглощения лазерного кванта атомом (до 10^{-12} см²) приводят к тому, что каждый атом, попавший в зону лазерного излучения, испытывает возбуждение уже через 10^{-7} — 10^{-6} с. Если время жизни атома в возбужденном состоянии того же порядка, и он возвраща-

ется в исходное состояние, то за время пролета его через лазерный луч (расстояние в несколько миллиметров) он успевает поглотить и испустить до нескольких сотен световых квантов. Это позволяет регистрировать каждый атом, попавший в зону лазерного луча, и таким образом достигнуть высокой чувствительности измерений.

Все лазерные методы исследования оптических спектров атомов можно разделить по двум признакам: 1) по способу доставки атомов в зону лазерного излучения; 2) по способу выделения резонанса при взаимодействии лазерного излучения с атомами.

Способы доставки атомов к лазерному лучу:

а) Испарение образца с исследуемыми изотопами и формирование параллельного атомного пучка системой коллиматоров. Для испарения используется термическое нагревание образца в тигле, воздействие на него мощным лазерным излучением [20], электронным или ионным пучком.

б) Использование пучка ионов из масс-сепаратора. При этом производят возбуждение либо ионов, либо атомов после нейтрализации ионов в ячейке с парами щелочных элементов [21-22].

в) Испарение образца в газовой кювете [23] или вбивание в газовой объем продуктов ядерных реакций из облучаемой на ускорителе мишени [24].

г) Накопление ионов в электромагнитной ловушке [25].

Способы выделения резонансов при облучении атомов лазерным излучением:

а) Резонансная флуоресценция атомов в пучке, газовой кювете или ловушке. Возбужденный атом испытывает спонтанный распад с испусканием светового излучения.

б) Многоступенчатая ионизация атомов. Используется излучение двух или трех лазеров, которое в результате последовательного захвата световых квантов с возбуждением промежуточных уровней ионизует атом [26].

в) Оптическая накачка атомов. В результате целого ряда последовательных актов возбуждения — девозбуждения атомы оказываются на одной из компонент сверхтонкого расщепления основного состояния. Выделение таких атомов производится либо при пропускании их через неоднородное магнитное поле [27], либо при измерении анизотропии ядерного излучения, если возбуждающее лазерное излучение является поляризованным (метод RADOP) [28].

г) Светоиндуцированный дрейф атомов в буферном газе [29]. Атомы после захвата резонансного светового кванта увеличиваются в размерах, в результате чего уменьшается коэффициент диффузии. Таким образом можно вызвать направленное движение атомов относительно детекторов ядерного излучения.

Реальные экспериментальные установки, работающие как на пучке бомбардирующих частиц (в режиме on-line), так и вне его (off-line), основаны на различных комбинациях этих методов. Достигнутая чувствительность позволяет проводить измерения с потоками атомов или ионов до 10^4 с^{-1} . В отдельных случаях, когда производится регистрация частиц при очень низком фоне (например, осколков деления), эта минимальная интенсивность атомного пучка может быть еще более снижена [30,31]. При этом доступными для измерения оказываются изотопы с временами жизни до нескольких миллисекунд. Это минимальное время определяется в основном временем доставки атомов к лазерному лучу и в ряде случаев может быть существенно снижено. Например, если исследуемое ядро образуется непосредственно в зоне лазерного излучения (в реакции или при радиоактивном распаде), то становятся возможными исследования ядер с временами жизни вплоть до наносекунд [32]. В работе [33] были измерены изомерный сдвиг и сверхтонкое расщепление ядра ^{85}Rb в изомерном состоянии с временем жизни 1 мкс. Эти ядра образовывались при β -распаде ^{85}Kr в газовой ячейке.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ИЗ ИЗОТОПИЧЕСКИХ СДВИГОВ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ

Как уже отмечалось выше, измерение разностей резонансных частот при лазерном возбуждении атомов (или разностей длин волн оптических переходов) позволяет определять разности СКЗР изучаемых изотопов. Теория изотопических сдвигов оптических линий изложена в монографии [34], а сводка экспериментальных данных — в [35-37].

Изотопические сдвиги оптических линий атомов с ядрами с массовыми числами A и A' определяются двумя факторами:

$$\Delta\nu^{A,A'} = \Delta\nu_v^{A,A'} + \Delta\nu_m^{A,A'}, \quad (31)$$

где первый из них (полевой сдвиг) зависит от изменения объема ядра (или его зарядового радиуса), а второй — от изменения массы.

$$\Delta\nu_v^{A,A'} = F_i \lambda^{A,A'}, \quad (32)$$

$$F_i = E_i f(Z), \quad (33)$$

где E_i и $f(Z)$ — соответственно электронный и ядерный факторы (они обсуждаются ниже), а величина $\lambda^{A,A'}$ включает изменение параметров радиального распределения электрического заряда ядра:

$$\lambda^{A,A'} = \Delta\langle r^2 \rangle^{A,A'} + c_2/c_1 \Delta\langle r^4 \rangle^{A,A'} + c_3/c_1 \Delta\langle r^6 \rangle^{A,A'} + \dots, \quad (34)$$

здесь значения c_i отражают вклад моментов различных порядков. Этот вклад практически не зависит от главного квантового числа электронной оболочки, поэтому он одинаков для оптических и рентгеновских переходов. Значения c_i , рассчитанные для $(2p \rightarrow 1s)$ -переходов и фермиевского распределения заряда в ядре, приведены в работе [38]. Используя их, можно ввести поправку на вклад моментов более высокого порядка. Если ограничиться третьим порядком, то соотношение между λ и $\Delta\langle r^2 \rangle$ имеет вид

$$\Delta\langle r^2 \rangle^{A,A'} = \frac{1}{1+y} [\lambda^{A,A'} - (x-y)\Delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}], \quad (35)$$

где

$$x = \frac{10}{7} \frac{c_2}{c_1} \langle r^2 \rangle_{\text{сф}} + \frac{c_3}{c_1} \langle r^4 \rangle_{\text{сф}},$$

$$y = 2 \frac{c_2}{c_1} \langle r^2 \rangle_{\text{сф}} + 3 \frac{c_3}{c_1} \langle r^4 \rangle_{\text{сф}}, \quad (36)$$

$\langle r^2 \rangle_{\text{сф}}$, $\langle r^4 \rangle_{\text{сф}}$ — моменты зарядового распределения, рассчитанные по капельной модели, описанной выше [9]. При таком способе расчета отличие λ от $\Delta\langle r^2 \rangle$ составляет 0,4% для изотопов Ca ($Z = 20$) и 7,5% для изотопов Ra ($Z = 88$).

Другой способ учета поправки к значениям λ состоит в непосредственном расчете моментов этих порядков с использованием фермиевского распределения заряда в ядре и известных значений параметров деформации $\beta_2, \beta_4, \beta_6$ [39].

Массовый сдвиг включает два компонента — нормальный массовый сдвиг (НМС) и специфический массовый сдвиг (СМС):

$$\Delta\nu^{A,A'} = \frac{A-A'}{AA'} (M_{\text{НМС}} + M_{\text{СМС}}), \quad (37)$$

где $M_{\text{НМС}}$ и $M_{\text{СМС}}$ — константы этих сдвигов.

$$M_{\text{НМС}} = 5,487 \cdot 10^{-4} \nu_i, \quad (38)$$

где ν_i — частота атомного перехода, выраженного в МГц.

Специфический массовый сдвиг возникает из-за влияния коррелированного движения электронов на энергию отдачи ядра. Хотя, как видно из выражения (37), этот сдвиг быстро уменьшается с ростом массового числа ядра, его вклад в ряде случаев может быть значительным (в десят-

ки раз выше, чем от нормального массового сдвига). Значения $M_{\text{СМС}}$ могут быть оценены только в случае чистых переходов $ns \rightarrow np$:

$$M_{\text{СМС}} = (0,3 + 0,9)M_{\text{НМС}} \quad (39)$$

и $ns^2 \rightarrow nsnp$:

$$M_{\text{СНС}} = (0 + 0,5)M_{\text{НМС}} \quad (40)$$

В остальных случаях значения $\Delta\nu_{\text{СМС}}$ определяются из сравнения измеренных относительных значений λ (после поправки на нормальный массовый сдвиг) и известных для чистых ($ns \rightarrow np$)- или ($ns^2 \rightarrow nsnp$)- переходов или полученных из спектров КХ-лучей или спектров мезоатомов с помощью графика Кинга [40].

Таким образом, определение разностей зарядовых радиусов из измеренных изотопических сдвигов сводится к учету поправок на массовые сдвиги (нормальный и специфический) и вычислению электронного F_i и ядерного факторов $f(Z)$, связывающих в выражении (32) полевой сдвиг с изменением зарядового радиуса.

Электронный фактор определяет изменение полной нерелятивистской плотности электронного заряда в точке ядра $|\Delta\psi(0)|^2$ для измеряемого оптического перехода:

$$E_i = \frac{\pi a_0^3}{Z} |\Delta\psi(0)|^2, \quad (41)$$

где Z — атомный номер элемента, $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см — классический боровский радиус. Значения $|\Delta\psi(0)|^2$ могут быть достаточно точно рассчитаны лишь для чистых ($ns \rightarrow np$)- или ($ns^2 \rightarrow nsnp$)- переходов. В остальных случаях они определяются из сравнения измеренных значений $\Delta\nu$ с известными для чистых переходов с помощью графика Кинга. На этом графике по осям откладываются «модифицированные» изотопические сдвиги ε_i для исследуемой линии и чистого ($ns \rightarrow np$)- или ($ns^2 \rightarrow nsnp$)- перехода для нескольких пар изотопов:

$$\varepsilon_i = \Delta\nu_i^{A,A'} \frac{AA'}{A - A'}. \quad (42)$$

Наклон этой прямой определяет отношение электронных факторов E_i/E_k , а пересечение ее с осью X — специфический массовый сдвиг.

Ядерный фактор $f(Z)$ включает поправки к электронной волновой функции, возникающие из-за релятивистских эффектов и конечных размеров ядра:

$$f(Z) = \frac{5}{2} \bar{A}^{-1/3} c^{A,A'} \left(\frac{R_{\text{экв}}}{r_0 \bar{A}^{1/3}} \right)^{2\sigma-2} \left[r_0 (A - A') \right]^{-1}, \quad (43)$$

где $\bar{A} = \frac{A + A'}{2}$, $r_0 = 1,2$ фм, $R_{\text{экв}}^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle$, $\sigma = (1 - \alpha^2 Z^2)$, где α — постоянная тонкой структуры (1/137), $c^{A,A'}$ — теоретическая константа изотопического сдвига для однородно заряженной сферы с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$. Рассчитанные с помощью (43) значения $f(Z)$, а также зависимость их от Z для ядер, лежащих в долине β -стабильности, приведены в работе [41].

Для ядер с другим соотношением Z и N вплоть до границы нуклонной стабильности отличия $f(Z)$ не превышают 2%.

Из рассмотренного видно, что определение разностей зарядовых радиусов из измеренных изотопических сдвигов представляет собой достаточно сложную процедуру с введением ряда поправок, которые не всегда корректно рассчитываются. Это ведет, естественно, к увеличению погрешностей значений $\Delta \langle r^2 \rangle$. Хотя с помощью лазерных методов значения изотопических сдвигов измеряются с точностью до долей процента, такая точность сохраняется лишь для относительных значений λ (см. (32)). Точность абсолютных значений разностей СКЗР ухудшается для чистых ($ns \rightarrow np$)- или ($ns^2 \rightarrow nsnp$)- переходов до 5—7%, а для смешанных переходов — до 10—15% и более.

Измерения оптических спектров позволяют получать информацию и о других параметрах зарядового распределения в ядрах — магнитных дипольных (μ) и электрических квадрупольных (Q_2) моментах. Эти моменты вызывают сверхтонкое расщепление атомных уровней. Расщепление приводит к тому, что каждый переход между уровнями с полными моментами F_1 и F_2 состоит из ряда компонент, положение которых определяется выражениями:

$$\nu(F_1) - \nu(F_2) = \nu_0 + W(F_1) - W(F_2), \quad (44)$$

$$W(F_i) = \frac{A_i C_i}{2} + B_i \frac{0,75 C_i (C_i + 1) - I(I + 1) J_i (J_i + 1)}{2I(2I - 1) J_i (2J_i - 1)}, \quad (45)$$

где ν_0 — частота нерасщепленного оптического перехода, I и J_i — спины ядра и уровня электронной оболочки ($i = 1$ или 2), F_i равно векторной

сумме I и J_i , $C_i = F_i(F_i + 1) - I(I + 1) - J_i(J_i + 1)$, константы A_i и B_i определяют, соответственно, μ и Q_s :

$$A = -\frac{\mu \langle H(0) \rangle}{I - J}, \quad (46)$$

$$B = -e^2 Q_s \langle V_{zz}(0) \rangle, \quad (47)$$

где $H(0)$ и $V_{zz}(0)$ — напряженность магнитного поля и градиент электрического поля, создаваемые оболочкой атома в месте расположения ядра.

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СКЗР

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по разностям зарядовых радиусов, полученный с использованием методов лазерной спектроскопии. Проведены измерения для более 500 ядер элементов от Na до Cm. Для целого ряда элементов исследованы длинные цепочки изотопов, включающие более 20 ядер (например, для Hg — 26 ядер, для Cs — 28 ядер), как в основном, так и в изомерном состоянии. Из этих данных можно установить ряд общих закономерностей изменений СКЗР:

1. С увеличением числа нейтронов в ядре зарядовые радиусы растут, как правило, медленнее, чем это следует из известного соотношения $R = r_0 A^{1/3}$.

2. Наблюдается сильное влияние на зарядовые радиусы деформации ядра. СКЗР растут гораздо быстрее, если увеличение числа нейтронов сопровождается ростом деформации. В противном случае рост СКЗР значительно слабее. В некоторых случаях имеет место даже уменьшение СКЗР, т.е. снижение деформации проявляется сильнее, чем рост объема ядра. На рис. 3 представлена зависимость СКЗР от числа нейтронов в ядре для длинной цепочки изотопов Ba [42]. Видно, что поведение СКЗР совершенно различно в области $N < 82$, где квадрупольная деформация падает с приближением к замкнутой нейтронной оболочке, и в области $N > 82$, где деформация растет.

3. На границах областей деформированных ядер имеют место наиболее сильные изменения СКЗР — скачки зарядовых радиусов.

4. При добавлении одного нейтрона изменение СКЗР обычно составляет менее половины его изменения при добавлении пары нейтронов (четно-нечетное чередование СКЗР), хотя для некоторых областей ядер имеются исключения из этого правила.

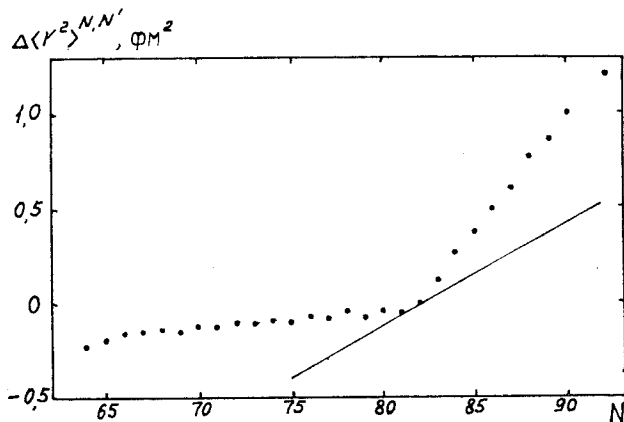


Рис.3. Зависимость изменения СКЗР изотопов Ва $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ относительно ядра с $N = 82$ от числа нейтронов в ядре N . Прямая — расчет по каплевой модели

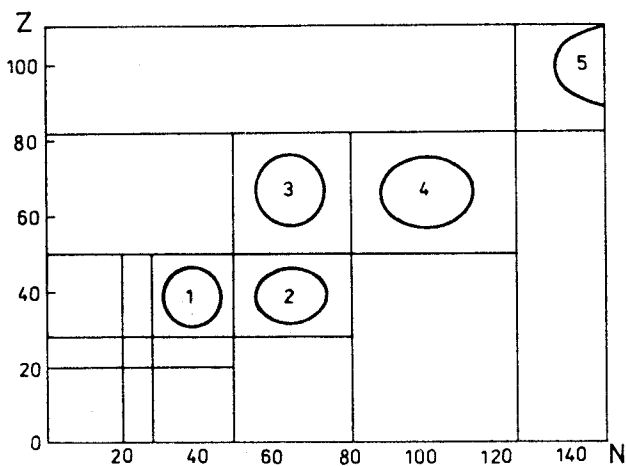


Рис.4. Карта изотопов. По оси X и Y отложены числа нейтронов N и протонов Z в ядре. Прямыми линиями показаны замкнутые оболочки, а овалами — области деформированных ядер

Эти общие закономерности не всегда выполняются в выделенных областях ядер. Для более детального анализа экспериментальных данных ниже рассмотрены отдельные области ядер:

- 1) вблизи заполненных оболочек протонов и нейтронов;

- 2) на границах областей деформаций;
- 3) в центре областей деформаций;
- 4) в изомерных состояниях.

Положения этих областей на карте изотопов можно видеть на рис. 4.

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ЯДЕР ВБЛИЗИ ЗАПОЛНЕННЫХ ПРОТОННЫХ ОБОЛОЧЕК

Ядра с заполненными оболочками имеют сферическую (или близкую к сферической) форму. Отклонения их формы от сферы связаны в основном с колебаниями ядерной поверхности, амплитуда которых относительно невелика. Поэтому можно ожидать сравнительно слабого влияния деформации ядра на его зарядовый радиус, а другие влияющие на него эффекты, например, связанные с заполнением нейтронных оболочек, должны проявляться сильнее.

Длинные изотопные цепочки ядер с замкнутыми протонными оболочками исследованы для Z , равных 20 (Ca), 50 (Sn) и 82 (Pb), а также для соседних с ними ядер (изотопы K, Cd, In, Hg, Tl). Примеры изменений СКЗР с ростом числа нейтронов в ядре (относительно $\langle r^2 \rangle$ для ядра с минимальным N) представлены на рис. 5, 7 и 10. Видно заметное различие этих зависимостей для каждой из оболочек. В определенной степени эти различия связаны с разным положением исследованных цепочек относительно замкнутых нейтронных оболочек. В случае изотопов Ca и K цепочка изотопов охватывает всю область между замкнутыми оболочками из 20 и 28 нейтронов. Цепочки изотопов Cd, In и Sn расположены в центре области между оболочками с $N = 50$ и 82, а изотопы Hg, Tl, Pb — вблизи оболочки из 126 нейтронов. Все это требует отдельного анализа поведения СКЗР для каждой из цепочек с изменением числа нейтронов в ядре.

В случае изотопов Ca зависимость СКЗР от числа нейтронов (рис. 5) имеет необычный вид (по сравнению с другими цепочками) — рост в диапазоне $N = 20+24$ и падение с приближением к $N = 28$ [43]. Изотопы ^{40}Ca и ^{48}Ca имеют практически одинаковые СКЗР, несмотря на

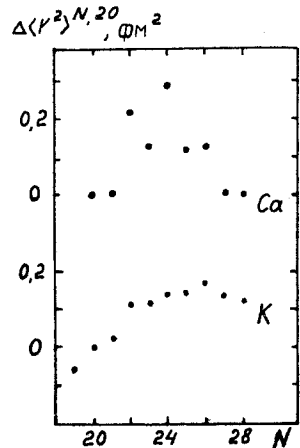


Рис. 5. Зависимость изменения СКЗР $\Delta \langle r^2 \rangle^{N,N}$ изотопов Ca и K (относительно ядра с $N = 20$) от числа нейтронов в ядре N

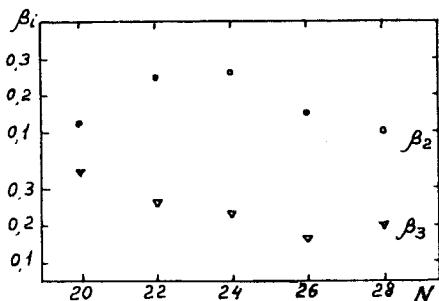


Рис. 6. Зависимость параметров квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации изотопов Са от числа нейтронов в ядре

значительное различие в числе нейтронов. Из капельной модели следует, что при одинаковой деформации ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca разность их СКЗР должна составлять $0,4 \text{ фм}^2$. Можно предположить, что

наблюдаемое поведение СКЗР ядер Са связано с изменением их деформации.

Зависимость параметров квадрупольной β_2 [4] и октупольной β_3 [5] деформации от числа нейтронов в ядре для изотопов Са представлена на рис. 6. Видно, что квадрупольная деформация максимальна для ядер в центре области (^{42}Ca , ^{44}Ca), а октупольная деформация падает от ^{40}Ca к ^{48}Ca . Такое поведение параметров деформации β_2 и β_3 качественно

объясняет наблюдаемую зависимость $\langle r^2 \rangle$ от N — в начале области быстрый рост СКЗР связан с увеличением и числа нейтронов, и квадрупольной деформации, а в конце — уменьшение СКЗР можно объяснить тем, что падение деформации (как квадрупольной, так и октупольной) компенсирует рост объема ядра. Однако расчеты СКЗР по капельной модели с использованием принятых в ней параметров и приведенных на рис. 6 значений β_2 и β_3 не приводят к количественному согласию с экспериментальными данными — рост СКЗР от ^{40}Ca к ^{48}Ca за счет увеличения числа нейтронов (и, следовательно, объема ядра) не компенсируется его уменьшением за счет падения деформации. По-видимому, имеются и другие факторы, существенно влияющие на изменение СКЗР. К ним, вероятно, относится толщина поверхностного слоя, которая может быть больше обогащенного протонами ядра ^{40}Ca .

Необычное поведение ядер Са относится только к их зарядовым радиусам. Радиусы нуклонного распределения ^{40}Ca и ^{48}Ca , определяемые из упругого рассеяния тяжелых заряженных частиц, существенно различаются. Например, из упругого рассеяния протонов следует, что разность среднеквадратичных нуклонных радиусов ядер ^{48}Ca и ^{40}Ca составляет $0,16 \text{ фм}^2$ [44].

В случае цепочки изотопов К ($Z = 19$) [45] зависимость СКЗР от числа нейтронов в ядре близка к наблюдаемой для изотопов Са. Однако падение СКЗР с приближением к замкнутой оболочке $N = 28$ не столь резкое,

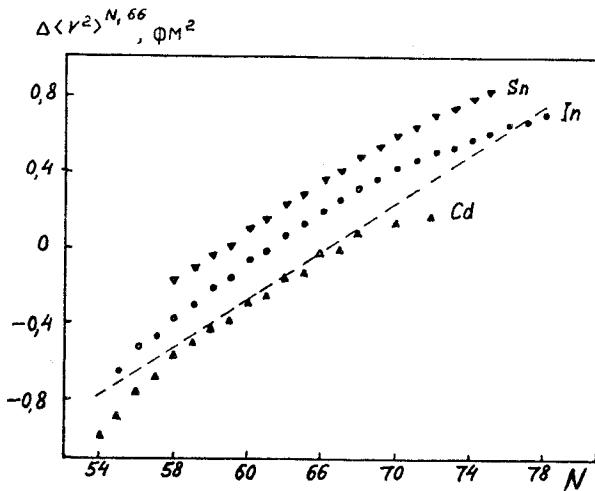


Рис. 7. Зависимость изменения СКЗР изотопов Cd, In и Sn (относительно ядра с $N' = 66$) от числа нейтронов в ядре N . Прямая — расчет по каплевой модели

и значение $\langle r^2 \rangle$ для ^{47}K ($N = 28$) на $0,124$ фм² больше, чем для ^{39}K ($N = 20$). Параметры деформации β_2 и β_3 для ядер К известны не столь точно, как для ядер Са. Если же их значения и зависимость от N такие же, как и для Са, то использование их в расчетах по каплевой модели приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом.

Изменения СКЗР между замкнутыми оболочками из 50 и 82 нейтронов у изотопов Cd [46], In [47] и Sn [48] ($Z = 48-50$) представлены на рис. 7. В этом случае все зависимости $\langle r^2 \rangle$ от N имеют сходный вид — линейный рост в центре цепочки, более быстрый в начале и более медленный в конце. Эти зависимости, напоминающие по форме параболу, можно аппроксимировать полиномом второй степени:

$$\Delta\langle r^2 \rangle_{\bar{N}, N} = a(\bar{N} - N) + b(\bar{N} - N)^2, \quad (48)$$

где $\bar{N} = 66$ — число нейтронов в ядре в центре изучаемой области, a и b — параметры полинома (их значения приведены в табл. 1).

Первый из параметров отражает изменение объема ядра. Он близок, как видно из табл. 1, к рассчитанному по каплевой модели изменению СКЗР при неизменной деформации. Второй член учитывает изменение деформации ядра, он соответствует $\frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle \sum_i \Delta(\beta_i^2)$ в выражении (19).

Таблица 1. Параметры параболы, описывающей зависимость разности СКЗР от числа нейтронов в ядре

Z	$A - A'$	$N - N'$	$a, \text{фм}^2$	$b, \text{фм}^2$
$_{48}\text{Cd}$	102-120	54-72	0,047(1)	$-2,64(12) \cdot 10^{-3}$
$_{49}\text{In}$	104-127	55-78	0,060(1)	$-1,47(13) \cdot 10^{-3}$
$_{50}\text{Sn}$	108-125	58-75	0,048(1)	$-3,4(2) \cdot 10^{-3}$
$_{70}\text{Yb}$	152-176	82-106	0,059(1)	$-2,4(2) \cdot 10^{-3}$

Примечание. Число в скобках означает погрешность значений.

Предполагается, что при $N = 66$ ядро имеет максимальную деформацию, которая уменьшается с приближением к $N = 50$ и $N = 82$.

На рис.8 представлена зависимость параметров квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации от числа нейтронов в ядре. Для изотопов Cd и Sn значения β_2 и β_3 получены с использованием выражения (16) из приведенных вероятностей переходов. Поэтому они отражают динамические изменения формы ядра. В случае изотопов In значения β_2 определены из спектроскопических квадрупольных моментов, и они связаны со статической деформацией ядра. Из рис.8 видно, что поведение квадрупольной деформации не соответствует указанному предположению (максимум в центре области). В изотопах Cd значения β_2 растут с увеличением N и достигают максимума при $N = 72$, а в изотопах Sn наблюдается уменьшение β_2 во всем исследуемом диапазоне N . Кроме того, изменения параметров квадрупольной деформации во всем диапазоне массовых чисел

невелики (например, β_2 меняется от 0,173 для ^{106}Cd до 0,193 для ^{118}Cd или от 0,123 для ^{112}Sn до 0,095 для ^{124}Sn) и не могут объяснить наблюдаемого наклона зависимости СКЗР от N . В изотопах In параметры статической квадрупольной де-

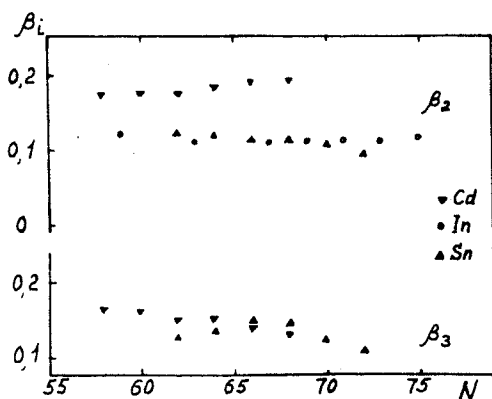


Рис.8. Зависимость параметров квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации Cd, In и Sn от числа нейтронов в ядре

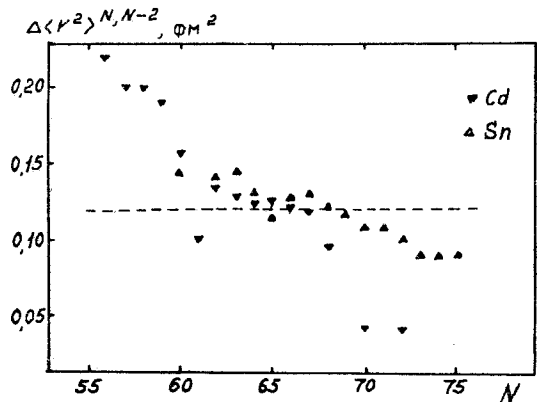
формации близки по величине и также не могут объяснить наблюдаемой зависимости $\langle r^2 \rangle$ от N .

Как видно из рис.8, исследуемые ядра характеризуются, кроме квадрупольной, значительной октупольной деформацией. В изотопах Sn значения β_3 превосходят β_2 и максимальны в центре области (для ^{116}Sn). Учет октупольной деформации (наряду с квадрупольной) существенно улучшает согласие экспериментальных значений изменений СКЗР с рассчитанными по капельной модели в случае изотопов Sn. Такое же влияние октупольной деформации на СКЗР отмечалось для ядер Zr, имеющих замкнутую протонную подоболочку ($Z = 40$) [49]. Однако в изотопах Cd изменения β_3 малы и учет их не устраняет разногласий расчетных и экспериментальных данных. По-видимому, как и в изотопах Ca, имеются другие эффекты, существенно влияющие на зарядовые радиусы указанных ядер.

Чтобы более детально судить об изменениях СКЗР, на рис.9 представлена зависимость изменения СКЗР при добавлении пары нейтронов $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ от числа нейтронов в ядре. Видно, что для всех цепочек в начале области значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ заметно больше, чем в конце, и их разделяет область, где изменения СКЗР соответствуют предсказаниям капельной модели. Можно предположить, что такое поведение разностей СКЗР связано с переходом от заполнения нейтронных оболочек $d_{5/2}$ и $g_{7/2}$ к оболочкам $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ и $h_{11/2}$ в районе $N = 64$.

Изменения зарядовых радиусов с ростом числа нейтронов в ядрах, близких к замкнутой оболочке 82 протонов (изотопы Hg [50], Tl [51] и Pb [52]), представлены на рис.10. При $N < 126$ видна практически линейная зависимость $\langle r^2 \rangle$ от N для всех элементов, наклон которой несколько меньше, чем у рассчитанной по капельной модели. Включение поправок на изменение квадрупольной деформации (значения β_2) представлены на рис.11) практически устраняет и это разногласие.

Рис.9. Зависимость изменения СКЗР изотопов Cd, In и Sn при добавлении пары нейтронов $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ от числа нейтронов в ядре



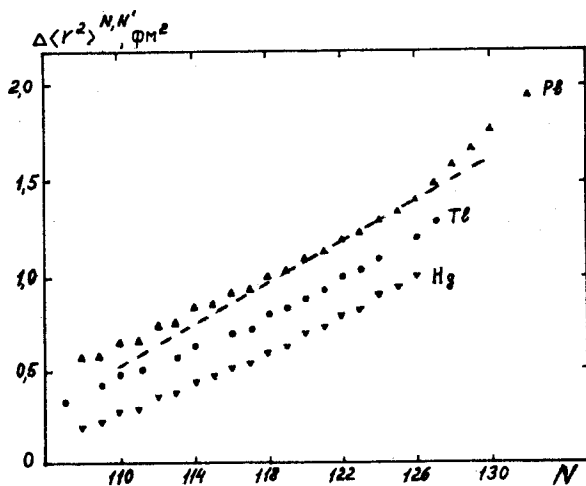


Рис.10. Зависимость изменения СКЗР изотопов Hg, Tl и Pb (относительно $N' = 82$) от числа нейтронов в ядре

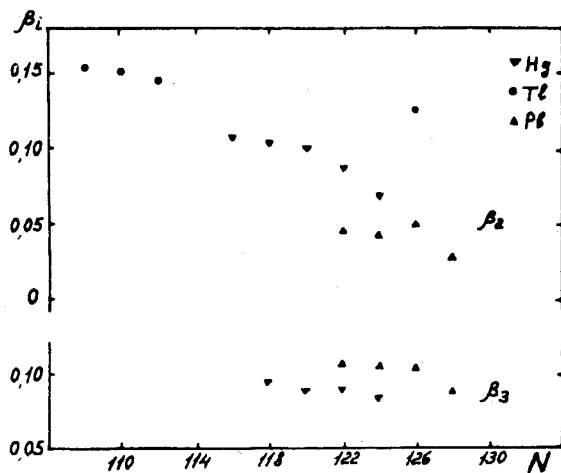


Рис.11. Зависимость параметров квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации изотопов Hg и Pb от числа нейтронов в ядре

Сравнение рис.5,7 и 10 показывает, что с ростом атомного номера зависимость от числа нейтронов зарядового радиуса ядра с замкнутой протонной оболочкой претерпевает существенные изменения — от кривой с

максимумом для Са до прямой линии у Рb. Такое различие, очевидно, связано с изменением вклада разных эффектов в распределение электрического заряда в ядре: В легких ядрах велика роль поверхностного слоя и формы ядра (деформаций различных порядков), их изменения с ростом N могут быть заметными и сильно влиять на изменения зарядовых радиусов. В тяжелых ядрах их роль уменьшается и основным становится изменение объема ядра с ростом числа нейтронов в нем.

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ЯДЕР ВБЛИЗИ ЗАПОЛНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК

Из рис.4 и 10 (цепочки изотопов Ва и Рb) видно, что наклон зависимости СКЗР от N меняется при пересечении замкнутой нейтронной оболочки. Это может означать разное влияние на распределение заряда в ядре и, следовательно, на зарядовый радиус нейтронов, начинающих заполнять оболочку и заканчивающих ее заполнение. К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных по изменениям зарядовых радиусов ядер с числом нейтронов, близким к магическим ($N = 20, 28, 50, 82$ и 126). В табл.2 представлены разности зарядовых радиусов ядер с замкнутой нейтронной оболочкой и с числом нейтронов, бóльшим или меньшим на 1 и 2 (использованы данные из обзоров [35—37]). В табл.2 можно видеть большие различия значений $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ при $N' < N$ и $N' > N$, но в то же время близкие значения этих разностей для ядер разных элементов, отличающихся на одинаковое число нейтронов от магического. В большинстве случаев различие этих значений не выходит за пределы взаимных погрешностей измерений. Единственным исключением является Eu ($Z = 63$) — в то время как у всех соседних ядер при $N < 82$ наблюдается слабое уменьшение СКЗР, у ядер Eu — небольшой рост СКЗР.

На рис.12 представлена зависимость указанных выше разностей СКЗР от числа нейтронов в ядре вблизи заполненных оболочек. Из-за малого различия $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ для разных элементов приведены их усредненные по Z значения с погрешностью, соответствующей их среднему разбросу. Видно, что при $N' < N$ значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ заметно меньше рассчитанных по капельной модели для сферических ядер ($0,055 \text{ фм}^2$ при $N' - N = 1$), а при $N' > N$ — заметно больше. Особенно велики эти различия при $N = 50$ и 82 . Очевидно, причиной такого поведения СКЗР является влияние на них эффектов структуры ядра и, в первую очередь, его деформации.

Таблица 2. Разности СКЗР ядер вблизи
заполненных нейтронных оболочек $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$, фм²

<i>N</i>	<i>Z</i>	Ядро	<i>N</i> - 2	<i>N</i> - 1	<i>N</i> + 1	<i>N</i> + 2
20	18	Ar	0,07(1)			0,17(2)
	19	K		-0,056(44)	0,021(19)	0,112(37)
	20	Ca			0,0032(25)	0,2153(49)
28	19	K	0,046(40)	0,015(20)		
	20	Ca	0,145(18)	0,009(10)		0,295(48)
	24	Cr	0,073(22)		0,062(18)	0,159(40)
50	36	Kr	0,033(7)			0,304(13)
	37	Rb	0,033(60)	0,025(34)	0,127(41)	0,283(57)
	38	Sr	0,050(2)	0,007(2)	0,124(5)	0,277(22)
	40	Zr			0,137(16)	0,224(26)
	42	Mo				0,226(19)
82	54	Xe	-0,057(7)			
	55	Cs	-0,057(15)		0,117(20)	0,270(50)
	56	Ba	-0,034(4)	-0,066(5)	0,119(8)	0,269(15)
	57	La	-0,055(27)	-0,080(10)		
	58	Ce	-0,020(4)			0,265(12)
	60	Nd	-0,021(25)	-0,062(13)	0,125(14)	0,269(26)
	62	Sm	-0,006(9)	-0,043(11)	0,123(7)	0,261(20)
	63	Eu	0,012(2)	0,040(3)	0,114(7)	0,250(14)
	64	Gd				0,30(3)
	65	Tb			0,084(9)	0,207(11)
	66	Dy	-0,013(2)			0,243(22)
70	Yb				0,350(30)	
126	80	Hg	-0,107(5)	-0,071(5)		
	81	Tl	-0,103(10)		0,099(15)	
	82	Pb	-0,109(3)	-0,068(3)	0,087(2)	0,195(3)
	87	Fr	-0,099(3)	-0,064(3)		
	88	Ra	-0,091(15)	-0,061(8)		

Известно, что квадрупольная деформация является наименьшей у ядер с замкнутой нейтронной оболочкой и растет при любом изменении *N*. Можно ввести поправки на изменение деформации, используя выражения (16) и (19), но они оказываются слишком малыми, чтобы достигнуть согласия с экспериментальными значениями $\Delta\langle r^2 \rangle$. Увеличение параметра β_2 при переходе к ядрам, отличающимся на два нейтрона от магических, не превышает 0,03, и это соответствует разности СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}^{N,N\pm 2}$ не более чем 0,06 фм². Однако в ядрах с числом нуклонов, близким к магическим, важную роль могут играть и более сложные изме-

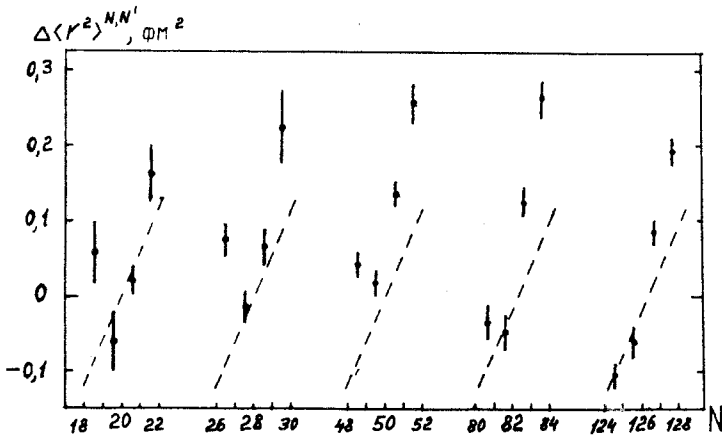
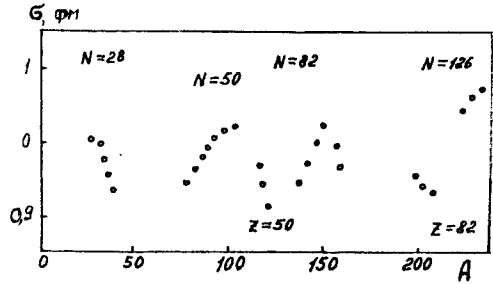


Рис.12. Зависимость разностей СКЗР ядер $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$, усредненных по Z (относительно N' магического), от числа добавляемых нейтронов. Пунктир — расчет по каплевой модели

Рис.13. Зависимость толщины поверхностного слоя ядра σ от массового числа ядра A



нения формы ядра, например, октупольная деформация, как это было показано выше на примере изотопов Sn. Другим фактором, влияющим на зарядовые радиусы ядер, является их поверхностный слой. Из опытов по упругому рассеянию электронов на ядрах [10] следует, что толщина этого слоя минимальна для ядер с замкнутыми протонными и нейтронными оболочками и растет при добавлении нуклонов (рис.13). Возможно, учет всех этих эффектов приведет к согласию с наблюдаемыми значениями $\langle r^2 \rangle^{N,N'}$.

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ НА ГРАНИЦАХ ОБЛАСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ

Как видно из рис.4, в промежутках между замкнутыми оболочками протонов и нейтронов располагаются области деформированных ядер (в них ядра имеют форму вытянутого эллипсоида с параметром деформации

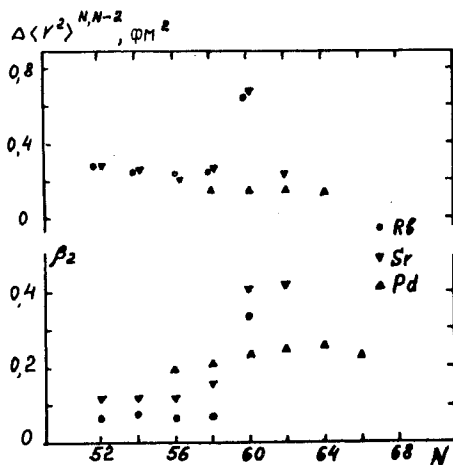


Рис.14. Зависимость разностей СКЗР ядер Rb, Sr и Pd при добавлении пары нейтронов $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ и их параметров квадрупольной деформации β_2 от числа нейтронов в ядре

$\beta_2 \sim 0,3$). Из-за сильной зависимости СКЗР от параметра деформации (рис.2) следует ожидать заметного возрастания $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ в начале этих областей, где происходит увеличение и деформации, и объема (в окрестностях $N = 60, 90$ и 134). Хотя ядра в этих областях достаточно полно исследованы (построены схемы уровней, определены значения ядерных моментов), измерения разностей зарядовых радиусов дают возможность получать новую и весьма важную информацию. Эта информация позволяет надежно локализовать место, где происходит переход от сферических ядер к сфероидальным, выявить различия этого перехода для разных групп ядер.

На рис.14 представлены значения разностей СКЗР при добавлении пары нейтронов и параметры квадрупольной деформации в диапазоне $N = 52+64$ для цепочек изотопов Rb [53], Sr [54] и Pd [37] (изменения СКЗР при добавлении одного нейтрона рассматриваются ниже). Для изотопов Sr и Pd параметры β_2 получены из приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов [4] и включают и статическую, и динамическую деформации, а для изотопов Rb — из спектроскопических квадрупольных моментов [53] и связаны только со статической деформацией. Виден скачок значений $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ при $N = 60$ в изотопах Rb и Sr и плавное изменение в изотопах Pd. Этот скачок коррелирует с изменениями параметра квадрупольной деформации для всех изотопов (резким изменением β_2 в ядрах Rb и Sr и плавным — в ядрах Pd). Такое поведение $\Delta\langle r^2 \rangle$ позволяет заключить, что переход от сферических ядер к деформированным происходит при достижении $N = 60$ и в достаточно узком диапазоне Z (по-видимому, $36+42$).

Известные значения β_2 позволяют оценить вклад за счет изменения квадрупольной деформации в наблюдаемые значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$. Учет этого вклада в изменения СКЗР, рассчитанного по капельной модели,

Таблица 3. Разности зарядовых радиусов ядер
в районе $N = 90$ $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N'}$

Ядро NN'	86—88	87—89	88—90	89—91	90—92
^{55}Cs	0,2639(5)	0,2215(7)	0,2155(7)		
^{56}Ba	0,253(15)	0,229(15)	0,216(15)		
^{60}Nd	0,277(26)		0,369(20)		
^{62}Sm	0,289(15)	0,352(24)	0,404(22)	0,351(24)	0,220(12)
^{63}Eu	0,292(3)	0,709(7)	0,552(5)	0,149(14)	0,106(7)
^{64}Gd	0,254(12)		0,430(20)		0,183(10)
^{65}Tb	0,299(3)	0,606(6)	0,418(4)	0,148(4)	0,099(9)
^{66}Dy	0,285(25)		0,371(32)		0,199(17)
^{67}Ho	0,303(3)	0,349(4)	0,459(4)	0,384(4)	0,140(4)
^{68}Er	0,270(27)		0,310(30)		0,260(26)
^{69}Tm			0,243(7)	0,244(7)	0,218(6)
^{70}Yb	0,222(20)		0,219(20)		0,213(13)

приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными за исключением того участка N , где происходит переход к сфероидальной форме ядра. В этом случае вклад за счет изменения деформации слишком велик — он превосходит сами экспериментальные значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$. Например, для пары изотопов ^{96}Sr — ^{98}Sr экспериментальное значение $\Delta\langle r^2 \rangle = 0,657(40)$ фм², а поправка за счет изменения β_2 — $0,960$ фм². То же имеет место и для пары изотопов ^{95}Rb — ^{97}Rb , хотя в этом случае учитывается только изменение статической квадрупольной деформации. По-видимому, имеются другие факторы, компенсирующие рост зарядового радиуса ядра при резком увеличении его квадрупольной деформации. К ним могут относиться деформации более высоких порядков, толщина поверхностного слоя. Однако отсутствие данных об этих параметрах не позволяет сделать определенного заключения о причинах наблюдаемого изменения СКЗР.

Другая область перехода от сферических ядер к сфероидальным вблизи $N = 90$ расположена преимущественно в долине β -стабильности, поэтому экспериментальные данные об изменении СКЗР ядер этой области особенно многочисленны. Это позволяет провести детальный анализ изменения СКЗР и влияющих на него эффектов. В табл.3 представлены изменения зарядовых радиусов при добавлении пары нейтронов

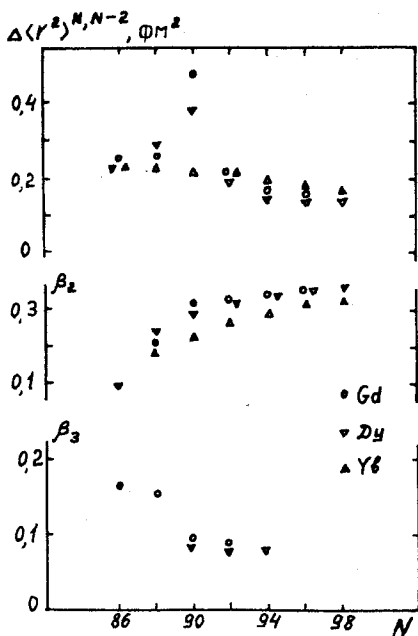


Рис.15. Зависимость разностей СКЗР ядер Gd, Dy и Yb при добавлении пары нейтронов $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ и их параметров квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформации от числа нейтронов в ядре

$\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ в диапазоне $N = 86+92$ и $Z = 55+70$, а на рис.15 зависимость $\Delta\langle r^2 \rangle$ от N в более широком диапазоне для ряда изотопных цепочек [55,56,57,58].

Из рис.15 и табл.3 можно видеть, что, как и при $N = 60$, в районе $N = 90$ имеет место скачок зарядовых радиусов. Однако большой набор экспериментальных данных позволяет выделить ряд особенностей в поведении СКЗР:

1. Максимальные значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ (при достижении $N = 90$) наблюдаются вблизи $Z = 64$ (изотопы Sm, Eu, Gd).

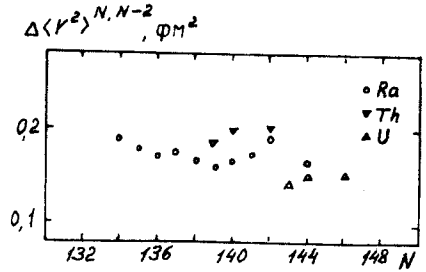
2. При удалении от $Z = 64$ значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{90,88}$ уменьшаются, и для максимально удаленных ядер Cs ($Z = 55$), Ba ($Z = 56$) и Yb ($Z = 70$) скачки СКЗР уже не наблюдаются.

3. Для ядер с нечетным числом протонов — Eu ($Z = 63$) и Tb ($Z = 65$) — скачок $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-2}$ имеет место при достижении числа нейтронов не 90, а 89.

Такие изменения СКЗР коррелируют с изменением квадрупольной деформации ядра. Значения β_2 , представленные на рис.15, для ядер с четным Z определялись из значений $B(E2, 0 \rightarrow 2)$, поэтому они соответствуют сумме динамической и статической деформаций. Для ядер с нечетным Z параметры β_2 определяются из спектроскопических квадрупольных моментов и отражают только статическую деформацию.

Детальный анализ разностей зарядовых радиусов, статических и динамических квадрупольных моментов позволил разделить изменения этих видов деформаций в районе $N = 90$ [59]. Для ядер с $N \geq 90$ (а для изотопов Eu и Tb с $N \geq 89$) преобладающей является деформация статическая. В то же время в ядрах с $N < 90$ оба вида деформации сравнимы по

Рис. 16. Зависимость разностей СКЗР ядер Ra, Th и U при добавлении пары нейтронов $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$ от числа нейтронов в ядре



величине за исключением нечетных изотопов Sm (возможно, и других ядер с четным Z и нечетным N), где статическая деформация очень мала.

Так же, как и при $N = 60$, интересно оценить вклад в $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$ за счет изменения квадрупольной деформации ядра. Оказалось, что для ядер с плавным изменением $\Delta\langle r^2 \rangle$ учет этого вклада в рассчитанное по капельной модели изменение зарядового радиуса приводит к хорошему согласию с экспериментом. В то же время для ядер, где имеет место скачок $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$, вклад за счет изменения квадрупольной деформации слишком велик — он превышает экспериментальные значения $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$ [60]. Например, для пары изотопов $^{150}\text{Sm} - ^{152}\text{Sm}$ экспериментальное значение $\Delta\langle r^2 \rangle$ составляет $0,404(22)$ фм², а поправка на изменение деформации $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta - 0,563$ фм². Такое же соотношение между $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ и $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп.}}$ имеет место и для изотопов Nd, Eu, Gd, Tb.

В указанных изотопах известны параметры не только квадрупольной, но и октупольной деформации (рис. 15) [5]. Октупольная деформация уменьшается с ростом N , и наибольший спад ее имеет место при переходе от ядра с $N = 88$ к ядру с $N = 90$. Учет и квадрупольной, и октупольной деформации уменьшает поправку к зарядовому радиусу до величины $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_2 \beta_3} = 0,430$ фм². Это улучшает согласие экспериментальных и расчетных значений $\Delta\langle r^2 \rangle$, но полностью различие не устраняет.

Изменение зарядовых радиусов на границе области наиболее тяжелых деформированных ядер (изотопы Rn [61], Fr [62], Ra [63], Th [25] и U [64]) представлено на рис. 16. Видно, что во всем исследованном диапазоне N не наблюдается заметных скачков $\Delta\langle r^2 \rangle^{N, N-2}$, а имеет место плавное изменение СКЗР. Такое поведение зарядовых радиусов можно объяснить изменением их деформации. На рис. 17 представлена зависимость от числа нейтронов в ядре параметров квадрупольной [4], октупольной [5] и гексадекапольной деформации. В диапазоне $N = 130-140$ наблюдается плавный рост квадрупольной деформации (изменение β_2 не превышает

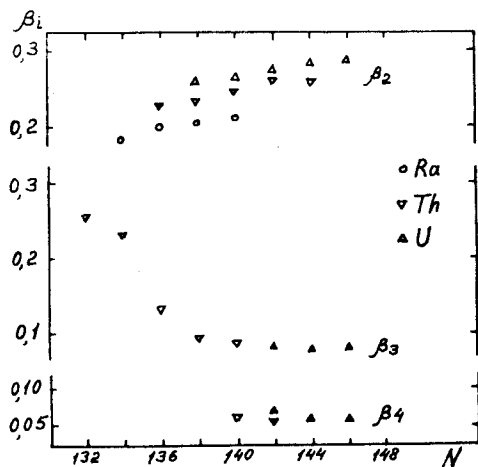


Рис. 17. Зависимость параметров квадрупольной β_2 , октупольной β_3 и гексадекапольной β_4 деформаций актинидных ядер от числа нейтронов

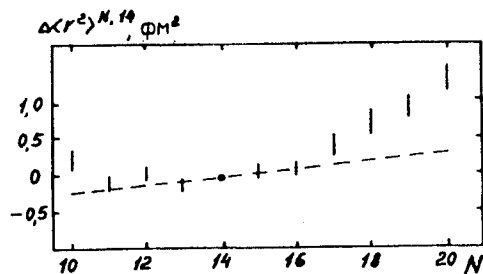


Рис. 18. Зависимость изменения СКЗР изотопов Na (относительно ядра ^{25}Na с $N = 14$) $\Delta(r^2)^{N,N-2}$ от числа нейтронов

0,05 при добавлении пары нейтронов) и уменьшение октупольной деформации (плавное в диапазоне $N = 130+134$ и резкое при $N \geq 136$), а гексадекапольная деформация мала и практически не сказывается на изменении СКЗР. Такое плавное изменение и взаимно компенсирующее влияние разных видов деформаций и обуславливает наблюдаемые изменения СКЗР, близкие к рассчитанным по капельной модели. Небольшой подъем значений $\Delta(r^2)^{N,N-2}$ (рис. 16) связан не с изменением деформации, а с заполнением подболочки из 142 нейтронов [63].

Тесная корреляция между СКЗР и параметрами деформации позволяет судить об изменении формы ядра и при отсутствии данных о деформации. Таким примером могут служить изотопы Na. Измерения изотопических сдвигов с использованием лазерной методики [35] показали резкий рост СКЗР от ^{25}Na ($N = 14$) к ^{31}Na ($N = 20$). Из рис. 18 видно,

что изменение $\Delta(r^2)$ для этих ядер составляет $1,3+1,5 \text{ фм}^2$, что соответствует значению β_2 для $^{31}\text{Na} \sim 0,5$ (в предположении малого параметра деформации $\sim 0,1$ для ядра ^{25}Na с полумагическим числом нейтронов 14). Такое поведение СКЗР в изотопах Na указывает на появление новой области деформации в районе магического числа $N = 20$ в ядрах, удаленных от долины β -стабильности. Большая квадрупольная деформация нейтроноизбыточных ядер в этой области подтверждается и рядом других эффектов — повышенной энергией связи двух нейтронов, малой энергией первого уровня 2^+ в ядре ^{32}Mg

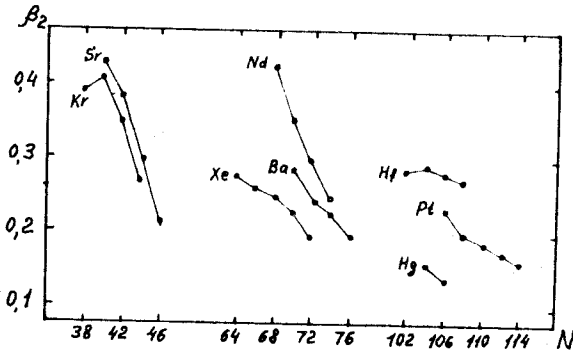


Рис. 19. Зависимость параметра квадрупольной деформации изотопов Xe, Kr, Sr, Ba, Nd, Hf, Pt и Hg от числа нейтронов в ядре

($N = 20$). Расчеты СКЗР по методу Хартри — Фока также указывают на возможность появления большой статической деформации в этой области ядер [6].

Области, где происходит обратный переход деформированных ядер к сферическим, проявляются в изменениях СКЗР не столь четко. В этих случаях эффекты, влияющие на величину зарядового радиуса, действуют в противоположных направлениях — рост объема ядра за счет увеличения числа нейтронов в нем компенсируется уменьшением деформации. Поэтому в переходных ядрах наблюдается либо слабый рост СКЗР, либо даже его уменьшение.

Измерения разностей СКЗР на границах областей 1, 3 и 4 рис. 4, где происходит изменение формы ядра, были проведены для изотопов Rb [53] и Sr [54] (в диапазоне $N = 39+46$), Xe [65], Cs [66], Ba [67], и Nd [68] ($N = 62+74$), Pt [69], Au [70] и Hg [50] ($N = 101+112$). Зависимости этих разностей $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ относительно ядер, где устанавливается сферическая форма, а также параметров квадрупольной деформации β_2 [4] от числа нейтронов в ядре представлены на рис. 19, 20.

Из рис. 19 видно, что падение значений β_2 с ростом N наиболее сильно в легких ядрах (например, для изотопов Sr $d\beta/dN \sim 0,037$) и уменьшается с ростом Z (для Pt и Hg $d\beta/dN \sim 0,012$). Такое поведение квадрупольной деформации приводит к различной форме зависимостей СКЗР от N (рис. 20). Чтобы судить о величине вкладов от квадрупольной деформации, на рис. 20 представлены рассчитанные по капельной модели зависимости $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ от N при постоянных значениях β_2 .

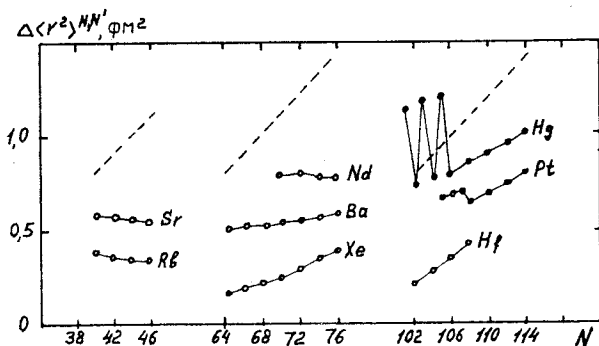


Рис.20. Зависимость изменения СКЗР ядер на границе деформации $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ от числа нейтронов. Прямые — расчет по капельной модели

Как показано на рис.20, в изотопах Rb и Sr при $N > 40$ наблюдается падение СКЗР с ростом N . Очевидно, в этих ядрах уменьшение квадрупольной деформации приводит к более сильному изменению СКЗР, чем их рост с увеличением числа нейтронов. В изотопах Rb при $N < 40$ характер изменения зарядовых радиусов меняется — их уменьшение соответствует малым изменениям деформации. Это может означать стабилизацию формы ядра при значениях $\beta_2 \sim 0,4$.

В следующей переходной области (рис.20) характер изменения СКЗР зависит от атомного номера Z цепочки изотопов. В изотопах Xe наблюдается достаточно быстрое падение значений $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ с уменьшением N , в изотопах Cs и Ba — более медленное, а в изотопах Nd зарядовые радиусы практически не меняются. Такое различие зависимостей СКЗР определяется положением каждой из цепочек по отношению к области деформации. Цепочки изотопов Xe, Cs и Ba лежат на границе области (со стороны малых Z), а цепочка изотопов Nd — в ее центре (в ядре ^{128}Nd наименьшая энергия первого уровня 2^+ 134 кэВ и наибольший параметр квадрупольной деформации 0,454 [71]).

Наиболее резкие изменения СКЗР наблюдаются на границе области 4 (рис.4). Если в изотопах Hf, W и Os в диапазоне $N = 102+112$ имеет место плавный рост $\langle r^2 \rangle^{N,N}$, соответствующий малому и плавному изменению квадрупольной деформации, то в изотопах Hg и Au при $N < 108$ обнаружены резкие скачки СКЗР (в изотопах Pt эти скачки выражены слабее). При этом в изотопах Hg скачки СКЗР возникают только в ядрах с

нечетным $N = 101, 103, 105$, а четно-четные ядра характеризуются плавной зависимостью $\langle r^2 \rangle$ от N (как и все цепочки изотопов при $N > 108$).

Такое необычное поведение СКЗР в изотопах Pt, Au и Hg объясняется резким изменением формы ядра с уменьшением числа нейтронов, при $N = 107-108$ — переход от сплюснутых слабодеформированных ядер ($\beta_2 \sim 0,10-0,15$), или имеющих форму трехосного эллипсоида, к вытянутым сильнодеформированным ($\beta_2 \sim 0,25$). В изотопах Hg этот переход происходит только при взаимодействии с остовом нечетного нейтрона (или при значениях углового момента более 4).

Расчеты разностей СКЗР по капельной модели с использованием экспериментальных значений β_2 правильно передают поведение зарядовых радиусов в изотопах Pt и Hg. Небольшие расхождения экспериментальных и расчетных значений $\Delta \langle r^2 \rangle^{N, N'}$ для некоторых пар изотопов связаны, по-видимому, с более сложными превращениями формы ядер, чем простое изменение квадрупольной деформации, или с заполнением нейтронных оболочек.

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ЯДЕР В ЦЕНТРЕ ОБЛАСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ

Можно ожидать, что ядра, у которых уже установилась достаточно большая статическая квадрупольная деформация, будут характеризоваться такими же изменениями СКЗР, как и ядра с замкнутыми протонными оболочками. Большой набор экспериментальных данных по разностям зарядовых радиусов имеется для области деформации с $N = 90+110$. Эти данные включают длинные изотопные цепочки для почти всех редкоземельных элементов и Hf. Значения $\Delta \langle r^2 \rangle^{N, N-2}$ для этих ядер приведены в табл.4. Из таблицы видно, что имеют место близкие значения разностей СКЗР для ядер с одинаковым числом нейтронов. Исключения составляют изотопы Eu, Tb, Ho в начале области деформации (в диапазоне $N = 90+94$), у которых значения $\Delta \langle r^2 \rangle^{N, N-2}$ заметно меньше. Возможно, что это различие связано с тем, что у этих изотопов скачок $\Delta \langle r^2 \rangle$ (или установление деформации) происходит раньше — при $N = 89$. Кроме того, в этих ядрах имеются изомерные состояния, для которых $\Delta \langle r^2 \rangle$ заметно отличаются (обсуждение $\Delta \langle r^2 \rangle$ для изомерных состояний будет проведено позднее).

Таблица 4. Разности СКЗР деформированных ядер, фм²

$N - N'$	${}_{63}\text{Eu}$	${}_{64}\text{Gd}$	${}_{65}\text{Tb}$	${}_{66}\text{Dy}$	${}_{67}\text{Ho}$	${}_{68}\text{Er}$	${}_{69}\text{Tm}$	${}_{70}\text{Yb}$	${}_{71}\text{Lu}$	${}_{72}\text{Hf}$
90-92	0,106(7)	0,183(9)	0,094(9)	0,199(10)	0,140(2)		0,218(4)	0,213(10)		
91-93	0,035(7)	0,123(6)			0,091(4)		0,204(4)	0,210(10)		
92-94	0,129(7)	0,137(7)	0,110(8)	0,134(8)	0,110(2)		0,228(4)	0,198(10)		
93-95	0,140(6)				0,156(7)		0,190(5)	0,190(10)		
94-96	0,143(7)	0,142(8)		0,136(8)	0,123(6)	0,138(15)	0,154(2)	0,171(10)		
95-97				0,141(7)		0,143(3)	0,143(3)	0,173(10)		
96-98				0,126(7)	0,117(6)	0,113(12)	0,124(3)	0,137(8)		
97-99							0,120(3)	0,124(8)		
98-100						0,113(12)	0,126(3)	0,115(6)		
99-101							0,132(5)	0,114(8)		
100-102						0,115(12)	0,131(6)	0,107(6)		
102-104								0,084(4)	0,093(34)	0,060(9)
103-105									0,048(22)	
104-106								0,081(4)		0,060(9)

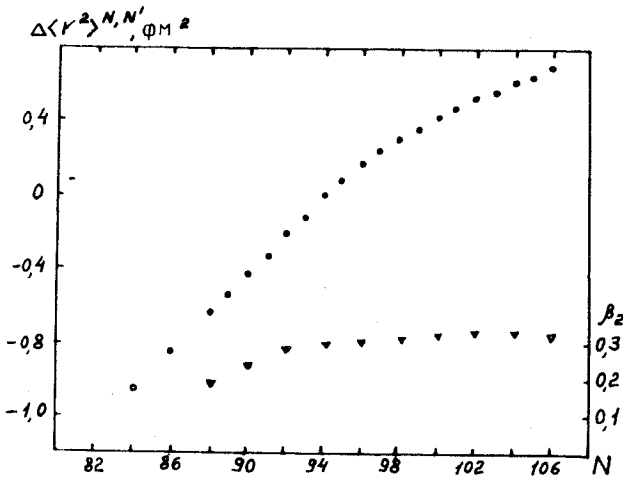


Рис.21. Зависимость разности СКЗР и параметра деформации в цепочке изотопов Yb

В случае изотопов Yb проведены измерения разностей СКЗР длинной цепочки изотопов (из 20 ядер от $N = 82$ до $N = 106$) [24, 37]. Их зависимость от числа нейтронов в ядре (рис.21) является параболической, как и для ядер с числом протонов, близким к магическим (изотопы Cd, In, Sn, Tl, Pb). Параметры этой параболы ($a = 0,060 \text{ фм}^{-2}$, $b = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-2}$) также близки к аналогичным значениям указанных изотопов (табл.1). Такая параболическая зависимость соответствует поведению квадрупольной деформации в ядрах Yb, которая также приведена на рис.21. Диапазон N , где происходит рост β_2 , соответствует более крутому подъему СКЗР, постоянные значения β_2 — линейной зависимости, а спад β_2 — слабому росту. Эта зависимость $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$ от N правильно передается расчетом по капельной модели с использованием экспериментальных значений β_2 . Хотя для отдельных пар изотопов и наблюдаются расхождения экспериментальных и расчетных значений $\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N'}$, они могут быть объяснены нерегулярностями в значениях СКЗР при заполнении разных нейтронных нильссоновских орбиталей (эти нерегулярности воспроизводятся в расчетах по методу Хартри — Фока с использованием сил Скинра (например, для изотопов Tm [72])).

ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЕ РАЗЛИЧИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ

Изменение СКЗР при добавлении пары нейтронов, как правило, не соответствует его удвоенному изменению при добавлении одного нейтрона. Эта неравномерность изменения СКЗР характеризуется параметрами четно-нечетного различия γ или D :

$$\gamma = \frac{\Delta\langle r^2 \rangle^{N,N+1}}{\frac{1}{2} \Delta\langle r^2 \rangle^{N+2}}, \quad (49)$$

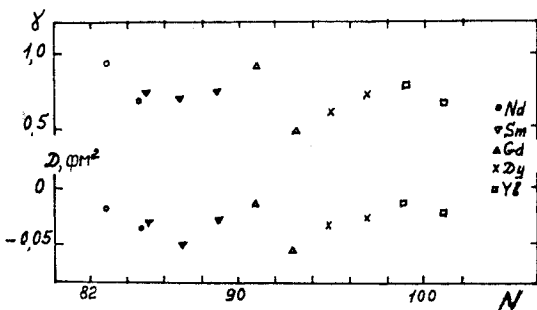
$$D = \langle r^2 \rangle^N - \frac{1}{2}(\langle r^2 \rangle^{N-1} + \langle r^2 \rangle^{N+1}) = \Delta\langle r^2 \rangle^{N,N-1} - \frac{1}{2} \Delta\langle r^2 \rangle^{N-1,N+1}. \quad (50)$$

В большинстве случаев $\gamma < 1$ или $D < 0$, что означает более слабый рост СКЗР при добавлении нечетного нейтрона, чем при добавлении четного. Значения γ и D для различных областей ядер представлены на рис.22.

Такое поведение СКЗР качественно объясняется влиянием парных корреляций на коллективный потенциал ядра. Нечетный нейтрон блокирует квадрупольные колебания ядра, уменьшая тем самым его динамическую деформацию $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ и, следовательно, величину СКЗР. Для расчета параметров γ или D необходимо включение также трех- и четырех-частичных корреляций.

Однако имеется целый ряд исключений из этого правила. В отмеченных выше нейтронодефицитных изотопах Hg с $A = 181, 183, 185$ нечетный нейтрон поляризует остов ядра, в результате чего резко увеличивается его статическая квадрупольная деформация. В ядре ^{152}Eu скачок деформации наблюдается при нечетном числе нейтронов ($N = 89$) в отличие от остальных ядер в этой области, где скачок происходит при $N = 90$.

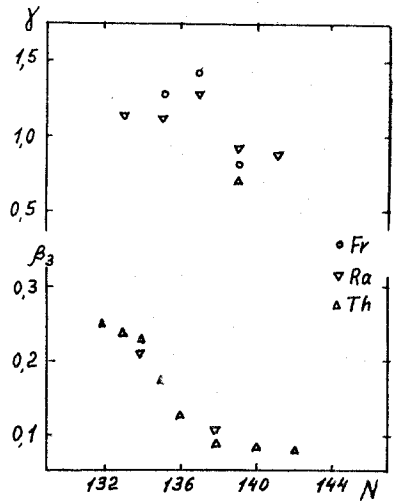
В других областях ядер (изотопы Rn, Fr, Ra с числом нейтронов $N = 132+138$) аномальные значения параметров γ или D связаны с наличием у этих ядер статической октупольной деформации. Действительно, в этих ядрах наблюдаются дублеты уровней с противоположной четностью и повышенные значения



и повышенные значения приведенных вероятностей $E1$ -переходов между этими уровнями. Для изотопов Th с $A = 220+230$

Рис.22. Зависимость параметров четно-нечетных различий ядер редкоземельных элементов от числа нейтронов

Рис. 23. Зависимость параметров четно-нечетных различий γ и октупольной деформации β_3 ядер актиноидных элементов от числа нейтронов



были измерены отношения приведенных вероятностей $E1$ - и $E2$ -переходов, из которых определены значения параметров октупольной деформации [73]. Значения β_3 меняются от 0,015 для ^{230}Th ($N = 140$) до 0,25 для ^{220}Th ($N = 130$). При этом в ядрах с нечетным N значения β_3 несколько выше. Такая же ситуация, по-видимому, имеет место и для исследованных изотопов Rn, Fr и Ra. На рис. 23 представлена зависимость параметров γ и β_3 от числа нейтронов в ядре. Видна четкая корреляция этих параметров — $\gamma > 0$ при максимальных значениях β_3 .

Появление значительной октупольной деформации в этой области ядер подтверждается теоретическими расчетами [74] на основе метода оболочечной поправки Струтинского [75]. Этот эффект вызывается взаимодействием между $j_{15/2}$ и $g_{9/2}$ протонными и $j_{13/2}$ и $f_{7/2}$ нейтронными орбиталями. В нечетных ядрах неспаренный нейтрон изменяет сравнительно мягкий квадрупольно-октупольный потенциал, что ведет к увеличению октупольной деформации и, следовательно, СКЗР.

Другой областью, где также наблюдаются аномальные параметры четно-нечетных различий, которые не связаны с квадрупольной деформацией, являются нейтронодефицитные ядра редкоземельных элементов (Eu, Tb) в диапазоне $N = 82+90$. Возможно, и в этой области проявляется статическая октупольная деформация.

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Кроме измерений разностей СКЗР ядер с разным числом нейтронов большой интерес представляют аналогичные измерения, связанные с изменением зарядовых радиусов при возбуждении ядер (изомерные сдвиги). Такие данные обычно получают из исследований мессбауэровского рассеяния γ -квантов на ядрах или рентгеновских спектров мезоатомов. Хотя эти измерения ограничены определенным кругом возбужденных состояний (как правило, характеризующихся малой энергией уровня

и небольшим изменением спинов) и только стабильными ядрами, к настоящему времени накоплен значительный объем экспериментальных данных [76, 77].

Поскольку изомерные сдвиги относятся к одному и тому же ядру, а объем его очень мало меняется с ростом энергии возбуждения, то измеряемые разности СКЗР в возбужденном и основном состояниях $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ определяют в основном изменения формы ядра. Анализ значений $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ позволяет заключить, что изменения СКЗР в большинстве случаев невелики (не превышают 0,02 фм² или 0,01% от величины $\langle r^2 \rangle$). Это может означать, что для исследованных указанными методами уровней изменения формы ядра малы.

Таблица 5. Разности параметров квадрупольных деформаций, полученные из значений квадрупольных моментов и изомерных сдвигов в опытах по мессбауэровскому рассеянию и измерению спектров мезоатомов

Ядро	Е, кэВ	J^π	Q_s , б	β_2	$\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$, фм ²	$\Delta\beta_2$
¹⁵³ Eu	0	5 ⁺ /2 [413]	2,412(21)	0,314(3)		
	97,4	5 ⁻ /2 [532]			-0,097(11)	-0,005(2)
	109,2	3 ⁺ /2 [411]	1,254(13)	0,294(3)	-0,106(12)	-0,017(2)
¹⁸¹ Ta	0	7 ⁺ /2 [404]	3,35(2)	0,274(2)		
	6,2	9 ⁻ /2 [514]	3,71(7)	0,260(6)	-0,050(15)	-0,009(3)
	482	5 ⁺ /2 [402]	2,35(6)	0,252(5)	-0,060(20)	-0,011(4)

Однако в некоторых ядрах, лежащих на границе области деформации, — ¹⁵³Eu, ¹⁸¹Ta, — обнаружены возбужденные состояния со значительно большими, в десятки раз, изменениями СКЗР, причем во всех случаях они связаны с уменьшением зарядовых радиусов. Значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ для этих состояний, а также их характеристики (спин, нуклонная конфигурация, энергия) представлены в табл.5. Если считать, что изменение формы этих ядер связано только с изменением их квадрупольной деформации, то из экспериментальных значений $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ можно определить разность параметров квадрупольной деформации β_2 в обоих состояниях:

$$\Delta\langle \beta^2 \rangle = \frac{4\pi}{5} \frac{\Delta\langle r^2 \rangle_{is}}{\langle r^2 \rangle}. \quad (51)$$

Для этих ядер известны значения спектроскопических квадрупольных моментов Q_s и в основном, и в отмеченных выше возбужденных со-

стояниях. Из значений Q_s можно получить, пользуясь выражением (18), значения внутренних квадрупольных моментов Q_0 , а из них, в свою очередь, — параметры квадрупольной деформации β_2 . Значения β_2 можно сравнить с их разностью, полученной из значений $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ (все эти величины приведены в табл.5). Видно, что значения $\Delta\beta_2$, полученные из различных источников, совпадают в пределах взаимных погрешностей. Это позволяет заключить, что в указанных ядрах имеются уровни, характеризующиеся меньшими статическими квадрупольными деформациями.

Использование лазерных методов позволяет значительно расширить набор исследуемых возбужденных состояний. Новой областью являются изомерные состояния, имеющие большие отличия спинов от основных уровней или другие запреты для радиационных переходов. Для ряда изомеров с одинаковыми нуклонными конфигурациями значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ получены в широком диапазоне Z и A , что позволяет проследить закономерности их изменения. На рис.24—26 представлены изменения СКЗР для ряда изомеров — разности СКЗР между изомерным $h_{11/2}$ - и основным $s_{1/2}$ - или $d_{3/2}$ -состоянием в изотопах Cd, Sn и Ba, разности СКЗР между состояниями с $I = 8$ и $I = 5$ ($A = 116+122$) или $I = 3$ ($A = 124+126$), а также с $I = 9/2$ и $I = 1/2$ и в изотопах In, и разности СКЗР между состояниями $i_{13/2}$ и $p_{3/2}$ в изотопах Hg. Видно, что во всех случаях значения

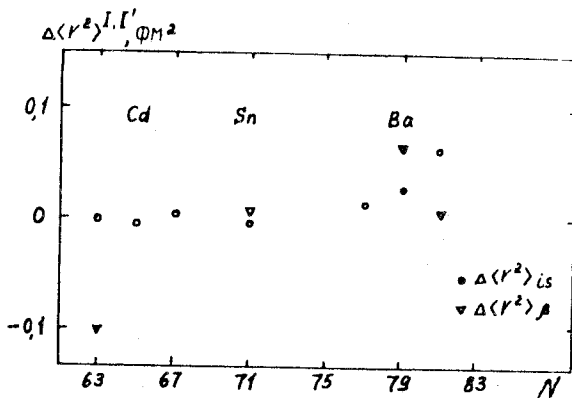


Рис.24. Зависимость от числа нейтронов в ядре разностей СКЗР ядер в основном и изомерном $h_{11/2}$ -состояниях $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ и разностей СКЗР, связанных с изменением квадрупольной деформации $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}$ в ядрах Cd, Sn и Ba

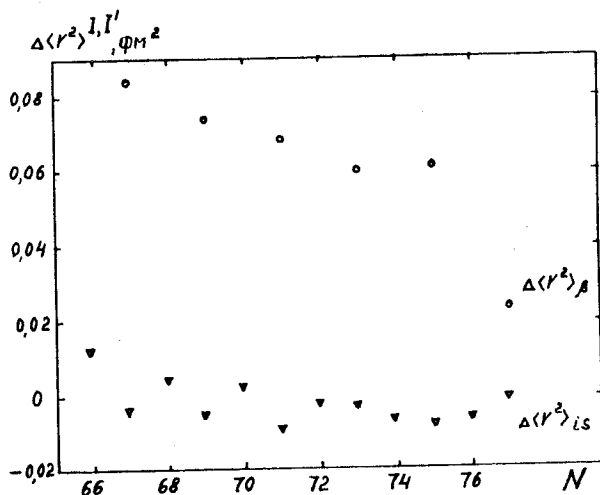


Рис.25. То же, что и на рис.24, для изомеров с $I = 1/2$ и $I = 8$ в ядрах In

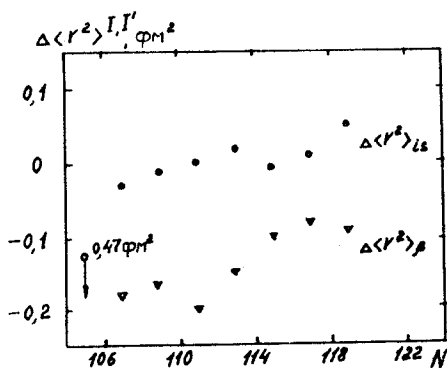


Рис.26. То же, что и на рис.24, для изомеров $i_{13/2}$ в ядрах Hg

$\Delta\langle r^2 \rangle_{iS}$ невелики ($< 0,05$ фм²), что означает малые изменения формы ядра в изомерных состояниях. Исключение представляет ядро ^{185}Hg , где наблюдается заметное уменьшение зарядового радиуса при переходе из основного состояния в изомерное $i_{13/2}$. Это, как уже обсуждалось выше, объясняется существованием различных форм в ядрах Hg — с малой (в изомерном) и большой (в основном) квадрупольной деформацией.

Для ряда обсуждаемых ядер известны спектроскопические квадрупольные моменты как в изомерном, так и в основном состоянии [78]. Как правило, они получены из измерений сверхтонкой структуры оптических спектров с использованием лазерной методики. Значения Q_s , как и в случае ядер ^{153}Eu и ^{181}Ta , позволяют определить параметры квадрупольной деформации β_2 для обоих состояний. Используя эти значения β_2 ,

можно оценить вклад в разность СКЗР, вызываемый изменением статической квадрупольной деформации $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_2}$. Эта величина связана с разностью внутренних квадрупольных моментов ΔQ_0 соотношением

$$\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta} = \frac{\Delta Q_0^2}{4Z^2 \langle r^2 \rangle}. \quad (52)$$

Необходимо, однако, отметить, что выражение (18), связывающее спектроскопический и внутренний квадрупольный моменты, в некоторых случаях может оказаться неточным. Оно строго применимо для ядер, имеющих форму аксиально-симметричного эллипсоида.

Полученные из квадрупольных моментов значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}$ также представлены на рис.24-26. Сравнение их со значениями $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ позволяет судить о вкладе в изменение СКЗР при переходе из основного состояния в изомерное ряда эффектов — колебаний ядерной поверхности, деформаций более высоких порядков, поверхностного слоя.

Сравнение представленных на рис.24-26 зависимостей $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}$ от числа нейтронов в ядре показывает, что, как правило, корреляция между этими величинами отсутствует. Кроме того, значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}$ в большинстве ядер заметно больше, чем $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$, т.е. изменение СКЗР, вызываемое квадрупольной деформацией, больше полного его изменения. Могут быть два возможных объяснения этого различия:

1. Отмеченные выше факторы, влияющие на изменение зарядовых радиусов (деформации различных порядков, поверхностный слой, нулевые колебания), оказывают более сильное воздействие, чем квадрупольная деформация.

2. Выражение (18), связывающее Q_s и Q_0 , как уже отмечалось выше, может быть неточным и для отдельных состояний будет приводить к пониженным значениям Q_0 (или β_2). Это может увеличить разность ΔQ_0^2 и, следовательно, $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta}$.

Для окончательного решения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования указанных выше эффектов.

В ряде ядер (большинство их лежит на границе областей деформации) наблюдаются большие значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$. Эти значения разностей СКЗР, полученные из них разности параметров β_2 , характеристики уровней, их квадрупольные моменты и значения статических квадрупольных

деформаций представлены в табл.6. Видно, что для большинства этих ядер имеет место хорошее согласие значений $\Delta\beta_2$, определяемых из СКЗР в изомерном и основном состояниях и величин квадрупольных моментов этих уровней.

Таблица 6. Разности параметров квадрупольных деформаций, измеренные методами лазерной спектроскопии

Ядро	N	I^π	$Q_2, б$	β_2	$\Delta\langle r^2 \rangle_{is}, \text{ фм}^2$	$\Delta\beta_2$
^{119}Cs	64	$9^+/2 p[404]$	5,1(2)	0,35(1)	-0,198(7)	-0,036(2)
		$3^+/2 p[422]$	4,5(2)	0,31(1)		
^{121}Cs	66	$3^+/2 p[422]$	4,19(3)	0,288(2)	0,185(17)	0,035(4)
		$9^+/2 p[404]$	4,87(3)	0,335(2)		
^{122}Cs	67	1^+	3,29(8)	0,250	0,184(30)	0,035(4)
		$8^- p[404]+n[532]$		0,327(8)		
^{152}Eu	89	$3^- p[413]+n[505]$	3,22(20)	0,35(3)	-0,265(25)	-0,045(5)
		$0^- p[411]+n[532]$		0,26		
^{158}Ho	91	$5^+ p[532]+n[521]$	4,10(40)	0,317(32)	-0,158(7)	-0,028(2)
		$2^- p[404]+n[521]$	1,62(17)	0,254(25)		
^{185}Hg	105	$1^-/2 n[521]$	0,31(60)	0,26	0,472(61)	0,15(3)
		$13^+/2 i_{13/2}$		0,03(6)		

Приведенные в табл.6 значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{is}$, а для некоторых уровней и значения квадрупольных моментов, позволяют сделать ряд заключений о свойствах переходных ядер:

1. В районе $N = 90$ в ядрах с нечетным Z наблюдаются изомерные состояния с заметно меньшей (на 10-15%), чем у основного состояния, квадрупольной деформацией — в ^{152}Eu ($N = 89$) [79] и ^{158}Ho ($N = 91$) [57]. В ядрах ^{156}Ho ($N = 89$) и ^{160}Ho ($N = 93$) также имеются изомерные состояния с меньшей деформацией, но разница небольшая (<5%).

2. В районе $N = 65$ в изотопах Cs состояния со спином $9/2$ характеризуются большей деформацией, чем состояния со спином $3/2$. В ядре ^{119}Cs ($N = 64$) состояние с повышенной деформацией является основным, а в ядре ^{121}Cs ($N = 66$) — изомерным.

3. В нейтронодефицитных изотопах Rb в случае основных состояний квадрупольная деформация растет с приближением к $N = 42$. В то же время в изомерных состояниях $g_{9/2}$ тех же ядер она практически не меняется ($\beta_2 \sim 0,16$). В ядре ^{85}Rb ($N = 48$), близком к замкнутой нейтронной оболочке, деформация изомера больше, чем в основном состоянии, а в ядре

^{81}Rb ($N = 44$) — меньше (это ядро сильно деформировано в основном состоянии).

4. Ядра Hg в изомерных состояниях $i_{13/2}$ имеют малую деформацию. Для них при $N < 106$ не наблюдается изменение формы (скачок деформации).

Изомеры формы, имеющие повышенную квадрупольную деформацию [80], должны характеризоваться согласно (19) и значительно большими, по сравнению с основным состоянием, СКЗР. Это будет приводить к аномально большим изомерным сдвигам для таких состояний. Действительно, проведенные измерения в случае спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am обнаружили большой изомерный сдвиг — 70 ГГц [30], что соответствует разности СКЗР $5,1(2)$ фм² и квадрупольной деформации ядра в изомерном состоянии $\beta_2 \approx 0,6$.

Таким образом, лазерная методика обладает уникальными возможностями в исследовании изомеров формы. Обнаружение ядерных уровней с аномально большими изомерными сдвигами (в несколько десятков гигагерц) будет однозначно указывать на их повышенную деформацию и позволит судить об их природе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в данном обзоре обширный экспериментальный материал по зарядовым радиусам ядер позволил проследить изменение их коллективных и одночастичных свойств с ростом числа нейтронов в широкой области массовых чисел вплоть до границы нуклонной стабильности. Некоторые из этих свойств — деформация ядра, амплитуда нулевых колебаний ядерной поверхности — оказывают наиболее сильное влияние на величину зарядового радиуса. Поэтому из систематики значений СКЗР, а также используя другие ядерные характеристики (спектроскопические квадрупольные моменты, спины, магнитные моменты, приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов), можно четко выделить области сильнодеформированных ядер или имеющих большую амплитуду нулевых колебаний поверхности.

Подобного рода анализ позволил выделить новую область деформированных ядер — в районе $N = 20$ в изотопах Na, а также установить, что переход в область деформации при $N = 90$ существенно различен у ядер с разным Z — вблизи полумагического $Z = 64$ имеет место скачок параметров деформации, а в удалении от него ($\Delta Z \geq 6$) — плавный переход.

Другой интересной особенностью ядер на границе областей деформации является сосуществование в них различных форм. В изотопах Rb, Cs,

Eu, Ho, Hg обнаружены изомерные состояния с деформацией значительно меньшей, чем в основном состоянии. Энергия этих состояний невелика (не превышает сотен килоэлектронвольт), а в некоторых ядрах они являются основными (например, в ^{121}Cs).

Разности зарядовых радиусов очень чувствительны к предсказаниям различных моделей и могут служить для проверки областей их применения. Из сравнения экспериментальных значений $\Delta\langle r^2 \rangle$ с рассчитанными по капельной модели можно заключить, что вблизи заполненных оболочек модельные значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ ниже экспериментальных, а на границах областей деформации — выше. Для согласования их требуется, по-видимому, корректировка параметров модели. В то же время микроскопические расчеты по методу Хартри — Фока, использующие реальные межнуклонные взаимодействия и правильно описывающие целый ряд ядерных свойств (массы, моменты), приводят к хорошему согласию с экспериментом и в случае зарядовых радиусов. Как показано в ряде работ [81,82], подобные расчеты с использованием эффективных сил Скирма правильно передают изменение СКЗР в длинных цепочках деформированных ядер.

Приведенный в обзоре широкий круг экспериментальных данных указывает на перспективность использования лазерных методов в исследованиях структуры атомных ядер. Эти методы еще далеко не исчерпаны и послужат, несомненно, источником новой информации об атомных ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барретт Р., Джексон Д. — Размеры и структура ядер: Пер. с англ. Киев: Наукова думка, 1981.
2. Бор О., Моттельсон Б. — Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1977, т.1.
3. Kumar K. — Phys. Lett., 1972, v.28, p.249.
4. Raman S., Malarkey C.H., Milner W.T. et al. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1987, vol.36, p.1.
5. Spear R.H. — Ibid. 1989, vol.42, p.55.
6. Campi X., Flocard H., Kerman A.K., Koonin S. — Nucl. Phys. A, 1975, vol.251, p.193.
7. Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. — Ibid. 1984, vol.422, p.103.
8. Myers W.D. — Droplet Model of the Nucleus. IFI Plenum, N.Y., 1977.
9. Myers W.D., Schmidt K. — Nucl. Phys. A, 1983, vol.410, p.61.
10. Friedrich J., Voegler N. — Ibid. 1982, vol.373, p.192.
11. Angeli I. — J.Phys.G., 1991, vol.17, p.439.
12. de Vries H., de Jager C.W., de Vries C. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1987, vol.36, p.495.
13. Ford K.W., Wills J.G. — Phys. Rev., 1969, vol.185, p.1429.
14. Engfer R., Schnewly H., Vuilleumier J.L. et al. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1974, vol.14, p.509.
15. Zumbo J., Shera B., Tanaka Y. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, vol.53, p.1888.

16. Shera E.B., Hoehn M.V., Fricke G. — *Phys. Rev. C*, 1989, vol.39, p.195.
17. Laubacher D., Tanaka I., Steffen R.M., — *Ibid.*, 1983, vol.27, p.1772.
18. Boehm F., Lee P. — *At. Data and Nucl. Data Tables*, 1974, vol.14, p.605.
19. Sumbaev O.I. — *Intern. Symp. on Nucl. Structure*, JINR, Dubna, 1968.
20. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Изосимов И.Н. и др. — ПТЭ, 1990, т. 1, с.168.
21. Ulm G., Eberz J., Huber G. et al. — *Z.Phys. A*, 1985, vol.321, p.395.
22. Mueller A.C., Buchinger F., Klempt W. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1983, vol.403, p.234.
23. Dabkiewicz P., Buchinger F., Fisher H. et al. — *Phys. Lett. B*, 1979, vol.82, p.199.
24. Billowes J. — *Nucl. Interact.*, 1990, vol.59, p.3.
25. Kalber W., Rink J., Bekk K. et al. — *Z. Phys. A*, 1989, vol.334, p.103.
26. Алхазов Г.Д., Барзах А.Е., Берлович Э.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.95.
27. Duong H.T., Vialle J.L. — *Opt. Comm.*, 1974, vol.12, p.71.
28. Bonn J., Huber G., Kluge H. — *J. et al.* — *Z. Phys. A*, 1975, vol.272, p.375.
29. Анцыгин В.Д., Атутов С.Н., Гельмуханов Ф.Х. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.262.
30. Bemis C.E., Boene J.R., Young J.P. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1979, vol.43, p.1854.
31. Backe H., Blonnigen Th., Dahlinger M. et al. — *Nucl. Interact.*, in press.
32. Зарецкий Д.Ф., Козлинский А.В. — ЯФ, 1980, т.31, с.891.
33. Shimkaveg G., Quiwers W.W., Dasari R.R. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1984, vol.53, p.2230.
34. King W.H. — *Isotope Shifts in Atomic Spectra*, Plenum, N.Y., 1984.
35. Otten E.W. — *Treatise on Heavy-Ion Science*, 1989, vol.8, p.517.
36. Heulig K., Steudel A. — *At. Data and Nucl. Data Tables*, 1974, vol.14, p.613.
37. Aufmuth P., Heulig K., Steudel A. — *Ibid.*, 1987, vol.37, p.455.
38. Seltzer E.C. — *Phys. Rev.*, 1969, vol.188, p.1916.
39. Wakasugi M., Horigushi T., Wei Guo Jin et al. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1990, vol.59, p.2700.
40. King W.H. — *J. Opt. Soc. Am.*, 1963, vol.53, p.638.
41. Zimmermann D. — *Z. Phys. A*, 1985, vol.321, p.23.
42. Wendt K., Ahmad S.A., Buchinger F. et al. — *Ibid.*, 1984, vol.318, p.125.
43. Andl A., Bekk K., Goring S. et al. — *Phys. Rev. C*, 1982, vol.26, p.2194.
44. Alkhasov G.D., Bauer T., Bertini R. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1977, vol.280, p.365.
45. Touchard F., Guimbal P., Buittenbach S. et al. — *Phys. Lett. B*, 1982, vol.108, p.169.
46. Buchinger F., Dabkiewicz P., Kluge H. — *J. et al.* — *Nucl. Phys. A*, 1987, vol.462, p.305.
47. Eberz J., Dinger U., Huber G. et al. — *Ibid.*, 1987, vol.464, p.9.
48. Anselment M., Bekk K., Hanser A. et al. — *Phys. Rev. C*, 1986, vol.34, p.1052.
49. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. — ЖЭТФ, 1988, т.94, с.9.
50. Ulm G., Battacherjee S.K., Dabkiewicz P. et al. — *Z. Phys. A*, 1986, vol.325, p.247.
51. Bounds J.A., Bingham C.R., Carter H.K. et al. — *Phys. Rev. C*, 1987, vol.36, p.2560.
52. Anselment M., Faubel W., Goring S. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1986, vol.451, p.471.
53. Thibalt C., Touchard F., Buittenbach S. et al. — *Phys. Rev. C*, 1981, vol.23, p.2720.
54. Buchinger F., Ramsay E.B., Arnold E. et al. — *Ibid.*, 1990, vol.41, p.2883.
55. Жерихин А.Н., Компанец О.Н., Летохов В.С. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1984, т.86, с.1249.
56. Ahmad S.A., Klempt W., Ekstrom C. et al. — *Phys. A*, 1985, vol.321, p.35.
57. Alkhasov G.D., Barzakh A.E., Denisov V.P. et al. — *Ibid.*, 1990, vol.337, p.367.
58. Alkhasov G.D., Barzakh A.E., Chubukov I.Yu. et al. — *Nucl. Phys.*, 1989, vol.504, p.549.
59. Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Вагнер Х. и др. — Препринт ЛИЯФ, 1006, 1984.
60. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. — ЖЭТФ, 1987, т.93, с.1545.
61. Borchers W., Neugart R., Otten E.W. et al. — *Nucl. Interact.*, 1987, vol.34, p.25.
62. Coc A., Thibault C., Touchard F. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1987, vol.468, p.1.
63. Ahmad S.A., Klempt W., Neugart R. et al. — *Ibid.*, 1988, vol.483, p.244.

64. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. — Известия АН СССР, сер.физ., 1990, т.54, с.830.
65. Borchers W., Arnod E., New W. et al. — Phys. Lett. B, 1989, vol.216, p.7.
66. Thibault C., Touchard F., Buittenbach S. et al. — Nucl. Phys. A, 1981, vol.367, p.1.
67. Mueller A.C., Buchinger F., Klempf W. et al. — Ibid. 1983, vol.403, p.234.
68. Алхазов Г.Д., Барзах А.Е., Буянов Н.Б. и др. — Изв.АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с.1651.
69. Duong H.T., Pinard J., Liberman S. et al. — Phys. Lett. B, 1989, vol.217, p.401.
70. Savard G., Crawford J.E., Lee J.K.P. et al. — Nucl. Phys. A, 190, vol.512, p.241.
71. Moscrop R., Campbell M., Gelfelty W. et al. — Ibid. 1989, vol.499, p.565.
72. Барзах А.Е., Стародубский В.Е. — Препринт ЛИЯФ 1143, 1985.
73. Schuler P., Lauterbach C., Agarwal E.K. et al. — Phys. Lett. B, 1986, vol.174, p.241.
74. Nazarewicz W., Olanders P., Ragnasson et al. — Nucl. Phys. A, 1984, vol.429, p.269.
75. Strutinsky V.M. — Ibid, 1967, vol.95, p.420.
76. Kalvius G.H. — Hyperfine Interactions in Excited Nuclei. IFFI Plenum, 1971.
77. Backe H., Engfer R. et al. — Nucl. Phys. A, 1974, vol.234, p.469.
78. Raghavan P. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1989, vol.42, p.189.
79. Alkhazov G.D., Berlovich E.E., Denisov V.P. et al. — Z. Phys. A, 1984, vol.316, p.123.
80. Поликанов С.М. — Изомерия формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
81. Куприков В.И. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.1572.
82. Letokhov V.S., Mishin V.I., Sekatsky S.K. et al. — J.Phys.G, 1992, vol.18, p.1177.