

539 143

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЕКТРАХ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**А. Ф. Головин, А. Р. Стриганов****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	111
I Экспериментальные данные по изотопическому смещению	113
1 Изотопическое смещение в спектрах стронция, циркония, молибдена и других средних элементов	114
2 Изотопическое смещение в спектрах изотопов тяжелых элементов с числом нейтронов 82—126	120
3. Изотопическое смещение в спектрах активидных элементов	128
II Теория изотопического сдвига в спектрах тяжелых элементов	131
III Сравнение теории изотопического сдвига с экспериментом	136
Цитированная литература	147

ВВЕДЕНИЕ

Исследования изотопического эффекта в атомных спектрах тяжелых элементов за последние 10 лет продолжали усиленно развиваться. Из опубликованного в 1955 г. обзора А. Р. Стриганова и Ю. П. Донцова¹ видно, что за весь предшествующий период, начиная с 1927 г., по этому вопросу было опубликовано около 200 теоретических и экспериментальных работ. За прошедшее после 1955 г. время исследованию изотопического эффекта в спектрах тяжелых элементов было посвящено около 120 работ. Столь возросшее внимание к этой проблеме связано с тем, что изотопический эффект в атомных спектрах представляет интерес не только для изучения электронной оболочки атома, но также и для изучения свойств ядра и создания его модели. Это и понятно, поскольку изотопический эффект является результатом взаимодействия электронной оболочки атома с его ядром. Поэтому это явление дает возможность устанавливать электронные конфигурации для энергетических уровней атома. Кроме того, оно позволяет находить параметры деформации ядра и получать ценные сведения о заполнении нейтронных и протонных оболочек.

Первоначальная теория Рака, Брейта и Розенталя изотопического смещения, развитая для спектров тяжелых элементов, основывалась на капельной модели ядра. Из нее вытекало, что смещение спектральных линий изотопов одного и того же элемента с ростом массового числа должно быть эквидистантным. Однако опыт показал, что в спектрах некоторых элементов эквидистантность в изотопическом смещении отсутствует^{1 2 3}

Аномально большое смещение было обнаружено в спектрах неодима, самария и гадолиния. В этих трех случаях резкое увеличение смещения наблюдалось между линиями изотопов с числом нейтронов $N = 88$ и $N = 90$. «Скачки» в изотопическом смещении были также найдены в спектрах стронция, циркония и молибдена между линиями изотопов

с $N = 50$ и $N = 52$, в спектре церия между линиями изотопов $N = 82$ и $N = 84$, в спектре свинца — между линиями изотопов $N = 126$ и $N = 128$. Кроме того, установлено, что неэквидистантность в изотопическом смещении наблюдается и между линиями других изотопов, хотя этот эффект бывает менее ярко выражен.

Как известно, изотопическое смещение в спектре одного и того же элемента определяется изменением среднеквадратичного радиуса распределения заряда ядра в основном состоянии^{5,6}. Среднеквадратичный радиус зависит от заполнения нейтронных оболочек, от деформации ядра, от поверхностных колебаний в ядре. Каждый из этих факторов может быть определяющим в изотопическом сдвиге уровней атома, либо два или все три фактора могут дать соизмеримые вклады⁷.

«Скачки» в изотопическом смещении в спектрах Sr, Zr, Mo, Se, Pb связаны с оболочечной структурой ядра^{1,2}. Они происходят между линиями четно-четных изотопов с полностью заполненными нейтронными оболочками ядер и линиями следующих изотопов, когда новая пара нейтронов начинает заполнять более высокую оболочку. Наличие «скачков» в изотопическом смещении около «магических» чисел показывает, что при добавлении новой пары нейтронов происходит относительно большое увеличение эффективного радиуса ядра. Отсюда следует, что эффективный радиус зависит от особенностей заполнения оболочек и от степени заполнения их нейтронами. Это соответствующим образом проявляется в изотопическом смещении⁷. Теоретическое рассмотрение этого вопроса выполнено недавно А. Б. Мигдалом и его сотрудниками^{8,9} на основе развитой ими теории ферми-жидкости конечных систем, учитывающей индивидуальные свойства ядер при изменении в них числа нейтронов или протонов.

Аномальное смещение в спектрах Nd, Sm, Gd связано с переходом от сферических ядер к деформированным². Область статически деформированных ядер начинается с $N = 90$ и заканчивается около $N = 116$. При вращении деформированного ядра в результате усреднения по всем направлениям получается как бы увеличение эффективного радиуса, что проявляется в виде дополнительного изотопического смещения, направленного в сторону увеличения объемного эффекта. Это дополнительное смещение, называемое квадрупольным, может быть значительным, так как деформация ядра при добавлении парных нейтронов может сильно изменяться при переходе от одного изотопа к другому. Отсюда неэквидистантность изотопического смещения в области деформированных ядер объясняется неравномерным изменением деформации ядер изотопов одного и того же элемента.

Исследования показывают, что явление неэквидистантности в изотопическом смещении проявляется и в случае сферически-симметричных ядер. Если опираться на обобщенную модель ядра, то можно считать, что причиной неэквидистантности в области сферических четно-четных ядер являются поверхностные колебания в ядре или, как их принято называть, нулевые колебания электрического квадрупольного момента ядра^{6,7,10}. Наличие этих колебаний приводит к размазыванию границ ядра, что увеличивает эффективный радиус ядра. Неравномерное изменение амплитуды этих колебаний в ядрах разных изотопов приводит к неравномерному изменению величины эффективного радиуса, что проявляется в добавочном изотопическом смещении.

В настоящей работе рассмотрено изотопическое смещение в спектрах средних и тяжелых элементов. Изложение начинается со стронция, циркония и молибдена. В спектрах этих элементов наряду с массовым эффектом заметно проявляется объемный эффект, который по порядку величины с ним одинаков. Поскольку в подобных случаях измеряемые величины

представляют собой алгебраическую сумму массового и объемного смещений, то встает задача — выделить из полного изотопического смещения ту часть, которая характерна для тяжелых элементов.

Ниже излагаются экспериментальные данные по изотопическому смещению в спектрах тяжелых и некоторых средних элементов, опубликованные после 1954 г. Рассматриваются основные достижения по теории изотопического эффекта и сопоставляются теоретические данные с экспериментальными результатами. Показано, что изотопическое смещение может быть использовано для определения параметров деформации, внутренних квадрупольных моментов и приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов деформированных ядер. В конце обзора приведена полная сводка литературы по изотопическому эффекту в атомных спектрах рассмотренных элементов.

После того как настоящая статья была сдана в редакцию, появился обзор Стэси ⁴, в котором подробно и обстоятельно рассмотрен изотопический эффект в атомных спектрах тяжелых элементов. Автор приводит сводку экспериментальных данных по изотопическим сдвигам и константам изотопического смещения. Следует, однако, отметить, что по изотопическим сдвигам в спектрах церия, иттербия, гафния приводятся устаревшие результаты, а более поздние работы не учтены, например ^{56, 79, 81}.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ИЗОТОПИЧЕСКОМУ СМЕЩЕНИЮ

Экспериментальная техника исследования изотопического смещения за последние 10 лет не претерпела существенных изменений. Для разрешения сложной структуры спектральных линий используется, как и прежде, интерферометр Фабри — Перо. Однако качество измерений сильно улучшилось за счет повышения разрешающей силы этого прибора, а также за счет применения разделенных и обогащенных изотопов. Разрешающая сила интерферометра, его пропускание и контрастность существенно возросли благодаря использованию зеркальных диэлектрических покрытий с меньшими потерями на поглощение. Использование разделенных и обогащенных изотопов дало возможность исключить или во всяком случае значительно уменьшить взаимное наложение компонент соседних четно-четных изотопов, а также снизить помехи со стороны сверхтонкой структуры четно-нечетных изотопов. Кроме того, по каждому элементу при помощи обогащенных изотопов удалось зарегистрировать компоненты тех изотопов, концентрация которых в естественных пробах была недостаточна для спектроскопического обнаружения. Все это позволило изучать изотопическое смещение на большом числе интервалов между четно-четными изотопами, сделало измерения более надежными и дало возможность промерить сдвиги на многих спектральных линиях, что обеспечило получение усредненных результатов по большому числу измерений.

Как известно, полное изотопическое смещение можно представить в виде суммы трех членов ^{1,2}:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_n + \Delta\nu_{сп} + \Delta\nu_{об},$$

где $\Delta\nu_n$ — нормальное массовое смещение, $\Delta\nu_{сп}$ — специфическое массовое смещение, $\Delta\nu_{об}$ — объемное смещение. Нормальное массовое смещение, характерное для легких элементов, объясняется на основе теории Бора, если учесть конечность массы ядра по сравнению с массой электрона. Величина энергетического уровня атома оказывается в этом случае зависящей от массы ядра. В спектрах атомов с двумя и более электронами имеет место специфическое массовое смещение, обусловленное обменным

взаимодействием электронов. Объемное смещение, проявляющееся в спектрах тяжелых элементов, вызвано конечностью размеров ядра, что приводит к отклонению поля ядра от чисто кулоновского поля точечного заряда^{1,2}.

В случае нормального массового смещения энергетические уровни атома более легкого изотопа данного элемента располагаются ближе к границе серии по сравнению с уровнями более тяжелых изотопов. В случае объемного смещения, наоборот, уровни атома самого легкого изотопа располагаются дальше от границы серии. Принято условно считать первый тип смещения уровней отрицательным, второй тип — положительным. В соответствии с этим в спектральных линиях тоже наблюдаются разные по направлению смещения. Будем считать, как это принято в большинстве работ, за положительное смещение в линиях такое, когда компонента более тяжелого изотопа смещается в сторону больших волновых чисел. Это направление смещения характерно для нормального массового смещения. Противоположное направление считается отрицательным и оно характерно для объемного смещения. Если известны сдвиги нижнего (ΔT_n) и верхнего (ΔT_v) уровней, то изотопическое смещение находится по формуле

$$\Delta\nu = \Delta T_v - \Delta T_n,$$

которая дает правильный знак независимо от природы смещения¹.

1. Изотопическое смещение в спектрах Sr, Zr, Mo и других средних элементов

Стронций, цирконий и молибден относятся к группе средних элементов таблицы Менделеева. Изотопическое смещение в их атомных спектрах очень мало, и поэтому оно оставалось до последних лет неизученным. Однако в связи с развитием оболочечной структуры ядра было интересно исследовать изотопическое смещение в этой области ядер, поскольку у каждого из упомянутых элементов один изотоп содержит «магическое» число нейтронов $N = 50$, при котором заканчивается заполнение оболочки $1g_{7/2}$. По аналогии с изотопическим смещением в спектрах свинца и церия можно было ожидать, что здесь будет обнаружен «скачок» в объемной части смещения.

Первые работы были проведены Ю. П. Донцовым^{36,38}, который при помощи обогащенных изотопов подробно изучил изотопическое смещение между компонентами четно-четных изотопов в спектрах циркония и молибдена. Изотопическая структура была измерена на многих спектральных линиях, относящихся к различным переходам. Полученные экспериментальные данные показали, что в интервалах между компонентами изотопов Zr^{90} и Zr^{92} , Mo^{92} и Mo^{94} изотопическое смещение приблизительно на 35% больше по сравнению с соседней парой более тяжелых изотопов. В обоих случаях это несколько увеличенное изотопическое смещение получается между изотопами с числом нейтронов $N = 50$ и $N = 52$, т. е. когда к полностью заполненной оболочке $1g_{7/2}$ добавляется еще два нейтрона, попадающие в оболочку $2d_{5/2}$. В спектре молибдена был обнаружен также «скачок» в изотопическом смещении между компонентами изотопов Mo^{98} и Mo^{100} с $N = 56$ и $N = 58$, когда заканчивается заполнение оболочки $2d_{5/2}$ и два нейтрона попадают в следующую оболочку $1g_{7/2}$. Наличие неэквидистантности в изотопическом смещении указывает на то, что для данной группы элементов заметную роль играет объемный эффект.

Такие же результаты по изотопическому смещению в спектрах циркония и молибдена были получены для ядер с $N \geq 50$ и другими исследователями^{37, 40}, которые использовали изотопы более высокого обогащения. Для количественной оценки «скачка» в изотопическом смещении между изотопами с $N = 50$, $N = 52$ важно было сопоставить сдвиг в этом интервале с изотопическим смещением для изотопов с $N < 50$. Единственным подходящим для этих целей элементом является стронций. Трудность решения этой задачи заключалась в том, что в данном случае необходимо было использовать не только стабильные изотопы с массовыми числами 84, 86, 88, но и радиоактивный изотоп Sr^{90} . Исследование изотопического смещения в этом плане было проведено Хайлигом и Стойделем³⁵. Полученные результаты окончательно подтвердили наличие в этой области ядер «скачка» в изотопическом смещении.

Сложным вопросом при исследовании изотопического смещения в средних элементах является выделение доли объемного эффекта из экспериментально измеренного сдвига. Нормальный массовый сдвиг легко подсчитывается по формуле Бора. Специфический эффект для атомов с многоэлектронной оболочкой рассчитать очень трудно. Поэтому обычно ограничиваются грубыми оценками, которые находятся из косвенных соображений. Но такой путь не всегда дает достаточно правильный результат. Наиболее общим способом оценки массового смещения (алгебраической суммы нормального и специфического эффектов) можно считать метод Кинга⁴². Этот метод основан на том, что изотопическое смещение в спектральных линиях при наличии объемного и массового сдвигов может быть выражено формулой

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{об} + \Delta\nu_{м} = EV + M, \quad (1,1)$$

где E — множитель, зависящий от электронной оболочки атома, V — множитель, зависящий от свойств ядра, M — массовый эффект. Для двух линий (a) и (i) смещение в интервале (n) между компонентами двух соседних четно-четных изотопов можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{an} &= E_a V_n + M_a, \\ \Delta\nu_{in} &= E_i V_n + M_i. \end{aligned}$$

Из этих уравнений получается соотношение

$$\Delta\nu_{in} = \frac{E_i}{E_a} \Delta\nu_{an} + M_i - \frac{E_i}{E_a} M_a, \quad (1,2)$$

которое можно представить в виде

$$\Delta\nu_{in} = B_i \Delta\nu_{an} + A_i, \quad (1,3)$$

где

$$B_i = \frac{E_i}{E_a} \quad \text{и} \quad A_i = M_i - \frac{E_i}{E_a} M_a.$$

На графике с осями координат $\Delta\nu_{in}$ и $\Delta\nu_{an}$ уравнение (1,3) будет представлять собой прямую линию с угловым коэффициентом B_i , отсекающую на оси $\Delta\nu_{in}$ отрезок A_i . Чтобы построить такую прямую по экспериментальным данным, необходимо отложить на осях координат изотопическое смещение двух линий в соответствующих интервалах. Для определения коэффициентов B_i и A_i следует построить ряд таких прямых, откладывая по оси $\Delta\nu_{in}$ изотопические сдвиги в различных линиях, а по оси $\Delta\nu_{an}$ — смещения в одной и той же линии. Эти прямые дадут систему k -уравнений типа

$$M_i + B_i M_a = A_i \quad (1,4)$$

с $k + 1$ неизвестными при $1 \leq i \leq k$. Для решений этой системы необходимо дополнительное условие. Оно может быть получено из известного факта, что специфическое смещение в линиях различается и по знаку, и по величине. Поэтому можно принять, что специфическое смещение удовлетворяет условию $\sum M_{\text{сн}}^2 = \min$. Это условие наряду с системой

уравнений (1,4) позволяет получить полные массовые сдвиги для всех измеренных линий. После этого можно выделить для каждой линии из экспериментально измеренного смещения во всех интервалах объемную часть сдвига, считая, что массовое смещение между компонентами изотопов с разницей в массовых числах $\Delta A = 2$ одинаково.

В табл. I приведены результаты измерения изотопического смещения в спектре стронция 85 для изотопов с массовыми числами 84, 86, 88, 90. В трех последних колонках дано смещение $\Delta\nu$ между компонентами соответствующих изотопов. Знак при величине сдвига характеризует направление смещения. Средняя квадратичная погрешность составляет $\pm 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Таблица I

Изотопическое смещение в спектре Sr

$\lambda, \text{\AA}$	Переход	$\Delta\nu(84-88),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(86-88),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(88-90),$ 10^{-3} см^{-1}
Sr I 4607,3	$5s^2 1S_0 - 5s5p 1P_1^0$	+ 8,6	+ 4,2	- 7,6
Sr II 4215,5	$5s 2S_{1/2} - 5p 2P_{1/2}^0$	+ 12,6	+ 5,9	- 11,8
Sr II 4077,7	$5s 2S_{1/2} - 5p 2P_{1/3}^0$	+ 12,2	+ 5,6	- 11,1

На рис. 1 схематически представлена изотопическая структура в виде среднего из двух спектральных линий Sr II. Каждая компонента отмечена соответствующими массовыми числами и числом нейтронов.

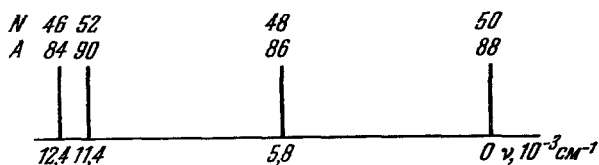


Рис. 1. Изотопическая структура в спектре Sr II.

По оси абсцисс дано положение компонент. Из рисунка видно, что компонента изотопа Sr^{90} лежит между изотопами Sr^{84} и Sr^{86} . При наличии массового смещения и эквидистантного объемного сдвига она должна была бы располагаться правее компоненты Sr^{88} в сторону больших волновых чисел. Положение компоненты Sr^{90} на рис. 1 объясняется «скачком» объемного изотопического смещения в интервале $\Delta\nu(88-90)$.

Для того чтобы выделить из экспериментально найденного смещения объемный сдвиг, авторы рассмотрели массовое смещение в спектрах легких элементов и пришли к выводу, что специфический эффект для щелочноподобных переходов типа $s \rightarrow p$ лежит в пределах $(-0,2 \text{ и } +1,5)\Delta\nu_n$, а для переходов типа $s^2 \rightarrow sp$ — в пределах $(-0,3 \text{ и } +0,5)\Delta\nu_n$. На основе этих соображений из полного изотопического смещения было выделено объемное смещение для двух переходов. Полученные данные, представленные в табл. II, показывают, что компонента изотопа Sr^{90}

занимает в данном случае правильное положение и что в интервале $\Delta\nu$ (88—90) действительно имеется большой «скачок» в изотопическом смещении.

Таблица II

Объемное смещение в спектрах Sr

Спектр	Переход	$\Delta\nu$ (84—86), 10 ⁻³ см ⁻¹	$\Delta\nu$ (86—88), 10 ⁻³ см ⁻¹	$\Delta\nu$ (88—90), 10 ⁻³ см ⁻¹
Sr II	5s—5p	от 0 до —3	от 0 до —3	—18,4 ± 1,9
Sr I	5s ² —5s5p	от 0 до —3	от 0 до —3	—12,1 ± 0,8
Константа $\beta C_{\text{эксп}}$		< 7	< 7	47 ± 5

Изотопическое смещение в линиях Sr II целиком обусловлено s-электроном и относится к границе серии, поскольку смещение 5p²P-уровня пренебрежимо мало. Отсюда получается экспериментальное значение $\Delta T_s = 18,4 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Эту же величину можно получить, исходя из данных для изотопического смещения в линии Sr I. Из найденной величины ΔT_s была определена экспериментальная константа изотопического смещения, значения которой для трех интервалов даны в табл. I.

В спектре Zr I изотопическое смещение для 45 линий измерено в двух работах ^{36,37}. Сопоставление результатов по ряду линий показывает достаточно хорошее согласие, если учесть экспериментальные погрешности. В табл. III приведены данные работы ³⁷, которые характеризуются

Таблица III

Изотопическое смещение в спектре Zr I

λ , Å	Переход	$\Delta\nu$ (90—92), 10 ⁻³ см ⁻¹	$\Delta\nu$ (92—94), 10 ⁻³ см ⁻¹	$\Delta\nu$ (94—96), 10 ⁻³ см ⁻¹
4035,89	4d ² 5s ² a ³ F ₄ —4d ³ 5p _y ³ G ₄ ⁰	—12,5	—7,0	—3,4
3968,26	a ³ F ₄ —y ³ G ₄ ⁰	—12,7	—5,4	—2,7
3929,53	a ³ F ₃ —y ³ G ₄ ⁰	—12,1	—6,4	—3,1
4633,98	4d ² 5s ² a ³ F ₃ —4d ² 5s5p _z ³ G ₃ ⁰	—9,8	—6,3	—3,2
4321,17	a ³ F ₄ —y ⁵ D ₄ ⁰	—8,7	—6,8	—4,8
4883,60	4d ³ 5sa ⁵ F ₄ —4d ³ 5p _y ³ G ₄ ⁰	—8,0	—7,0	—6,4
4805,87	a ⁵ F ₄ —y ⁵ G ₄ ⁰	—10,8	—7,4	—5,4
4784,92	a ⁵ F ₄ —y ³ G ₄ ⁰	—7,4	—7,1	—6,4
4739,48	a ⁵ F ₃ —y ⁵ G ₄ ⁰	—10,8	—7,2	—5,4
4687,80	a ⁵ F ₅ —y ⁵ G ₆ ⁰	—12,0	—7,2	—5,0
5407,62	4d ³ 5sa ⁵ F ₅ —4d ² 5s5p _y ⁵ D ₄ ⁰	—5,3	—6,2	—6,8

более высокой надежностью и точностью. В первой колонке представлены длины волн линий, дальше дается их классификация и изотопические сдвиги для трех интервалов со средней квадратичной погрешностью соответственно ±0,2 ·, ±0,3 · и ±0,5 · 10⁻³ см⁻¹.

Оценка массового сдвига для приведенных линий выполнена нами при помощи метода Кинга. Затем была выделена объемная часть сдвига и найдено относительное смещение, причем за единицу в данном случае принят сдвиг в интервале $\Delta\nu$ (92—94). Результаты представлены в табл. IV. Среднее относительное смещение, вычисленное по всем линиям, равно $\Delta\nu$ (90—92): $\Delta\nu$ (92—94): $\Delta\nu$ (94—96) = (1,47 ± 0,03): 1,00 : (0,68 ± 0,03). Полученные данные убедительно показывают, что после «скачка»

в интервале $\Delta\nu$ (90—92) изотопическое смещение в двух последующих интервалах уменьшается.

Таблица IV
Массовое и объемное изотопическое смещение в спектре Zr I

$\lambda, \text{\AA}$	Массовое смещение		Объемное смещение			Относительное смещение		
	M_H	$M_{сп}$	$\Delta\nu(90-92),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(92-94),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(94-96),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(90-92),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(92-94),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(94-96),$ 10^{-3} см^{-1}
4035,89	+3,2	+1,4	-17,1	-11,6	-8,0	1,47	1,00	0,69
3968,26	+3,2	+4,1	-20,0	-12,7	-10,0	1,57	1,00	0,79
3929,53	+3,2	+1,8	-17,1	-11,4	-8,1	1,50	1,00	0,71
4633,98	+2,9	-0,6	-12,1	-8,6	-5,5	1,41	1,00	0,64
4321,17	+2,9	-4,7	-6,9	-5,0	-3,0	1,38	1,00	0,60
4883,60	+2,7	-7,7	-3,0	-2,0	-1,4	1,50	1,00	0,70
4805,87	+2,7	-3,4	-10,1	-6,7	-4,7	1,51	1,00	0,70
4784,92	+2,7	-8,5	-1,6	-1,3	-0,6	1,23	1,00	0,46
4739,48	+2,7	-3,2	-10,3	-6,7	-4,9	1,54	1,00	0,73
4687,80	+2,8	-1,3	-13,5	-8,7	-6,5	1,55	1,00	0,75
5407,62	+2,4	-10,4	+2,7	+1,8	+1,2	1,50	1,00	0,67

Из табл. IV видно, что в результате выделения объемного смещения по методу Кинга относительное смещение во всех линиях получилось приблизительно одинаковым. Абсолютные же объемные смещения в линиях, относящихся к переходам между уровнями одних и тех же электронных конфигураций ($4d^25s^2 - 4d^25s5p$, $4d^35s - 4d^35p$), довольно сильно различаются, тогда как известно, что при отсутствии возмущений смещения в одном и том же интервале для подобных линий должны быть одинаковыми. Если сравнивать экспериментально измеренные изотопические сдвиги (табл. III) с объемным смещением (табл. IV), то можно видеть, что упомянутое различие в изотопическом смещении после обработки по способу Кинга сильно увеличилось. Это показывает, что оценка массового сдвига (особенно в линиях 4321,17; 4883,60; 4784,92), получаемая этим способом, недостаточно корректна, что связано с некоторой условностью метода Кинга.

Линию 4687,80 $\text{\AA}$ можно использовать для определения смещения в нижнем уровне. Эта линия относится к переходу между невозмущенными термами, для которых достигается хорошее соответствие между измеренными и теоретическими значениями фактора g_J . Электронная конфигурация верхнего уровня линий 4687,80 $\text{\AA}$ не имеет s -электрона, поэтому все объемное смещение можно отнести к уровню $4d^35s\ ^5F_5$. Далее по линиям 5407,62 и 4321,17 $\text{\AA}$ можно определить объемный эффект для конфигураций $4d^25s5p$, $5d^25s^2$ относительно границы серии $4d^3\ ^4F$. Эти данные приведены в табл. V для интервала ΔT (90—92). Используя эти результаты, можно уточнить на основе работы численные значения экспериментальной константы изотопического смещения $\beta C_{экс}$. Для интервалов $\Delta\nu$ (90—92), $\Delta\nu$ (92—94), $\Delta\nu$ (94—96) эта константа получается соответственно равной $(37 \pm 3) \cdot (25 \pm 3) \cdot (17 \pm 2) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Наиболее полные результаты по изотопическому смещению в спектре молибдена получены Ю. П. Донцовым³⁸. При сопоставлении с данными работы⁴⁰ видно, что имеющиеся расхождения связаны с учетом Ю. П. Дон-

цовым наложения контуров примесных изотопов. В табл. VI приведены основные экспериментальные результаты без учета наложений для 12 линий, относящихся к двум типам переходов. В той же таблице для каждого перехода приведено среднее изотопическое смещение. Если вычесть эти

Таблица V
Объемный эффект для некоторых конфигураций Zg I (90—92)

Конфигурация	$\Delta T(90-92),$ 10^{-3} см^{-1}
$4d^3 5s$	$13,5 \pm 1,5$
$4d^2 5s 5p$	$16,2 \pm 2,7$
$4d^2 5s^2$	$23,1 \pm 5$

сдвиги, то получим разность сдвигов в уравнениях $4d^4 5s^2 a^5 D$ и $4d^5 5s a^5 S$. Для того чтобы выделить из этой величины объемный сдвиг, необходимо, казалось бы, учесть только нормальное массовое смещение, поскольку специфическое смещение для данных уровней можно считать равным

Таблица VI
Изотопическое смещение в спектре MoI

$\lambda, \text{ \AA}$	Переход	$\Delta \nu(92-94),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta \nu(94-96),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta \nu(96-98),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta \nu(98-100),$ 10^{-3} см^{-1}
6030,66	$4d^4 5s^2 a^5 D_4 - 4d^5 5p z^5 P_3^0$	-25,3	-18,5	-12,0	-26,3
5888,33	$a^5 D_3 - z^5 P_2^0$	-25,0	-16,6	-11,5	-21,5
5858,27	$a^5 D_3 - z^5 P_3^0$	-25,0	-18,0	-12,1	23,3
5791,85	$a^5 D_2 - z^5 P_1^0$	-24,0	-17,6	-10,8	-25,5
5751,40	$a^5 D_2 - z^5 P_2^0$	-24,5	-18,5	-11,2	-26,4
5722,73	$a^5 D_2 - z^5 P_3^0$	-25,6	-18,3	-11,3	23,0
5689,14	$a^5 D_1 - z^5 P_1^0$	-24,0	-16,5	-11,8	18,9
5650,13	$a^5 D_1 - z^5 P_2^0$	-24,1	-16,7	-12,0	21,1
5632,47	$a^5 D_0 - z^5 P_1^0$	-1,8	-17,2	-12,3	21,2
5570,45	$4d^5 5s a^5 S_2 - 4d^5 5p z^5 P_1^0$	-6,7	-5,3	-3,0	-6,5
5533,05	$a^5 S_2 - z^5 P_2^0$	-7,2	-5,7	-3,0	-7,2
5506,49	$a^5 S_2 - z^5 P_3^0$	-8,3	-6,4	-3,6	-7,7
	$4d^4 5s^2 a^5 D - 4d^5 5p z^5 P^0$	-24,7	-17,5	-11,8	-24,9
	$4d^5 5s a^5 S - 4d^5 5p z^5 P^0$	-7,4	-5,8	-3,2	-7,1
	$4d^4 5s^2 a^5 D - 4d^5 5s a^5 S$	-17,3	-11,7	-8,6	-17,8
	ΔT_s	17,3	11,7	8,6	17,8
	Относительное смещение	1,48 $\pm 0,16$	1,00	0,73 $\pm 0,12$	1,52 $\pm 0,20$
	Экспериментальная константа изотопического смещения	41	28	20	43

нулю². Нормальное массовое смещение для уровней $4d^4 5s^2 a^5 D$ и $4d^5 5s a^5 S$ равно соответственно $1,4 \cdot 10^{-3}$ и $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Отсюда $\Delta T_n = 0,1 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что составляет около 1% разности полных сдвигов. Поэтому и нормальное смещение тоже можно не принимать во внимание. Как известно, изотопический сдвиг для s^2 -электронов в 1,6 раза больше сдвига для одного s -электрона. Отсюда, учитывая экранировку d -электрона (0,8), легко получить объемное смещение ΔT_s , обусловленное одним s -электроном. Все эти данные приведены в табл. VI, где дано также относительное смещение, которое хорошо соответствует относительному

смещению в спектре циркония, если рассматривать для того и другого элемента изотопы с одинаковыми числами нейтронов. В конце табл. VI представлены экспериментальные константы изотопического смещения, которые были нами найдены на основе полученного сдвига для s -электрона путем сравнения с константой изотопического смещения для Mo^{95} и Mo^{97} *).

Из других средних элементов, в спектрах которых изучалось изотопическое смещение, следует упомянуть рутений^{41,42}, палладий⁴³, кадмий⁴⁴⁻⁴⁹, олово^{50,51}, теллур⁵², барий⁵³⁻⁵⁵. Большинство работ проводилось при помощи обогащенных изотопов, что позволило во всех спектрах зафиксировать положение компонент редких изотопов. Общим недостатком всех исследований является малый объем экспериментальных данных, поскольку исследователи ограничивались изучением лишь одной спектральной линии элемента. Кроме того, при выделении объемного изотопического сдвига далеко не всегда учитывался специфический массовый сдвиг, который в этой области ядер может достигать величин, сравнимых с экспериментально наблюдаемым изотопическим смещением. Последнее обстоятельство ставит под сомнение полученные некоторыми авторами значения относительных изотопических сдвигов и экспериментальных констант, которые определяются объемной частью изотопического сдвига.

Наше рассмотрение изотопического смещения в средних элементах показывает, что, несмотря на трудности измерения, при помощи обогащенных изотопов по ряду элементов получены надежные экспериментальные данные, которые в собранном виде приводятся ниже в табл. XII.

2. Изотопическое смещение в спектрах изотопов тяжелых элементов с числом нейтронов 82—126

Рассмотрение изотопического смещения в спектрах тяжелых элементов уместно начать с группы редкоземельных элементов, где в последние годы выявлен ряд особенностей, связанных с деформацией ядер и заполнением нейтронных оболочек. Как уже отмечалось, в спектрах Ce , Nd , Sm и Gd давно обнаружены аномальные сдвиги в линиях, которые указывали на отсутствие эквидистантности в сдвигах атомных энергетических уровней. В последние годы были проведены более обстоятельные исследования изотопического смещения при помощи разделенных и обогащенных изотопов в спектрах редкоземельных элементов, позволившие изучить неэквидистантность по всей области ядер с числом нейтронов от $N = 78$ до $N = 106$.

В спектре церия изотопическое смещение было вновь измерено Л. А. Коростылевой⁵⁶. В предыдущих работах был установлен «скачок» изотопического смещения в интервале между компонентами изотопов Ce^{140} и Ce^{142} ($N = 82$ и 84), когда к полностью заполненной оболочке $1h_{1/2}$ добавляется следующая пара нейтронов. Однако сдвиг между компонентами изотопов церия был измерен весьма грубо¹. В табл. VII приведены более надежные результаты⁵⁶ по четырем линиям Ce II . Смещение в интервалах $\Delta\nu$ (136—138) и $\Delta\nu$ (138—140) оказалось приблизительно равным. По сравнению с ним сдвиг в интервале $\Delta\nu$ (140—142) в 3,82 раза больше. В спектре церия, как и во всех последующих элементах, измеряемые величины изотопического смещения принято считать за объемный сдвиг. Нормальное массовое смещение здесь действительно мало и достигает

*) A. St e u d e l, Zs. Phys. 132, 429 (1952).

примерно $0,001 \text{ см}^{-1}$ (для 5000 Å). Однако о величине специфического смещения ничего неизвестно. Не исключено, что оно в несколько раз больше нормального смещения. Тогда величина объемного относительного смещения в спектре церия существенно изменится. В работе⁹ показано, что экспериментальные результаты табл. VII находятся в хорошем

Таблица VII
Изотопическое смещение в спектре Ce

$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\nu(136-138)=$ $=\Delta\nu(138-140),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(140-142),$ 10^{-3} см^{-1}	$\frac{\Delta\nu(140-142)}{\Delta\nu(138-140)}$
4471,24	14 ± 2	52 ± 1	$3,71 \pm 0,60$
4460,21	14 ± 2	54 ± 1	$3,86 \pm 0,63$
4391,66	15 ± 1	57 ± 1	$3,80 \pm 0,31$
4289,94	$10 \pm 1,5$	39 ± 1	$3,90 \pm 0,67$
Среднее относительное смещение			$3,82 \pm 0,28$

согласии с теорией изотопического смещения, учитывающей влияние оболочечной структуры ядра.

В спектрах неодима и самария аномальные сдвиги в изотопическом смещении были обнаружены при помощи естественных проб. Для гадолиния потребовались обогащенные образцы, так как концентрации изотопов Gd^{152} и Gd^{154} в естественных пробах недостаточны для их спектроскопического обнаружения. Аномально большой сдвиг в спектрах трех упомянутых элементов имеет место в интервале между изотопами с $N = 88$ и $N = 90$, т. е. при переходе от сферически-симметричных ядер к деформированным. В последние годы были проведены новые измерения с целью более надежного определения сдвигов во всех интервалах между компонентами четно-четных изотопов этих элементов.

После известной работы Клинкаберга изотопическое смещение в спектре неодима исследовалось рядом авторов. Особенно подробные данные были получены Нольдеке и Стойделем в спектрах Nd I^{57} и Nd II^{58} . Они определили экспериментальные константы изотопического смещения по линиям Nd II , которые для интервалов $\Delta\nu(142-144)$, $\Delta\nu(144-146)$, $\Delta\nu(146-148)$, $\Delta\nu(148-150)$ оказались соответственно равными в единицах 10^{-3} см^{-1} : 187 ± 35 , 169 ± 35 , 171 ± 35 , 260 ± 50 . В работе⁶¹ изотопическое смещение измерено в интервале $\Delta\nu(142-144)$ для большого числа линий; полученные результаты использованы для классификации спектра Nd I . Упомянутые работы проводились при помощи естественных проб неодима, в которых присутствовали четно-нечетные изотопы. Поэтому оставалась некоторая неуверенность в правильности измерения интервалов изотопической структуры. Это подтверждалось довольно большими отклонениями в относительном положении компонент некоторых изотопов на ряде линий Nd I и Nd II .

Ю. П. Донцовым, В. А. Морозовым, А. Р. Стригановым⁶⁰ изотопическое смещение в спектре неодима было изучено при помощи обогащенных проб, в которых концентрации четно-нечетных изотопов не превышали 1%. Изотопическая структура промерена на 16 линиях, из них три линии относились к Nd II . Все дуговые линии имели отрицательный сдвиг. Оказалось, что при использовании обогащенных проб разница в относительном смещении линий Nd I и Nd II , которая была обнаружена в работах^{57,58}, не наблюдается. На рис. 2 представлено среднее относи-

тельное смещение по всем линиям и дана средняя квадратичная погрешность. Интервал $\Delta\nu$ (142—144) принят за единицу. Каждая компонента изотопической структуры отмечена соответствующим массовым числом, а также числом нейтронов. Полученные данные показывают, что в спектре неодима в интервале $\Delta\nu$ (142—144), так же как и в спектре церия, проявляется «скачок» в изотопическом смещении, обусловленный заполнением новой нейтронной оболочки $2f_{7/2}$.

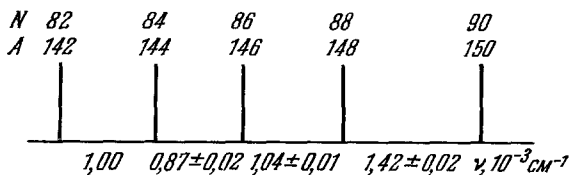


Рис. 2. Относительное смещение в спектре Nd.

Во втором интервале смещение уменьшается, затем вновь возрастает и в интервале $\Delta\nu$ (148—150) достигает anomalously большого значения.

Недавно Герстенкорн с сотрудниками⁶² вновь подвергли изучению изотопическое смещение в спектре неодима с помощью интерферометра

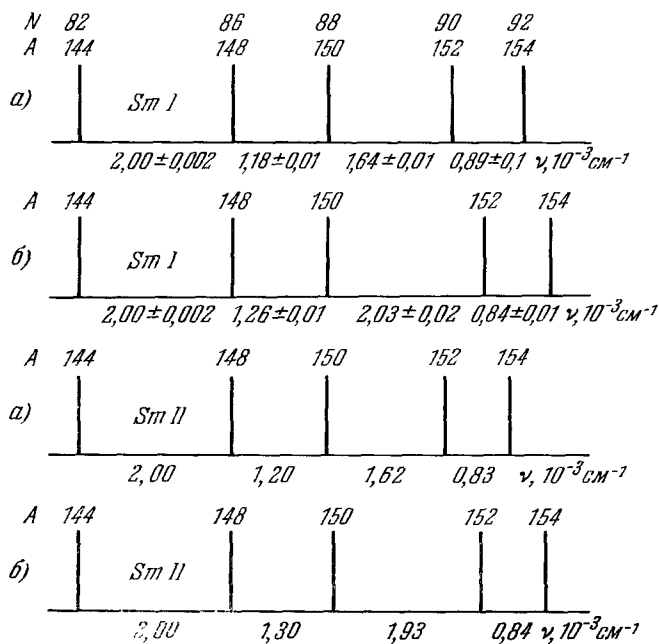


Рис. 3. Относительное смещение в спектрах Sm I, Sm II:

а) линии с отрицательным сдвигом; б) линии с положительным сдвигом.

Фабри — Перо с фотоэлектрической регистрацией, используя обогащенные изотопы. Ими были измерены три линии с отрицательными и три линии с положительными сдвигами. Полученные результаты будут обсуждены ниже.

Изотопическое смещение в спектре самария изучено при помощи обогащенных изотопов В. В. Елисеевым, В. А. Катулиным, Н. А. Кулаженковой и А. Р. Стригановым^{63,66}. Сдвиг между четно-четными изотопами был измерен на 59 линиях Sm I и на 8 линиях Sm II. Как в том, так и в другом спектре имеются линии с отрицательным и положительным сдвигами. На рис. 3 представлено среднее относительное смещение для

четырёх групп линий в отдельности. Полученные результаты показывают, что, помимо аномально большого сдвига между компонентами изотопов с $N = 88$ и $N = 90$, на других интервалах отчетливо проявляется неэквидистантность, которая выходит за пределы погрешностей измерений. Обращает на себя внимание тот факт, что ход относительного смещения для линий с отрицательным и положительным сдвигом как в спектре Sm I, так и в спектре Sm II довольно сильно различается. Линии Sm I с положительным сдвигом дают относительное смещение в интервале $\Delta\nu$ (148—150) в среднем на 0,08 больше, чем с отрицательным сдвигом. Это различие в восемь раз превышает случайные погрешности измерений и не связано с наложением сверхтонкой структуры нечетных изотопов Sm¹⁴⁷ и Sm¹⁴⁹, так как никаких добавочных компонент на спектрограммах не появляется. В интервале $\Delta\nu$ (150—152) с большим квадрупольным эффектом разница в относительном смещении в линиях с положительным и отрицательным сдвигами достигает в среднем 0,39, что в 20 раз превышает погрешность измерений. Разница в относительном смещении в интервале $\Delta\nu$ (150—152) для линий Sm II с отрицательным и положительным сдвигом достигает в среднем 0,31.

В спектре Sm I все линии с отрицательным сдвигом относятся к переходам типа $4f^6s^2 - 4f^6s6p$, а линии с положительным сдвигом — к переходам $4f^6s^2 - 4f^5d6s^2$. Поскольку в этих переходах нижняя электронная конфигурация одна и та же, то положительный сдвиг в линиях происходит в результате большого изотопического смещения верхних уровней, принадлежащих к электронной конфигурации $4f^5d6s^2$. Большое изотопическое смещение этих уровней можно объяснить ослаблением экранировки двух s -электронов при переходе одного $4f$ -электрона в $5d$ -оболочку, в результате чего увеличивается плотность заряда электронов в месте расположения ядра. В спектре Sm II линии с отрицательным сдвигом относятся к переходам $4f^6s - 4f^6p$, а линии с положительным сдвигом — к переходам $4f^6s - 4f^5d6s$. Верхние уровни электронной конфигурации $4f^5d6s$ испытывают и здесь большое изотопическое смещение за счет ослабления экранировки s -электрона.

Экспериментальные данные по самарию показывают⁶⁴, что верхние энергетические уровни электронной конфигурации $4f^6s6p$, относящиеся к линиям с отрицательными сдвигами, лежат в области 16112—22632 см⁻¹. Часть из этих уровней перемешаны с уровнями электронной конфигурации $4f^5d6s^2$, занимающими область 18075—23996 см⁻¹. Поэтому можно предполагать, что верхние близлежащие уровни взаимно возмущаются. Величина изотопического смещения таких уровней будет зависеть от примеси возмущающего уровня. Если данный уровень принадлежит электронной конфигурации $4f^6s6p$, то возмущение со стороны уровня $4f^5d6s^2$ должно привести к увеличению его изотопического смещения. В результате этого смещение в линии уменьшится. Подобное явление наблюдается на линиях с отрицательным сдвигом. Здесь смещение на всех линиях длинноволновой области примерно одинаково, начиная же с линии 5157,04 Å оно уменьшается⁶³. Возмущение уровней электронной конфигурации $4f^5d6s^2$ со стороны уровней $4f^6s6p$ должно приводить к уменьшению их изотопического смещения. Изотопический сдвиг на разных уровнях будет разным, так как доля волновой функции возмущающей электронной конфигурации будет разной. Это наблюдается на линиях с положительным сдвигом, где изотопическое смещение принимает разные значения⁶³. Отсюда следует, что длинноволновые линии с отрицательными сдвигами, а также линии с максимальными положительными сдвигами принадлежат, по-видимому, к невозмущенным переходам. Именно эти линии были использованы для определения по изо-

топическому сдвигу изменения волновой функции электронных конфигураций $4f^6$ и $4f^7$ *).

Данные по изотопическому смещению в спектрах Sm I и Sm II показывают, что при переходе от сферического ядра к деформированному добавочное изотопическое смещение в интервале $\Delta\nu$ (150—152) получается существенно больше при взаимодействии ядра с электронными оболочками $4f^{5/5}d6s^2$ и $4f^{5/5}d6s$. Можно предположить, что здесь проявляется какой-то новый эффект, который приводит к дополнительному сдвигу уровней конфигураций $4f^{5/5}d6s^2$ и $4f^{5/5}d6s$ при взаимодействии их с деформированным ядром. Тогда разность энергий s -электронов для двух изотопов одного и того же элемента не может рассматриваться в виде двух сомножителей, один из которых определяется электронной оболочкой, а другой параметрами ядра.

Кинг⁶⁵ объясняет обнаруженную разницу в относительном изотопическом смещении наличием большого массового эффекта. В случае самария необходимо предположить наличие массового сдвига, достигающего для некоторых линий $0,010 \text{ см}^{-1}$. Нормальное массовое смещение для изученных линий самария не превышает $0,001 \text{ см}^{-1}$. Отсюда специфический массовый эффект должен быть примерно в 10 раз больше нормального массового смещения. Эта величина, по-видимому, является очень большой для спектра самария, учитывая, что специфическое смещение, так же как нормальное массовое смещение, обратно пропорционально A^2 . Для решения этого вопроса необходимо теоретически оценить величину специфического смещения в верхних уровнях для двух типов переходов в атомах нейтрального и однократно ионизованного самария.

Результаты по изотопическому смещению в спектре самария, полученные в работе⁶³, были подвергнуты тщательной проверке Гансеном, Стойделем и Вальтером⁶⁷. При помощи регистрирующего спектрометра Фабри — Перо и высокообогащенных изотопов самария были измерены две линии с отрицательным и три линии с положительным сдвигами. Оказалось, что результаты измерений хорошо совпадают. На основе обработки по методу Кинга авторы работы⁶⁷ утверждают, что расхождение в ходе относительного изотопического смещения линий самария с отрицательным и положительным сдвигами обусловлено наличием большого специфического эффекта.

В этом же плане Герстенкорном с сотрудниками⁶² проведена работа по исследованию изотопического смещения в спектре неодима. Полученные результаты отчетливо показали наличие такого же явления в относительном смещении, которое обнаружено в спектре самария. В табл. VIII приведены результаты измерения изотопического смещения двух линий неодима, выполненные с высокой точностью.

Разница в относительном смещении линий с положительным и отрицательным сдвигами в интервале $\Delta\nu$ (148—150) достигает 0,49, что составляет 35%. Линии с положительным сдвигом относятся к переходу $4f^46s^2 \rightarrow 4f^35d6s^2$, линии с отрицательным сдвигом принадлежат к переходам $4f^46s^2 \rightarrow 4f^45d6p$ или $4f^45d6s \rightarrow 4f^45d6p$. Таким образом, здесь имеет место та же самая ситуация, как и в спектре самария, т. е. большое изотопическое смещение верхнего уровня электронной конфигурации $4f^35d6s^2$ происходит за счет ослабления экранировки s -электрона при переходе $4f$ -электрона в $5d$ -оболочку. В работе⁶² показано, что найденное различие в относительном изотопическом смещении линий с отрицательными и положительными сдвигами может объясняться наличием специфиче-

*) S. Hüfner, P. Kienle, D. Quitmann, P. Brix, Zs. Phys. 187, 67 (1965).

ского смещения, которое должно достигать для одной из линий по крайней мере в 10 раз большей величины, чем нормальное массовое смещение.

Следует заметить, что метод Кинга^{42,65}, по-видимому, пригоден для оценки массового специфического эффекта в изотопическом смещении

Таблица VIII

Изотопическое смещение в двух линиях Nd I

$\lambda, \text{\AA}$		$\Delta\nu(142-144)$	$\Delta\nu(144-146)$	$\Delta\nu(146-148)$	$\Delta\nu(148-150)$
5291,67	Смещение, 10^{-3} см^{-1} Относительное смещение	$-74,1 \pm 0,5$ $1,00 \pm 0,007$	$-69,7 \pm 0,5$ $0,94 \pm 0,007$	$-75,7 \pm 0,5$ $1,02 \pm 0,007$	$-104,9 \pm 0,5$ $1,42 \pm 0,005$
5675,97	Смещение, 10^{-3} см^{-1} Относительное смещение	$+20,4 \pm 0,4$ $1,00 \pm 0,02$	$+19,0 \pm 0,3$ $0,93 \pm 0,02$	$22,2 \pm 0,5$ $1,09 \pm 0,02$	$+39,0 \pm 0,5$ $1,91 \pm 0,01$

линий, если известно, что различие в относительном смещении обусловлено именно этим эффектом. В спектрах тяжелых элементов такое предположение априори сделать невозможно. Поэтому утверждение о большом специфическом эффекте в спектрах неодима и самария остается

гипотезой. Можно допустить существование нового явления, которое тоже приведет к добавочному сдвигу и будет описываться такого же типа формулами. Вопрос может быть решен только с помощью теоретического рассмотрения этой проблемы.

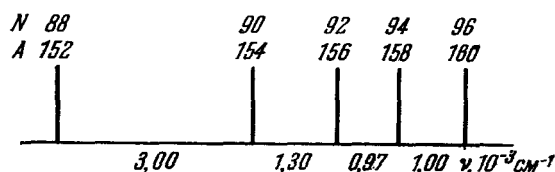


Рис. 4. Относительное смещение в спектре Gd.

В 1956 году Спеку⁶⁹, а затем Конферману с сотрудниками⁷⁰ удалось изучить при помощи обогащенных изотопов полную изотопическую структуру в спектре гадолиния, включая компоненты изотопов Gd^{152} и Gd^{154} . На рис. 4 дано среднее относительное смещение по⁷⁰. Как и ожидалось, в интервале $\Delta\nu(152-154)$ имеет место аномально большое смещение. Уместно отметить, что в использованных обогащенных пробах концентрация четно-нечетных изотопов Gd^{155} и Gd^{157} достигала соответственно 8 и 22% и поэтому сверхтонкая структура могла внести существенные погрешности в измерения. В работе⁶⁸ изотопическое смещение изучено в спектре Gd II и определена экспериментальная константа изотопического смещения: $\beta C_{\text{атом}}(158-160) = (125 \pm 20) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Изотопическое смещение в спектре диспрозия сначала изучалось на естественной смеси изотопов⁷¹, а затем на обогащенных изотопах^{72,73}. В последней работе было изучено 30 спектральных линий Dy I, причем на 17 из них был измерен сдвиг между компонентами всех пяти четно-четных изотопов, включая три редких изотопа Dy^{160} , Dy^{158} и Dy^{156} . Позже была проведена⁸² дополнительная обработка спектрограмм. Полученные результаты по относительному изотопическому сдвигу в спектре диспрозия представлены на рис. 5. Здесь, так же как в спектрах самария и неодима, имеется разница в относительных сдвигах в линиях с разным направлением смещения и эта разница оказывается максимальной в интервале,

где наблюдается наибольшее отклонение от эквидистантности в положении компонент изотопов.

Исследованию изотопического смещения в спектре эрбия посвящены в последние годы две работы ^{74,75}, выполненные на обогащенных изотопах, что позволило измерить интервалы между компонентами всех четно-четных изотопов. Наиболее полное исследование проведено Д. А. Волковым и А. Ф. Головиным ⁷⁴, которые измерили 19 спектральных линий

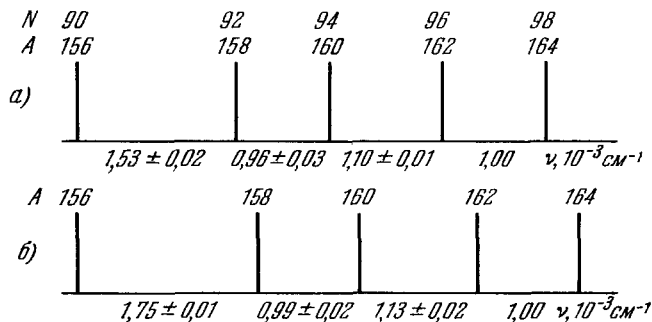


Рис. 5. Относительное смещение в спектре Dy:
а) линии с отрицательным сдвигом; б) линии с положительным сдвигом.

с отрицательным и 10 линий с положительным сдвигами. Ход относительного смещения представлен на рис. 6. Среднеквадратичная погрешность приведенных величин составляет 1%. На линиях эрбия с разным направлением смещения проявляется заметное различие в относительных сдвигах.

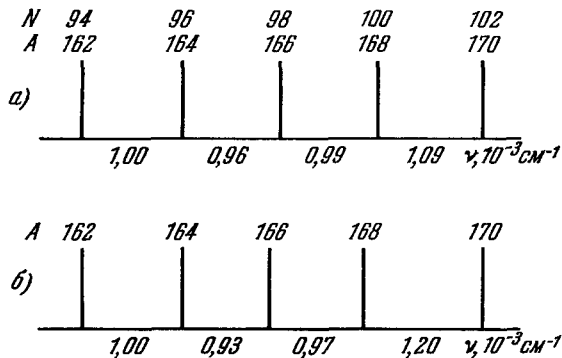


Рис. 6. Относительное смещение в спектре Er:
а) линии с отрицательным сдвигом; б) линии с положительным сдвигом.

Изотопический эффект в спектре иттербия исследовался Кребсом и Нелковским ⁷⁶ на естественной смеси изотопов. Авторами была найдена экспериментальная константа изотопического сдвига, которая для пары наиболее распространенных изотопов Yb^{172} и Yb^{174} оказалась равной $\beta C_{\text{эксп}} = (99 \pm 8) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

В работах ^{77,78} при помощи обогащенных изотопов была изучена структура дуговых линий иттербия 5556,48 и 3987,99 Å. Наиболее полные данные по изотопическому смещению в спектре иттербия были получены в работе ⁷⁹. Высокообогащенные пробы (содержание редкого изотопа Yb^{168} достигало 28,7%) позволили измерить смещения между компонентами всех четно-четных изотопов на 10 спектральных линиях Yb I и Yb II . Ход относительного смещения на линиях с отрицательным и с положительным сдвигами оказался в пределах точности измерений одинаковым. Среднее значение относительного сдвига, найденное по всем линиям, равно $\Delta\nu (168-170) : \Delta\nu (170-172) : \Delta\nu (172-174) : \Delta\nu (174-176) = (1,48 \pm 0,006) : (1,37 \pm 0,004) : (1,10 \pm 0,011) : 1,00$. Эти результаты хорошо совпадают с результатами предыдущей работы ⁷⁷.

В спектре гафния изотопическое смещение изучалось в двух работах при помощи обогащенных изотопов ^{81,82}. В первой работе было измерено смещение 16 спектральных линий Hf I и оценена экспериментальная константа изотопического сдвига $\beta C_{\text{эксп}}$ ($178-180$) = $(104 \pm 23) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Однако автор отдает предпочтение величине $(114 \pm 13) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, полученной в работе ⁸⁰ по линиям Hf II, относящимся к трем различным электронным переходам. Позднее во второй работе ⁸² изотопическое смещение было измерено на 20 спектральных линиях Hf I, из них на 15 линиях надежно определено положение компоненты редкого изотопа Hf¹⁷⁴. Все линии имеют отрицательное направление смещения. Относительный изотопический сдвиг равен $\Delta\nu$ ($174-176$) : $\Delta\nu$ ($176-178$) : $\Delta\nu$ ($178-180$) = $(0,89 \pm 0,01) : (0,85 \pm 0,01) : 1,00$, что в пределах ошибок совпадает с результатами работы ⁸¹. Недостатком обеих работ является использование невысокообогащенных проб редкого изотопа Hf¹⁷⁴ (8—10%).

Изотопический сдвиг в спектре вольфрама исследовался в последние годы как на естественной смеси ⁸³, так и на обогащенных изотопах ⁸⁴⁻⁸⁶. Характерным для последних работ является недостаточно высокое обогащение проб редким изотопом W¹⁸⁰ и небольшое число изученных спектральных линий. Измерения относительных изотопических сдвигов разными авторами не вполне согласуются друг с другом. Наиболее надежными можно считать результаты Блейса и Глюка ⁸⁶. Найденные ими величины относительных сдвигов и экспериментальных констант приведены в табл. IX.

Т а б л и ц а IX
Относительное смещение и экспериментальные константы изотопического сдвига в спектре W I

	$\Delta\nu(180-182),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(182-184),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(184-186),$ 10^{-3} см^{-1}
Относительный сдвиг	$0,79 \pm 0,06$	$1,13 \pm 0,02$	1,00
$\beta C_{\text{эксп}}$	92 ± 24	133 ± 25	117 ± 20

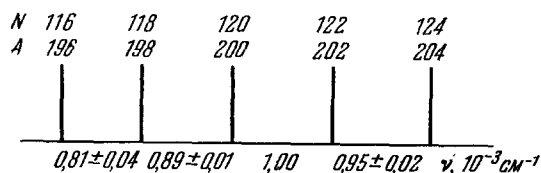
В спектре осмия изотопический сдвиг изучался рядом авторов ⁸⁷⁻⁹¹. Работы ⁸⁸⁻⁹⁰ проведены на обогащенных изотопах, причем обогащение редкого изотопа Os¹⁸¹ достигало 2,25%. Всего было исследовано шесть спектральных линий, на трех линиях замечена компонента изотопа Os¹⁸⁴. Относительные изотопические сдвиги, найденные в работах ^{89, 90}, несколько различны и приведены в табл. X.

Т а б л и ц а X
Относительные изотопические смещения в спектре Os

Литература	$\Delta\nu(184-186),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(186-188),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(188-190),$ 10^{-3} см^{-1}	$\Delta\nu(190-192),$ 10^{-3} см^{-1}
Работа ⁸⁹	$1,28 \pm 0,06$	$1,37 \pm 0,04$	$1,15 \pm 0,02$	1,00
Работа ⁹⁰	$1,31 \pm 0,04$	$1,29 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,02$	1,00

Глюком и др. ⁹¹ изотопическое смещение было использовано для классификации спектра осмия и для вычисления экспериментальной константы изотопического сдвига: $\beta C_{\text{эксп}}$ ($190-192$) = $(114 \pm 14) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Изотопическое смещение в спектре ртути измерялось многими авторами⁹²⁻⁹⁸. Из этих работ следует отметить исследования Блейса⁹⁶, который использовал обогащенные пробы и измерил полную изотопическую структуру линии Hg I 2536,5 Å, включая компоненту редкого изотопа Hg¹⁹⁶. Наиболее точные измерения изотопического смещения резонансной линии ртути были проведены Швейцером⁹⁸. На рис. 7 представлено относительное изотопическое смещение в линии 2536,5 Å по работе⁹⁶. Экспериментальная константа изотопического смещения получена⁹⁷ на основе измерения изотопического смещения запрещенной линии Hg II 2814,93 Å ($5d^{10}6s^2S_{1/2} - 5d^96s^2D_{5/2}$). Константа для отдельных интервалов



между четно-четными изотопами, начиная с $\Delta\nu(196-198)$, оказалась равной $\beta C_{\text{экс}} = (174 \pm 40), (212 \pm 30), (235 \pm 30), (235 \pm 37) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Рис. 7. Относительное смещение в спектре Hg I.

при помощи обогащенных проб на линиях однократно ионизованного атома¹⁰⁰. Относительное изотопическое смещение между компонентами четно-четных изотопов оказалось равным $\frac{\Delta\nu(204-206)}{\Delta\nu(206-208)} = 0,908 \pm 0,008$, что хорошо соответствует величине, полученной ранее при помощи естественных проб.

Заканчивая рассмотрение изотопического смещения в этой группе элементов, отметим, что за последние 10 лет получены обширные и более точные данные, позволившие выявить связь изотопических сдвигов в атомных уровнях с оболочечной структурой ядер и их деформацией. На основе изотопических сдвигов для многих ядер установлены параметры деформации, рассчитаны внутренние квадрупольные моменты и вероятности электрических квадрупольных переходов из основного состояния ядра в первое возбужденное. По уточненным изотопическим сдвигам пересчитаны экспериментальные константы изотопического смещения. Все эти данные приведены ниже.

3. Изотопическое смещение в спектрах актинидных элементов

Основной задачей по исследованию изотопического эффекта в спектрах актинидных элементов было использование изотопических сдвигов для классификации спектров. Изотопическое смещение в этих спектрах, так же как в случае водорода и гелия, достигает значительных величин и может измеряться при помощи больших дифракционных спектрографов с дисперсией в 1 Å/мм. Благодаря этому для ряда элементов получены обширные данные по сдвигам для большого числа спектральных линий.

В спектре тория изотопическое смещение измерено для многих линий в видимой и ультрафиолетовой областях между природным изотопом Th²³² и изотопами Th²³⁰ и Th²²⁹, получающимися в результате радиоактивного распада урана. Отношение сдвигов $\frac{\Delta\nu(232-229)}{\Delta\nu(232-230)}$ оказалось равным примерно 1,7¹⁰³. Это показывает, что в спектре тория имеет место известный дополнительный сдвиг компоненты четно-нечетного изотопа Th²²⁹ в сторону изотопов с меньшими массовыми числами. В работе¹⁰² установлена связь между величиной изотопического сдвига в линиях Th II и электронными конфигурациями уровней.

Для спектра урана получены подробные данные по изотопическому смещению между компонентами природных изотопов U^{238} и U^{235} ¹⁰⁴⁻¹⁰⁹. Поводом для проведения этих работ являлась доступность обогащенных проб U^{235} и стремление использовать изотопические сдвиги для классификации многолинейчатого спектра урана. В результате анализа измеренных сдвигов удалось установить принадлежность 226 линий к спектру U II и найти для 159 линий U II электронные конфигурации нижних уровней ^{106,108}. Для линии U II 4244,37 Å, обладающей большим изотопическим смещением, измерена полная изотопическая структура с помощью изотопов урана с массовыми числами 238, 236, 235, 234, 233 ^{105,106}. Эта структура представлена на рис. 8. Здесь отчетливо проявляется дополнительный сдвиг компонент четно-нечетных изотопов в обычную сторону, причем

отношение $\frac{\Delta\nu(238-235)}{\Delta\nu(238-236)} = 1,70$.

Наиболее точные данные по изотопическому смещению в спектре урана были получены Герстенкорном и его коллегами ¹¹⁰ с помощью фотоэлектрического спектрометра с интерферометром Фабри — Перо. Для 20 линий U I

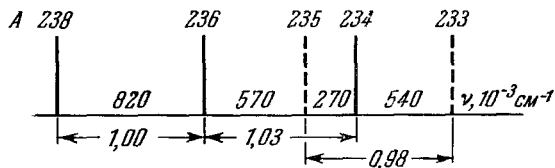


Рис. 8. Изотопическая структура линии U II 4244, 37 Å.

были измерены сдвиги $\Delta\nu(238-233)$, $\Delta\nu(238-235)$ со средней квадратичной погрешностью всего в 1%. Из них 13 линий обладали отрицательным сдвигом и относились к переходу $5f^36d7s^2-5f^36d7s7p$, остальные семь линий имели положительный сдвиг и относились к переходам $5f^36d7s^2-5f^37s27p$ и $5f^36d7s^2-5f^36d7s7p$. Полученные данные показывают, что относительное изотопическое смещение $\Delta\nu(238-233)/\Delta\nu(238-235)$ остается одинаковым для линий с отрицательным и положительным сдвигами ($1,554 \pm 0,015$ и $1,537 \pm 0,015$). Практически такое же относительное смещение ($1,57 \pm 0,02$) имеет и хорошо исследованная линия U II 4244,37 Å ($5f^37s^2-5f^36d7p$), обладающая отрицательным сдвигом.

На этом основании авторы работы ¹¹⁰ пришли к выводу, что в случае урана относительное смещение для четырех различных переходов остается в пределах погрешностей одинаковым и что, в отличие от результатов по спектру самария ^{63,66}, ника-

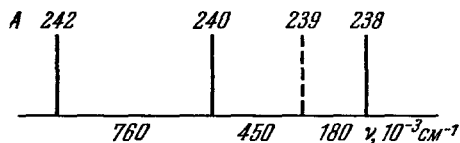


Рис. 9. Изотопическая структура линии Pu 4021, 41 Å.

кой разницы в относительном смещении в линиях урана с отрицательным и положительным сдвигами не наблюдается. Однако по этому поводу следует заметить, что в случае самария упомянутое различие обнаружено в интервале $\Delta\nu(150-152)$ с большим изменением деформации ядер Sm^{150} и Sm^{152} , на котором имеет место «скачок» в изотопическом смещении. В уране изменение деформации ядер при переходе от одного изотопа к другому очень мало. Поэтому различия в относительном смещении (рис. 8) не превышают погрешностей измерений изотопических сдвигов.

Кроме того, как правильно отмечено в работе ¹¹⁰, среди исследованных линий не было таких, которые относились бы к переходу $5f$ -электрона в состояние $6d$. Таким образом, трудно было надеяться обнаружить в спектре урана такое же различие, которое было найдено в спектрах Sm I и Sm II.

Изотопическое смещение в спектре плутония впервые было измерено американскими и русскими исследователями. В работе Конвея и Фреда¹¹¹ для получения спектров двух изотопных проб плутония $\text{Pu}^{238} + \text{Pu}^{242}$, $\text{Pu}^{239} + \text{Pu}^{240}$ в ультрафиолетовой области были использованы девятиметровый дифракционный спектрограф с дисперсией $0,92 \text{ \AA}/\text{мм}$ и искровой источник света. Полная изотопическая структура была получена для четырех линий (3958,79; 3972,06; 3985,37; 4021,41 $\text{\AA}$). Для одной из этих линий упомянутая структура представлена на рис. 9, где наряду с компонентами четно-четных изотопов приведено положение центра тяжести компонент четно-нечетного изотопа.

В работе¹¹² для возбуждения спектра применялся полый катод, а для регистрации использовался трехпризменный спектрограф, скрещенный с интерферометром Фабри — Перо. Высокая разрешающая сила этой установки позволила в спектрах двухизотопной пробы $\text{Pu}^{239} + \text{Pu}^{240}$ обнаружить не только изотопическое смещение, но и сверхтонкую структуру четно-нечетного изотопа. В области 4100—6500 $\text{\AA}$ изотопическое смещение было измерено у 19 линий, для шести из них обнаружены дублетная сверхтонкая структура и измерена ее ширина. Авторы показали, что на основе изучения сверхтонкой и изотопической структур в спектре плутония можно предсказать электронные конфигурации для уровней многих переходов.

Дальнейшие исследования изотопического смещения и сверхтонкой структуры в спектре плутония сводились в основном к использованию этих эффектов для классификации линий, нахождения атомных энергетических уровней и их электронных конфигураций. В работах^{113–118} было показано, что по соотношению интенсивностей компонент дублетной сверхтонкой структуры Pu^{239} можно определить для некоторых уровней внутренние квантовые числа J полного момента количества движения электронной оболочки атома. Сверхтонкое расщепление и изотопическое смещение в линиях изотопов Pu^{239} и Pu^{240} подробно измерялось в ряде работ и было с успехом использовано для идентификации линий Pu I и Pu II , а также для установления электронных конфигураций уровней многих переходов^{116–120}.

В спектре америция изотопическое смещение впервые было измерено Конвеем и Маклэнглином¹²¹ на 28 линиях между изотопами Am^{241} и Am^{243} в области 2800—4900 $\text{\AA}$. Для возбуждения спектра была использована дуга постоянного тока, регистрация производилась при помощи девятиметрового дифракционного спектрографа. Ввиду того, что линии рассматриваемых изотопов америция обладают сверхтонкой структурой, изотопическое смещение измерялось между первыми (более интенсивными) компонентами этой структуры. Максимальные сдвиги $\Delta\nu$ (241—243) достигают $0,80 \text{ см}^{-1}$. Более подробное исследование сверхтонкой и изотопической структуры было проведено в работе¹²². Полученные данные авторы использовали для предварительной классификации спектра америция.

Последним актинидным элементом, в спектре которого обнаружено изотопическое смещение, является кюрий. Конвею и Маклэнглину¹²³ удалось сфотографировать при помощи девятиметрового дифракционного спектрографа спектр образца изотопов Cm^{242} и Cm^{244} в области 3050—5250 $\text{\AA}$. В спектре найдены 153 линии с заметным изотопическим смещением. Наблюдались как отрицательные, так и положительные сдвиги. На некоторых линиях смещение достигает $1,3 \text{ см}^{-1}$.

Рассматривая изотопическое смещение между компонентами четно-четных изотопов в спектрах актинидных элементов, видно, что никаких ярко выраженных «скачков» в изотопических сдвигах в этой области ядер до сих пор не обнаружено. Однако категорического утверждения об

отсутствии «скачков» в изотопических сдвигах в спектрах актинидных элементов сделать нельзя. Известно, что «скачки» в случае четно-четных изотопов могут быть обнаружены по изменению смещения в спектре данного элемента, когда ядро перестраивается за счет добавления парных нейтронов при одном и том же заряде. В спектрах тория и юрия изотопические сдвиги пока что изучены в каждом в одном интервале: в Th $\Delta\nu$ (230—232), в Cm $\Delta\nu$ (242—244). Остаются еще неизвестными сдвиги в последующих интервалах при добавлении соответственно следующих пар нейтронов. Поэтому в настоящее время невозможно судить об изменении изотопического смещения в спектрах тория и юрия. В спектрах урана и плутония изотопические сдвиги изучены для каждого элемента всего только в двух интервалах (см. рис. 8 и 9). Сопоставление этих смещений показывает, что в спектре урана сдвиги остаются в пределах погрешностей измерения в обоих интервалах одинаковыми. В спектре плутония эквидистантность в изотопическом смещении отсутствует, так как сдвиг в одном интервале на 16% больше, чем в другом. Следует отметить, что изучение упомянутых сдвигов в спектрах урана и плутония проводилось с помощью дифракционных спектрографов и поэтому средняя квадратичная погрешность измерений достигала $\pm 5\%$. Полученные данные, приведенные на рис. 8 и 9, являются результатом измерения для каждого элемента всего лишь одной спектральной линии. Отсюда видно, что исследования изотопического смещения в спектрах актинидных элементов должны быть расширены. По каждому элементу необходимо охватить большее число радиоактивных изотопов и провести измерения с помощью интерферометра Фабри — Перо на большем числе спектральных линий.

II. ТЕОРИЯ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СДВИГА В СПЕКТРАХ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Первоначальная теория изотопического сдвига для спектров тяжелых элементов была основана на капельной модели ядра конечных размеров. Энергия оптического электрона, движущегося в поле ядерного заряда, зависит от радиуса ядра, по объему которого распределен заряд. При переходе от одного изотопа к другому в их ядрах происходит перераспределение заряда, связанное с добавлением нейтронов. Для сферических ядер с радиусом, меняющимся по закону $A^{1/3}$, разность энергий оптических электронов четно-четных изотопов одного элемента одинакова и изотопическое смещение уровней должно быть эквидистантным. Отклонения от эквидистантности, наблюдающиеся в спектрах многих элементов, объясняются неравномерным изменением радиуса ядер при добавлении нейтронов. Это может вызываться особенностями заполнения нейтронных оболочек в ядрах (при $N = 50, 82, 126$) либо изменением статической деформации ядер в области $88 < N < 116$, либо нулевыми колебаниями поверхности ядра относительно равновесной сферической формы для вибрационных ядер. Такая теория качественно неплохо объясняет все явления в изотопическом сдвиге, однако количественного согласия с экспериментом дать не может. Представление ядра в виде несжимаемой капли с радиусом $R = 1,2 A^{1/3} 10^{-13}$ см дает примерно в полтора раза большие значения изотопических сдвигов, чем наблюдаются экспериментально.

Вопросам приведения теории изотопического сдвига в соответствие с экспериментом посвящен ряд опубликованных в последние годы работ, в которых рассматривается влияние на изотопический сдвиг эффектов, связанных с деформацией ядер, формой распределения заряда,

сжимаемостью, аксиальной асимметрией и оболочечной структурой ядер. Мы кратко остановимся на результатах некоторых из этих работ, носящих принципиальный характер.

Наиболее общие соотношения для изотопического сдвига были получены Бодмером⁵ в предположении распределения заряда внутри объема ядра, но без конкретизации формы этого распределения. Разность энергий фотонов, излучаемых атомами двух изотопов элемента Z , определяется соотношением

$$\delta E = \Phi \frac{R_{\infty}}{\Gamma^2(2\rho)} \frac{3-2\rho}{3+2\rho} \left(\frac{2Z}{a_0} R \right)^{2\rho} \frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2}, \quad (2,1)$$

где R_{∞} — константа Ридберга, $\rho^2 = 1 - (Z/137)^2$, a_0 — первый боровский радиус, $R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см; $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус распределения заряда в ядре.

Величина Φ зависит, вообще говоря, от изменения при электронном переходе суммы волновых функций всех электронов в месте нахождения ядра. Обычно предполагается, что изотопический сдвиг целиком определяется наиболее проникающим в ядро оптическим s -электроном (или, в меньшей степени, $p_{1/2}$ электроном). Изменение же волновых функций электронов остова при переходе оптического электрона считается незначительным. Трудность оценки вклада, вносимого электронным остовом в изотопический сдвиг, делает расчеты сдвигов энергетических уровней атомов различных изотопов элемента несколько неопределенными. Поэтому для характеристики изотопического сдвига принято пользоваться величиной, не зависящей от электронных оболочек атома. Эта величина, называемая константой изотопического сдвига,

$$C = \frac{5}{3} \frac{R_{\infty}}{\Gamma^2(2\rho)} \frac{3-2\rho}{3+2\rho} \left(\frac{2Z}{a_0} R \right)^{2\rho} \frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2}, \quad (2,2)$$

характеризует различие в распределении заряда в ядрах изотопов и определяется изменением среднеквадратичного радиуса распределения протонов при переходе от изотопа к изотопу.

Таким образом, при вычислении констант изотопического сдвига весьма важным обстоятельством является выбор представления для среднеквадратичного радиуса распределения протонов. Обычно считают, что $\langle r^2 \rangle$ является функцией $A^{1/3}$. Для сферических ядер

$$\langle r^2 \rangle = sR^2, \quad R = 1,2A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

где s — параметр, характеризующий радиальное распределение заряда в ядре. При равномерном распределении по объему ядра $s = \frac{3}{5}$.

Для деформированных ядер ($150 < A < 190$), обладающих ротационным спектром, среднеквадратичный радиус протонного распределения равен⁶

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 + \frac{3}{8\pi} \beta^3 \right), \quad (2,3)$$

где β — параметр деформации ядра.

Для ядер с вибрационным спектром в случае гармонического вибратора⁶

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \langle \beta^2 \rangle \right), \quad (2,4)$$

причем $\langle \beta^2 \rangle$ с точностью до множителя является амплитудой нулевых колебаний поверхности ядра относительно равновесной формы, или динамической деформацией.

Спектры некоторых четно-четных ядер, расположенных в областях $60 < A < 160$ и $180 < A < 240$, интерпретируются А. С. Давыдовым и Г. Ф. Филипповым¹¹ как ротационные спектры неаксиально деформированных ядер, поверхность которых характеризуется параметрами β и γ . Указанные области охватывают ядра вблизи магических чисел, а также ядра с эквидистантным спектром уровней, который обычно считают вибрационным спектром¹². В модели Давыдова и Филиппова среднеквадратичный радиус протонного распределения выражается следующим образом:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 \left[1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 + \frac{3}{8\pi} \beta^2 f(\gamma) \right], \quad f(\gamma) = \cos \gamma (1 - 4 \sin^2 \gamma). \quad (2,5)$$

Параметр γ меняется от 0° для ядер с ротационным спектром до 30° для ядер с эквидистантным спектром уровней. В этих предельных случаях модель Давыдова и Филиппова дает те же результаты для $\langle r^2 \rangle$, что и соотношения (2,3) и (2,4).

Из экспериментов по рассеянию быстрых электронов на ядрах¹³ следует, что плотность протонов внутри ядра постоянна, за исключением граничной области, где она плавно убывает до нуля. Это обстоятельство приводит к следующему выражению для радиуса ядерного заряда:

$$R = (1,115 A^{1/3} + 2,151 A^{-1/3} - 1,742 A^{-1}) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Определяемые таким образом размеры ядерного заряда практически совпадают с величинами $1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}$, однако относительное изменение радиуса при добавлении к ядру нейтронов в этом случае идет медленнее:

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{1 - 1,93A^{-2/3} + 4,69A^{-4/3}}{1 + 1,93A^{-2/3} - 1,56A^{-4/3}} \frac{\delta A}{3A} = \xi \frac{\delta A}{3A}. \quad (2,6)$$

Коэффициент $\xi = 0,88 \pm 0,02$ в области $125 \leq A \leq 218$.

Таким образом, относительное изменение среднеквадратичного радиуса распределения заряда в ядре, определяющее величину константы (2,2), можно записать в виде

$$\frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2} = \frac{2}{5} \xi \frac{\delta A}{A} + \frac{3}{4\pi} \delta (\beta^2 + 0,3\beta^2 f), \quad (2,7)$$

$\delta A = A_2 - A_1$; $\delta (\beta^2 + 0,3\beta^2 f) = (\beta_2^2 + 0,3\beta_2^2 f(\gamma_2)) - (\beta_1^2 + 0,3\beta_1^2 f(\gamma_1))$. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к легкому и тяжелому изотопам. Первый член в этом соотношении характеризует объемную константу изотопического сдвига, обусловленную равномерным увеличением радиуса ядра при добавлении нейтронов, а второй член — деформационную константу, которая определяет вклад в изотопический сдвиг, вносимый изменением деформации ядра.

Итак, зависимость среднеквадратичного радиуса протонного распределения от деформации ядра позволяет понять наблюдаемые в спектрах многих элементов отклонения от эквидистантности в положении компонент четно-четных изотопов, однако оставляет необъясненными большие скачки в изотопическом сдвиге, проявляющиеся на ядрах с магическими числами нейтронов. Кроме того, расчеты изотопического сдвига, проводимые в рамках указанных представлений, дают в полтора раза завышенные результаты.

Мелиджи¹⁴ провел расчет констант изотопического сдвига для трапецеидального распределения заряда в ядре и получил хорошее согласие с экспериментом. Однако в его расчетах недостаточно корректно выбраны численные значения параметров трапецеидального распределения^{15, 16}, определяющих величину среднеквадратичного радиуса и его изменение

при переходе от изотопа к изотопу. Более точные вычисления Ф. А. Бабушкина¹⁷ показывают, что трапецеидальность формы распределения заряда весьма незначительно сказывается на величине константы изотопического сдвига.

Некоторое уменьшение несоответствия между теорией изотопического сдвига с экспериментом может быть достигнуто в предположении сжимаемости ядерной материи^{5, 18}, состоящей в более медленном увеличении радиуса ядра при добавлении нейтронов, чем это следует из капельной модели. Э. Е. Фрадкин¹⁶ предложил объяснять эффектом сжимаемости все расхождения теории с экспериментом, введя коэффициент регулярной сжимаемости $\eta = \frac{\delta R}{R} / \frac{\delta N}{3A} < 1$, характеризующий более плотную упаковку ядра при добавлении нейтронов по сравнению с законом $A^{1/3}$, и коэффициент деформационной сжимаемости $\xi < 0$, который указывает на эффективное увеличение плотности протонов в центре ядра при возникновении в нем деформации. Константа изотопического сдвига, полученная Фрадкиным для произвольного распределения заряда по объему ядра, в области $Z \leq 80$ с хорошей точностью выражается следующим образом:

$$C = \frac{R_\infty}{3} \frac{(1+\rho)^2}{\Gamma^2(2\rho+1)} \left(\frac{2Z}{a_0} R \right)^{2\rho} \frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2}. \quad (2,8)$$

Коэффициент регулярной сжимаемости приводит к следующему выражению для изменения радиуса ядра при добавлении нейтронов:

$$\frac{\delta R}{R} = \eta \zeta \frac{\delta N}{3A}, \quad (2,9)$$

где ζ определяется соотношением (2,6). Деформационную сжимаемость можно объяснить либо сжимаемостью ядра при изменении деформации $R = R(\beta)$, либо изменением радиального распределения заряда при деформации $s = s(\beta)$. Разделить эти две причины в рамках модели Фрадкина не удастся. Выражение для среднеквадратичного радиуса протонного распределения в деформированном ядре (2,5) принимает вид

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \frac{3}{5} R^2 (1 + \xi \beta^2) \left[1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 + \frac{3}{8\pi} \beta^3 f(\gamma) \right] \approx \\ &\approx \frac{3}{5} R^2 \left[1 + \left(\frac{5}{4\pi} + \xi \right) \beta^2 + \frac{3}{8\pi} \beta^3 f(\gamma) \right]. \end{aligned} \quad (2,10)$$

Численные значения коэффициентов сжимаемости $\eta = 0,7$ и $\xi = -5/8\pi$ были выбраны¹⁶ из условия наилучшего согласия теоретических расчетов изотопических сдвигов с экспериментальными данными в области $56 \leq Z \leq 82$.

В этих предположениях относительное изменение среднеквадратичного радиуса распределения заряда в деформированном ядре при добавлении нейтронов принимает вид

$$\frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2} = \frac{2}{5} \eta \zeta \frac{\delta A}{A} + \frac{3}{8\pi} \delta (\beta^2 + 0,6\beta^3 f(\gamma)). \quad (2,11)$$

Аналогичные соотношения в несколько более общем виде были получены Ф. А. Бабушкиным¹⁷, который использовал те же значения коэффициентов сжимаемости, и Ионеско-Палласом¹⁹.

Таким образом, привлечение гипотезы о сжимаемости ядер при добавлении нейтронов значительно уменьшает величины объемных констант изотопического сдвига, вычисляемых по формулам (2,8) и (2,11). Сжимаемость же ядер при увеличении деформации приводит к уменьшению роли деформации в изотопическом сдвиге и позволяет лучше объяснить

отклонения от эквидистантности в положении компонент четно-четных изотопов. Однако большие скачки, наблюдаемые в изотопическом сдвиге при добавлении пары нейтронов к ядрам с магическими числами нейтронов, не могут быть объяснены с помощью представления $\langle r^2 \rangle$ как функции $A^{1/2}$, β и γ , так как ядра вблизи магических чисел не обладают скольконибудь значительной деформацией. Этот факт говорит о том, что среднеквадратичный радиус распределения протонов должен зависеть от индивидуальных свойств ядер, проявляющихся в последовательности заполнения нейтронных уровней. Впервые роль оболочечной структуры в скачке изотопического сдвига на магическом числе $N = 126$ была оценена Брейтом *). Последовательное теоретическое рассмотрение вопроса о связи оболочечной структуры ядра с изотопическим сдвигом было проведено Г. Г. Бунатяном и М. А. Микулинским⁹, а также В. А. Беляковым²⁰ на основе теории ферми-жидкости конечных систем, развитой А. Б. Мигдалом⁸.

Сущность представлений состоит в наличии взаимодействия между ядерными квазичастицами, каждая из которых движется в самосогласованном поле остальных квазичастиц. Изменение среднеквадратичного радиуса распределения заряда определяется изменением протонной плотности при добавлении нейтронов:

$$\delta \langle r^2 \rangle = \sum_{\lambda \lambda'} (\delta \sigma)_{\lambda \lambda'} \langle r^2 \rangle_{\lambda \lambda'}.$$

Здесь λ — совокупность квантовых чисел квазичастиц n, l, j, m ; $\delta \sigma$ — изменение матрицы плотности протонных квазичастиц, которое обусловлено взаимодействием добавленных нейтронов с остальными квазичастицами. Характер взаимодействия ядерных квазичастиц определяется амплитудами взаимодействия f^{np} , f^{nn} и f^{pp} , которые в теории не вычисляются, а находятся из сравнения с экспериментом. Проведенные расчеты^{8, 9, 20} показали, что значения амплитуд взаимодействия, определяемые из разных физических процессов (квадрупольные моменты ядер, изомерный и изотопический сдвиги и др.), достаточно хорошо согласуются друг с другом. Оказалось, что f^{pp} и f^{np} внутри ядра положительны и по абсолютной величине в несколько раз меньше, чем на поверхности ядра, где они имеют противоположный знак. Это говорит о существовании внутри ядра эффективного отталкивания квазичастиц, тогда как у границы ядра происходит эффективное притяжение квазичастиц. Вклад от поверхностных явлений в ядре в силу больших абсолютных значений внешних констант взаимодействия оказывается весьма существенным, несмотря на то, что граничная область ядра в $A^{1/2}$ раз меньше внутренней. Наличие сильного взаимодействия добавленных нейтронов с остальными нуклонами приводит к зависимости среднеквадратичного радиуса ядерного заряда от состояния λ , в котором находятся добавленные нейтроны.

Полученные в теории конечных ферми-систем соотношения для $\delta \langle r^2 \rangle$, позволяющие проводить вычисления для конкретных ядер, весьма громоздки и требуют машинных расчетов, поэтому мы их не приводим. Укажем, что недавно В. П. Крайновым и М. А. Микулинским²¹ задача вычисления $\delta \langle r^2 \rangle$ была решена аналитически в квазиклассическом приближении. В результате получена простая формула для изменения среднеквадратичного радиуса распределения заряда при добавлении к ядру нейтронов в состоянии с орбитальным моментом l

$$\frac{\delta \langle r^2 \rangle}{R^2} = \frac{\delta A}{2Z} \left(a + b \frac{l^2}{l_0^2} \right), \quad (2,12)$$

*) G. Breit, Phys. Rev. 86, 254 (1952).

где

$$a = \frac{0,2 + 1,3A^{-1/3}}{2,7 - 8,8A^{-1/3}},$$

$$b = -\frac{0,5 + 0,5A^{-1/3}}{2,7 - 8,8A^{-1/3}}, \quad l_0 = 1,7A^{1/3}.$$

Эта приближенная формула по сравнению с точными расчетами дает несколько худшие результаты. Тем не менее она весьма наглядно иллюстрирует следствия теории конечных ферми-систем, касающиеся аномальной в изотопическом сдвиге при заполнении нейтронных уровней. Так, «скачки» в изотопическом сдвиге на магических числах нейтронов 50, 82 и 126 легко объясняются добавлением пары нейтронов на новый уровень с меньшим орбитальным моментом l . Среднеквадратичный протонный радиус при этом значительно увеличивается (2,12), так как нейтроны с меньшим моментом l эффективно взаимодействуют с большим числом ядерных квазичастиц, что приводит к существенному перераспределению заряда в ядре.

Расчеты изотопического сдвига в теории ферми-жидкости проведены в области сферических ядер. В настоящее время делается попытка применить теорию к деформированным ядрам.

III. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СДВИГА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Из формулы (2,1) следует, что отношение $\delta E/\Phi$ должно быть характеристической постоянной для каждой пары изотопов, не зависящей от электронного состояния атома. Если это отношение определяется из эксперимента, то оно называется экспериментальной константой изотопического сдвига для двух изотопов элемента Z и определяется формулой

$$C_{\text{эксп}} = \frac{\delta T_s}{\pi a_0^3 \psi_s^2(0)/Z}, \quad (3,1)$$

где δT_s — объемный изотопический сдвиг терма s электрона; $\psi_s(0)$ — значение нерелятивистской волновой функции s -электрона в месте нахождения ядра. Величина δT_s находится из экспериментально измеренных изотопических смещений в линиях путем исключения массового сдвига и учета экранирующего действия электронов незаполненных оболочек².

Значение $\psi_s^2(0)$ оценивается обычно по приближенной формуле Ферми — Сегре

$$\psi_s^2(0) = \frac{ZZ_a^2}{\pi a_0^3 n_a^3} \left(1 - \frac{d\sigma}{dn} \right),$$

где Z_a — эффективный заряд, действующий на внешнюю часть орбиты s -электрона ($Z_a = 1$ для нейтрального атома, $Z_a = 2$ для однократно ионизованного атома, и т. д.) $n_a = n - \sigma$ — эффективное квантовое число, которое находится приравниванием энергии терма s -электрона величине $R_\infty Z_a^2/n_a^2$; n — главное квантовое число; σ — квантовый дефект.

Пренебрежение экранирующим действием электронного остова приводит к некоторой неопределенности в найденной таким путем величине экспериментальной константы изотопического сдвига. Эта неопределенность учитывается множителем $\beta' \approx 1$ *) при $C_{\text{эксп}}$. Обычно считают, что величина $\beta' C_{\text{эксп}}$ дает оценку экспериментальной константы $C_{\text{эксп}}$ с точ-

*) Мы пишем множитель β со штрихом, чтобы отличить его от параметра деформации ядра.

ностью около 20%. Величины $\beta' C_{\text{экс}}$ удобны для проверки теории изотопического сдвига, так как позволяют проводить непосредственное сравнение экспериментальных данных с теоретическими константами изотопического сдвига, вычисленными по формуле (2,4) или (2,8) на основе той или иной модели ядра.

Мы проведем сравнение экспериментальных данных по изотопическим сдвигам с результатами, даваемыми моделью сжимаемого деформированного ядра и моделью, учитывающей оболочечную структуру ядра.

Необходимые для вычисления теоретических констант изотопического сдвига параметры деформации β находятся обычно^{12, 16} из вероятностей электрических квадрупольных $E2$ -переходов из основного состояния ядра со спином $J = 0$ в первое возбужденное со спином $J = 2$:

$$B(E2, 0 \rightarrow 2) = a^2 \beta^2 (1 + 0,36\beta)^2, \quad (3,2)$$

где $a = \frac{3}{4\pi} eZR^2$, e — заряд электрона, $R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Это соотношение справедливо как для деформированных, так и для сферических четно-четных ядер. Величина $\beta^2 = \langle \beta^2 \rangle$ имеет смысл среднего значения квадрата переменной деформации в основном состоянии ядра.

В случае деформированного ядра поверхность его может совершать продольные β -колебания относительно равновесной формы, характеризуемой параметром статической деформации β_0 . При этом среднеквадратичное значение параметра β оказывается равным²³

$$\langle \beta^2 \rangle = \beta_0^2 \left(1 + \frac{\mu^2}{2} \right),$$

где μ — параметр неадиабатичности, введенный А. С. Давыдовым и А. А. Чабаном²⁴ и характеризующий связь нулевых β -колебаний поверхности с вращением ядра. Если $\mu = 0$, то вращение ядра и продольные колебания происходят независимо и $\langle \beta^2 \rangle = \beta_0^2$.

Для сферических ядер ($\beta_0 = 0$) среднее значение $\langle \beta^2 \rangle$ в основном состоянии ядра равно²³

$$\langle \beta^2 \rangle = \frac{5}{2} \beta_{00}^2,$$

где β_{00} — амплитуда нулевых β -колебаний поверхности ядра относительно равновесной сферической формы.

Соотношение (3,2) позволяет использовать вероятности $E2$ -переходов, найденные кулоновским возбуждением ядер, для вычисления величин $\beta = \sqrt{\langle \beta^2 \rangle}$. Однако остается неясным вопрос о природе полученных таким путем значений β . Анализ более высоких возбужденных состояний ядер показал²³, что параметр неадиабатичности у ядер с числом нейтронов $88 < N < 120$ мал ($\mu \leq 0,2$), т. е. в этих ядрах основную роль играет статическая деформация и вычисленные значения β практически совпадают с параметром β_0 , характеризующим деформацию равновесной формы ядра. По мере приближения к ядрам с магическим числом нейтронов параметр μ быстро растет (особенно вблизи $N = 82$). В области $50 \leq N \leq 82$ неадиабатичность также весьма значительна ($\mu > 0,5$). Это означает, что в таких ядрах существенна примесь нулевых колебаний поверхности.

Итак, если параметр неадиабатичности μ существенно отличен от нуля, вычисленные из вероятностей переходов значения β не могут служить однозначной характеристикой равновесной формы ядра. В этом случае величины β характеризуют динамическую деформацию ядра, которая может существовать даже в сферических ядрах и аналогично статической деформации должна проявляться в изотопическом сдвиге.

Таблица XI

Приведенные вероятности $E2$ -переходов (в барн^2) и параметры деформации чётно-чётных ядер

Ядро	N	$\frac{B(E2)}{e^2}$	Литература	β	Ядро	N	$\frac{B(E2)}{e^2}$	Литература	β
Sr	84	0,34	26	0,216	Ce	140	0,27	26	0,094
	86	0,19	26	0,161		142	0,41	26	0,114
	88	0,20	26	0,163	Nd	142	—	—	0
Zr	90	—	—	0		144	0,23	26	0,083
	92	0,094	26	0,105		146	0,25	26	0,085
	94	0,081	26	0,103		148	0,57	26	0,125
Mo	92	—	—	0		150	1,92	26	0,220
	94	0,270	25	0,164	Sm	144	0,39	26	0,103
	96	0,302	25	0,171		148	0,89	27	0,150
	98	0,270	25	0,160		150	1,32	27	0,179
	100	0,614	25	0,232		152	3,40	27	0,276
Ru	96	0,254	25	0,150		154	4,61	27	0,315
	98	0,475	25	0,200	Gd	154	3,43	27	0,267
	100	0,572	25	0,214		156	4,57	27	0,302
	102	0,733	25	0,237		158	5,44	27	0,325
	104	0,928	25	0,262		160	5,80	27	0,332
Pd	104	0,547	25	0,196	Dy	156	3,79	27	0,269
	106	0,646	25	0,211		158	4,67	27	0,293
	108	0,742	25	0,222		160	4,46	27	0,286
	110	0,860	25	0,235		162	5,11	27	0,303
Cd	106	0,470	25	0,174		164	5,64	27	0,314
	108	0,535	25	0,183	Er	162	4,89	27	0,287
	110	0,504	25	0,176		164	5,04	27	0,290
	112	0,542	25	0,179		166	5,66	27	0,304
	114	0,584	25	0,184		168	5,72	27	0,303
	116	0,600	25	0,185		170	5,44	27	0,294
Sn	112	0,18	25	0,102	Yb	168	5,43	27	0,287
	114	0,20	25	0,107		170	5,53	27	0,289
	116	0,207	25	0,107		172	5,89	27	0,295
	118	0,228	25	0,112		174	5,89	27	0,293
	120	0,220	25	0,108		176	5,78	27	0,288
	122	0,252	25	0,115	Hf	174	5,26	27	0,271
	124	0,213	25	0,105		176	5,27	27	0,269
Te	120	—	25	0,195		178	4,66	27	0,253
	122	—	4	0,175		180	4,35	27	0,243
	124	—	26	0,160	W	182	4,00	27	0,227
	126	0,532	25	0,153		184	3,62	27	0,215
	128	0,412	25	0,135		186	3,57	27	0,212
	130	0,340	25	0,122					
Ba	130	0,73	29	0,163					
	132	0,72	29	0,160					
	134	0,75	26	0,161					
	136	0,53	26	0,137					
	138	0,27	26	0,097					

Продолжение табл. XI

Ядро	N	$\frac{B(E2)}{e^2}$	Литера- тура	β	Ядро	N	$\frac{B(E2)}{e^2}$	Литера- тура	β
Os	186	4,36	28	0,227	Hg	198	1,13	30	0,109
	188	3,7	28	0,208		200	0,85	30	0,095
	190	3,38	28	0,199		202	0,59	30	0,079
	192	2,92	28	0,185					
Pt	194	1,7	12	0,138	Pb	206	0,14	12	0,037
	196	1,3	12	0,121		208	—	—	0
	198	1,4	12	0,124					

В табл. XI даны приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов ядер из основного состояния в первое возбужденное для большинства рассматриваемых элементов, а также соответствующие им значения параметра деформации β , вычисленные по формуле (3,2). Вероятности $E2$ -переходов были найдены из экспериментов по кулоновскому возбуждению ядер и взяты нами из приведенных в таблице работ. Погрешности величин β в большинстве случаев не превышают 5—10%.

В левой части табл. XII представлены наиболее надежные экспериментальные данные по относительным изотопическим сдвигам и константам изотопического сдвига (указаны работы, из которых эти данные взяты). В тех случаях, когда в отмеченных работах не приводились величины относительных сдвигов, мы вычисляли их по экспериментально измеренным смещениям между компонентами изотопов, исключая, если это было возможно, массовый сдвиг.

Как указывалось в § 1, в ряде элементов было обнаружено различие относительных сдвигов на линиях с положительным направлением смещения и отрицательным. В настоящее время не имеется достаточно обоснованного теоретического объяснения этого явления. Поэтому для нахождения относительного изотопического сдвига, обусловленного объемным эффектом, мы брали среднее значение относительных сдвигов для линий с разным направлением смещения. Это позволило в какой-то мере уменьшить влияние на величину относительного сдвига дополнительных эффектов, какова бы ни была их природа.

Приведенные в таблице экспериментальные константы изотопического сдвига были пересчитаны нами в соответствии с новыми данными по относительным сдвигам. При этом за исходную величину $\beta'C_{\text{эксп}}$ в каждом элементе бралось значение константы для той пары изотопов, на которую нормирован относительный сдвиг (экспериментальные константы для этих пар изотопов были непосредственно найдены в указанных в таблице работах).

На рис. 10 приведена зависимость экспериментально измеренных относительных изотопических сдвигов от числа нейтронов в ядрах (использованы данные табл. XII). Легко видеть, что ход относительного сдвига аналогичен для изотопов разных элементов, ядра которых содержат одинаковые числа нейтронов. При добавлении нейтронов к ядрам с магическим числом нейтронов относительный изотопический сдвиг значительно увеличивается (Sr, Zr, Mo, Ce, Pb). Скачок в относительном сдвиге наблюдается также у нейтронной пары 88—90, т. е. для тех изотопов, у которых сильно меняется ядерная деформация (Nd, Sm). Последующее

Таблица XII

Относительные изотопические сдвиги и константы изотопического сдвига (в 10^{-3} см $^{-1}$)

Пара изотопов N_1-N_2	Экспериментальные данные по изотопическим сдвигам		Теоретические константы изотопического сдвига			λ
	относительный изотопический сдвиг	$\beta' C_{\text{эксп}}$	по формулам (2,8) (2,11)	Ферми-жидкость		
				$C_{\text{об}}$	$C_{\text{об}}+C_{\text{деф}}$	
³⁸ Sr	35	35				
46—48	$< 0,2$	< 7	10	12	2	$1g_{9/2}$
48—50	$< 0,2$	< 7	20	12	12	$1g_{9/2}$
50—52	1	47 ± 5	—	20	—	$2d_{5/2}$
⁴⁰ Zr	37	37				
50—52	$1,47 \pm 0,03$	37 ± 3	28	27	33	$2d_{5/2}$
52—54	1	25 ± 3	22	27	27	$2d_{5/2}$
54—56	$0,68 \pm 0,03$	17 ± 2	—	17	—	$1g_{7/2}$
⁴² Mo	40	*)				
50—52	$2,03 \pm 0,15$	41	44	19	37	$1g_{7/2}$
52—54	$1,37 \pm 0,15$	28	28	19	21	$1g_{7/2}$
54—56	1	20	23	19	17	$1g_{7/2}$
56—58	$2,08 \pm 0,20$	43	46	19	40	$1g_{7/2}$
⁴⁴ Ru	42	22				
52—54	1,24	42 ± 10	45	22	37	$1g_{7/2}$
54—56	1,09	37 ± 9	35	22	27	$1g_{7/2}$
56—58	1	34 ± 8	38	22	31	$1g_{7/2}$
58—60	1,10	37 ± 9	40	22	33	$1g_{7/2}$
⁴⁶ Pd	43	22				
56—58	0,79	28 ± 4	—	39	—	$2d_{5/2}$
58—60	1,21	44 ± 6	41	39	46	$2d_{5/2}$
60—62	1,08	39 ± 5	38	39	44	$2d_{5/2}$
62—64	1	36 ± 5	39	26	32	$1g_{7/2}$
⁴⁸ Cd	49	22				
58—60	1,07	34 ± 4	42	31	35	$1g_{7/2}$
60—62	1,00	32 ± 4	35	31	28	$1g_{7/2}$
62—64	1	32 ± 4	38	31	32	$1g_{7/2}$
64—66	0,93	30 ± 4	39	25	27	$1h_{11/2}$
66—68	0,65	20 ± 3	37	25	25	$1h_{11/2}$
⁵⁰ Sn	51	51				
62—64	1,40	44 ± 10	45	37	39	$1g_{7/2}$
64—66	1,39	44 ± 10	43	37	37	$1g_{7/2}$
66—68	1	31 ± 10	44	34	35	$1h_{11/2}$
68—70	1,04	$32,5 \pm 10$	41	28	27	$1h_{11/2}$
70—72	0,86	27 ± 10	44	22	24	$1h_{11/2}$
72—74	0,37	$11,5 \pm 10$	39	18	15	$1h_{11/2}$
⁵² Te	52	—				
68—70	1,34	—	35	40	27	$2d_{3/2}$
70—72	1,26	—	40	40	32	$2d_{3/2}$
72—74	1	—	44	25	21	$1h_{11/2}$
74—76	0,96	—	38	25	16	$1h_{11/2}$
76—78	0,83	—	41	25	19	$1h_{11/2}$
⁵⁴ Xe	22	22				
78—80	$\sim 0,7$	~ 18	—	20	—	$1h_{11/2}$
80—82	1	25 ± 6	—	40	—	$2d_{3/2}$
⁵⁶ Ba	55	55,4				
74—76	0,47	37	59	39	37	$1h_{11/2}$
76—78	0,47	37	61	39	39	$1h_{11/2}$
78—80	0,42	33	44	39	23	$1h_{11/2}$
80—82	1	78	38	71	50	$2d_{3/2}$

Продолжение табл. XII

Пара изотопов N_1-N_2	Экспериментальные данные по изотопическим сдвигам		Теоретические константы изотопического сдвига			λ
	относительный изотопический сдвиг	$\beta' C_{\text{эксп}}$	по формулам (2,8) (2,11)	Ферми-жидкость		
				$C_{\text{об}}$	$C_{\text{об}}+C_{\text{деф}}$	
^{58}Ce	56	22				
78—80	0,26	38 ± 8	—	63	—	$1h_{11/2}$
80—82	0,26	38 ± 8	—	63	—	$1h_{11/2}$
82—84	1	147 ± 30	79	131	142	$2f_{7/2}$
^{60}Nd	60	22				
82—84	1	187 ± 35	98	142	162	$2f_{7/2}$
84—86	$0,87 \pm 0,02$	163 ± 33	79	142	143	$2f_{7/2}$
86—88	$1,04 \pm 0,01$	194 ± 38	103	142	168	$2f_{7/2}$
88—90	$1,42 \pm 0,02$	266 ± 54	186	142	251	$2f_{7/2}$
^{62}Sm	63, 66	22				
82—86	2	380 ± 80	225	310	354	$2f_{7/2}$
86—88	$1,21 \pm 0,01$	230 ± 38	127	155	192	$2f_{7/2}$
88—90	$1,81 \pm 0,02$	344 ± 75	264	155	330	$2f_{7/2}$
90—92	$0,87 \pm 0,01$	165 ± 36	193	75	179	$1h_{9/2}$
^{64}Gd	70	22				
88—90	$3,00 \pm 0,07$	375 ± 70	—	165	—	$2f_{7/2}$
90—92	$1,30 \pm 0,09$	163 ± 37	195	80	176	$1h_{9/2}$
92—94	$0,97 \pm 0,08$	121 ± 30	170	80	151	$1h_{9/2}$
94—96	1	125 ± 30	121	80	103	$1h_{9/2}$
^{66}Dy	73, 82					
90—92	$1,64 \pm 0,03$	—	189	—	—	—
92—94	$0,97 \pm 0,02$	—	90	—	—	—
94—96	$1,11 \pm 0,01$	—	170	—	—	—
96—98	1	—	153	—	—	—
^{68}Er	74, 82					
94—96	$1,14 \pm 0,01$	—	139	—	—	—
96—98	$0,98 \pm 0,01$	—	183	—	—	—
98—100	$0,95 \pm 0,01$	—	125	—	—	—
100—102	1	—	91	—	—	—
^{70}Yb	79	22				
98—100	$1,35 \pm 0,01$	133 ± 12	153	—	—	—
100—102	$1,25 \pm 0,01$	123 ± 11	170	—	—	—
102—104	1	99 ± 8	135	—	—	—
104—106	$0,91 \pm 0,01$	90 ± 8	118	—	—	—
^{72}Hf	82	22				
102—104	$0,89 \pm 0,01$	101 ± 13	154	—	—	—
104—106	$0,85 \pm 0,01$	97 ± 12	89	—	—	—
106—108	1	114 ± 13	117	—	—	—
^{74}W	86	86				
106—108	$0,79 \pm 0,07$	92 ± 24	—	—	—	—
108—110	$1,13 \pm 0,02$	133 ± 25	132	—	—	—
110—112	1	117 ± 20	172	—	—	—
^{76}Os	90	91				
108—110	$1,31 \pm 0,04$	149 ± 22	—	—	—	—
110—112	$1,29 \pm 0,02$	147 ± 20	110	—	—	—
112—114	$1,12 \pm 0,02$	128 ± 18	164	189	147	$1i_{13/2}$
114—116	1	114 ± 14	143	190	128	$1i_{13/2}$
^{78}Pt	22	22				
116—118	1	135 ± 25	180	215	158	$1i_{13/2}$
118—120	1,04	140 ± 26	244	215	224	$1i_{13/2}$

Продолжение табл. XII

Пара изотопов N_1-N_2	Экспериментальные данные по изотопическим сдвигам		Теоретические константы изотопического сдвига			λ
	относительный изотопический сдвиг	$\beta' C_{\text{эксп}}$	по формулам (2,8) (2,11)	Ферми-жидкость		
				$C_{\text{об}}$	$C_{\text{об}}+C_{\text{деф}}$	
^{80}Hg	96	97				
116—118	$0,81 \pm 0,04$	190 ± 34	—	241	—	$1i_{13/2}$
118—120	$0,89 \pm 0,01$	209 ± 29	227	242	201	$1i_{13/2}$
120—122	1	235 ± 30	227	243	203	$1i_{13/2}$
122—124	$0,95 \pm 0,02$	223 ± 33	—	244	—	$1i_{13/2}$
^{82}Pb	22, 100	22				
122—124	0,90	284 ± 32	—	277	—	$1i_{13/2}$
124—126	1	315 ± 35	288	288	273	$1i_{13/2}$
126—128	1,74	548 ± 60	—	494	—	$2g_{9/2}$

*) См. страницу 119.

*) См. страницу 119.

медленное изменение деформации ядер приводит к меньшим значениям относительных сдвигов (Sm, Gd и далее).

На рис. 11 деформации ядер, найденные из экспериментов по кулоновскому возбуждению, представлены в виде разности значений β^2 для

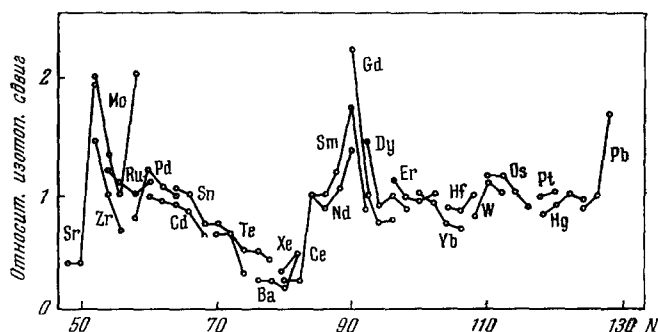


Рис. 10. Экспериментальные значения относительных сдвигов.

соседних четно-четных ядер (график составлен на основе табл. XI). Сравнение рис. 10 и 11 показывает, что ход относительного сдвига достаточно хорошо согласуется с ходом изменения деформации ядер при добавлении к ним нейтронов. За исключением магических чисел нейтронов, изменения деформации ядер в основном правильно объясняют все экспериментально обнаруженные отклонения от эквидистантности в положении компонент четно-четных изотопов. Это позволяет с уверенностью использовать кулоновские данные по деформациям ядер для вычисления теоретических констант изотопического сдвига.

При вычислении теоретических констант изотопического сдвига необходимо знать также параметр аксиальной асимметрии ядер γ , который находится из данных об энергиях возбужденных состояний. А. С. Давыдовым²³ было показано, что в области редкоземельных элементов параметр γ невелик ($\gamma \leq 13^\circ$). Вблизи $N = 126$ и в области $50 \leq N \leq 88$ значение γ превышает 20° , что указывает на отсутствие у таких

ядер аксиальной симметрии уже в основном состоянии либо на существование значительных нулевых γ -колебаний поверхности аксиально-симметричного ядра. Из соотношений (2,5) и (2,11) видно, что влияние параметра γ на величину теоретической константы изотопического сдвига должно быть незначительным, так как функция $0 \leq f(\gamma) \leq 1$ входит в деформационную константу в виде небольшой добавки. Для ряда элементов (Gd, Os и др.), ядра изотопов которых имеют существенно различные значения γ , расчеты показали^{16, 31}, что вклад в изотопический сдвиг, вызванный изменением аксиальной асимметрии ядер, не превышает нескольких процентов. В связи с этим при вычислении теоретических

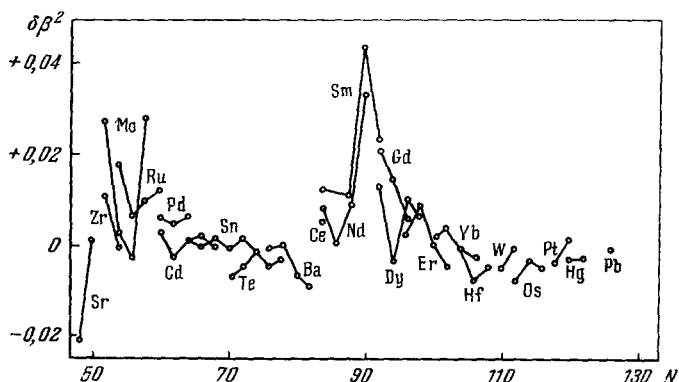


Рис. 11. Изменение деформации при добавлении к ядру двух нейтронов (параметры деформации ядер найдены из экспериментов по кулоновскому возбуждению).

констант изотопического сдвига мы полагали для всех ядер $\gamma = 0^\circ$. Значения теоретических констант изотопического сдвига приведены в правой части табл. XII.

В четвертой колонке таблицы представлены константы изотопического сдвига, вычисленные в предположении сжимаемого деформированного ядра по формулам (2,8) и (2,11) с коэффициентами сжимаемости $\eta = 0,7$ и $\xi = -5/8\pi$. Значения параметров β брались из табл. XI.

В следующей колонке таблицы даны константы изотопического сдвига, взятые из работ^{8, 9, 20 *}). Эти константы вычислялись по формуле (2,8), причем изменение среднеквадратичного протонного радиуса находилось на основе теории ферми-жидкости конечных систем.

Помещенные в шестой колонке табл. XII константы изотопического сдвига были получены формальным учетом деформации ядер в теории ферми-жидкости. Физически это можно представить следующим образом. Если добавление к ядру нейтронов не приводит к изменению деформации ядра, то изменение среднеквадратичного протонного радиуса деформированного ядра можно вычислять по теории ферми-жидкости, развитой для сферических ядер. Если же при добавлении нейтронов произошло изменение деформации ядра, то оно может быть учтено обычным путем. Константы изотопического сдвига в этом случае находятся по формулам (2,8) и (2,11), причем первый член в (2,11) вычисляется по теории ферми-жидкости, а второй — по деформациям ядер, определенным из экспериментов по кулоновскому возбуждению ядер. Для иллюстрации одновременного влияния на изотопический сдвиг деформации ядер и оболочечной

*) Для некоторых элементов константы изотопического сдвига были дополнительно вычислены В. А. Беляковым и М. А. Микулинским.

структуры расчет констант изотопического сдвига по теории ферми-жидкости проведен для некоторых сильно деформированных ядер (самарий, гадолиний).

В последней колонке табл. XII приведена последовательность заполнения нейтронных уровней, использованная при вычислении констант изотопического сдвига по теории ферми-жидкости. Во многих случаях однозначный выбор состояния λ , в которое добавляются нейтроны, затруднен, так как при заполнении нейтронных уровней зачастую происходит конкуренция различных j -уровней. Выбор состояния λ при

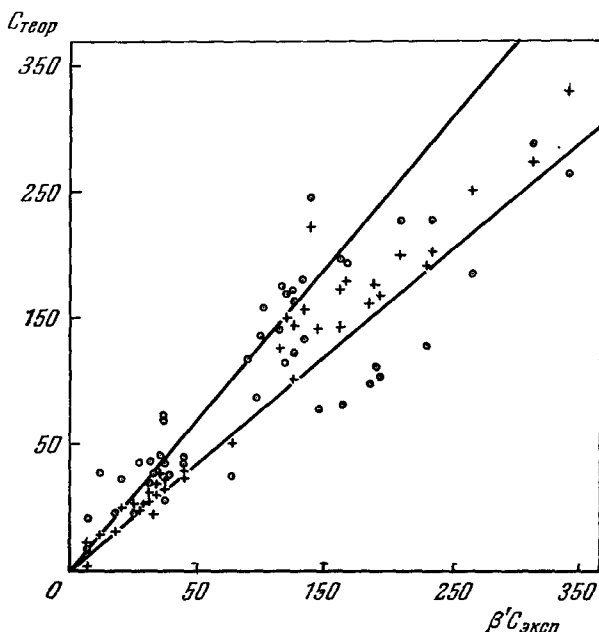


Рис. 12. Сравнение экспериментальных констант изотопического сдвига с теоретическими (в 10^{-3} см $^{-1}$), вычисленными по теории ферми-жидкости (+) и на основе модели сжимаемого ядра (o) (учтены деформации ядер).

этом возможен только из сравнения расчетных значений констант изотопического сдвига с экспериментальными. Указанные в таблице состояния λ , в которые добавляются нейтроны при переходе от изотопа к изотопу, не противоречат общепринятым схемам заполнения нейтронных уровней.

Сравнение теоретических констант изотопического сдвига с экспериментальными показывает, что обе рассматриваемые модели ядра дают неплохие результаты. На рис. 12 теоретические константы изотопического сдвига сопоставлены с экспериментальными значениями констант для соответствующих пар изотопов. Кружками отмечены расчеты на основе модели сжимаемого деформированного ядра, а крестиками — результаты, даваемые теорией ферми-жидкости с учетом деформации ядер. Две прямые, проведенные на графике, отмечают пределы экспериментальных погрешностей величин $\beta'C_{\text{эксп}}$ (примерно $\pm 20\%$). Основная часть точек, соответствующих расчетам по теории ферми-жидкости, лежит в пределах экспериментальной точности, тогда как модель сжимаемого деформированного ядра дает значительно больший разброс точек. Таким обра-

зом, учет оболочечной структуры ядра приводит к существенно лучшему согласию вычисленных констант изотопического сдвига с экспериментом.

Если сравнивать относительные значения констант изотопического сдвига для изотопов каждого элемента с экспериментальными величинами относительных сдвигов, то можно заметить, что теория ферми-жидкости также дает несколько лучшие результаты. Так, в спектрах Cd, Sn и Te относительное положение компонент изотопов не может быть понято с точки зрения модели сжимаемого ядра с динамической деформацией поверхности. В ядрах соседних элементов Mo, Ru нейтроны заполняют один и тот же уровень $1g_{7/2}$ и неэквидистантность в положении компонент четно-четных изотопов правильно объясняется поверхностными колебаниями ядра. В ядрах Cd, Sn и Te нейтроны заполняют различные уровни и это должно проявиться в относительном изотопическом сдвиге. Ранее уже отмечалось^{7,32}, что для объяснения относительного положения компонент изотопов в спектрах этих элементов необходимо учитывать не только динамическую деформацию ядра, но также оболочечную структуру. Как видно из табл. XII, учет состояний, в которые добавляются нейтроны при переходе от изотопа к изотопу, позволяет в основном правильно объяснить относительные сдвиги в этих элементах. Несколько лучшее согласие с экспериментом может быть достигнуто, если принять во внимание перемешивание соседних нейтронных уровней. Аналогичная картина наблюдается в Er, W и Pt, где одним только изменением деформации ядер не удается объяснить относительное положение компонент изотопов.

Известную роль в расхождении теории с экспериментом может играть неточность параметров деформации ядер, которые находятся из экспериментов по кулоновскому возбуждению со значительно большей погрешностью, чем экспериментально измеряемые относительные изотопические сдвиги.

В области перехода от ядер с вибрационным спектром к ротационным ядрам модель сжимаемого деформированного ядра дает несколько заниженные значения констант изотопического сдвига. Применение теории ферми-жидкости, развитой для сферических ядер, к деформированным ядрам приводит к лучшему согласию расчетов как с экспериментальными константами, так и с относительными изотопическими сдвигами (см. табл. XII). Скачкообразное увеличение деформации ядер при добавлении нейтронов к ядрам с $N = 88$ объясняет аномально большой изотопический сдвиг между компонентами изотопов $Nd^{148} - Nd^{150}$ и $Sm^{150} - Sm^{152}$. Сравнительно медленное изменение деформации при переходе к следующим ядрам с $N > 90$ может только частично объяснить уменьшение сдвига между компонентами изотопов $Sm^{152} - Sm^{154}$ и $Gd^{154} - Gd^{156}$. Если принять во внимание тот факт, что добавляемая к ядру с $N = 90$ пара нейтронов попадает на уровень с большим орбитальным моментом, то расхождение с экспериментом практически исчезает. Таким образом, особенности заполнения нейтронных оболочек в совокупности с деформационным эффектом позволяют количественно объяснить аномалию, наблюдаемую в изотопическом сдвиге у нейтронной пары 88—90.

Теория ферми-жидкости дает также правильный порядок величины скачков в изотопическом сдвиге на ядрах с магическими числами нейтронов 50, 82 и 126, тогда как модель сжимаемого деформированного ядра вообще не в состоянии объяснить эти скачки. Весьма важным является тот факт, что в теории ферми-жидкости для количественной оценки изотопического сдвига не требуется привлекать гипотезу о сжимаемости ядерной материи, а целый ряд физических явлений рассматривается с точки зрения

системы сильно взаимодействующих квазичастиц с одними и теми же константами взаимодействия.

Из всего сказанного следует, что изотопический сдвиг в спектрах тяжелых элементов может служить весьма чувствительным средством исследования распределения заряда в ядрах изотопов, характеризуемого величиной $\langle r^2 \rangle$. Из соотношений (2,8) и (2,11) видно, что относительное положение компонент изотопов в спектре элемента зависит только от различия величин $\langle r^2 \rangle$ ядер изотопов, т. е. определяется изменением деформации ядер при переходе от изотопа к изотопу (пренебрегая влиянием оболочечной структуры ядра). Представленные выше таблицы и графики показывают, что изменения деформаций ядер достаточно хорошо объясняют неэквидистантности в положении компонент изотопов. Поэтому, зная относительный изотопический сдвиг и параметры деформации двух ядер элемента, можно с помощью указанных соотношений вычислить параметры деформации всех остальных ядер рассматриваемого элемента. С другой стороны, если формулу (2,8), дающую величину теоретической константы изотопического сдвига для двух изотопов элемента, приравнять экспериментальному значению константы $\beta' C_{\text{эксп}}$ для тех же изотопов, то, зная параметр деформации ядра одного из этих изотопов, можно вычислить значение β для ядра другого изотопа.

Эти два способа расчета параметров деформации ядер по изотопическим сдвигам могут применяться для нахождения параметров β тех ядер, процентное содержание которых в природных смесях изотопов недостаточно для проведения экспериментов по кулоновскому возбуждению ядер. Вычисленные значения параметров деформации таких редких ядер служат основой для расчета внутренних квадрупольных моментов ядер

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta (1 + 0,36\beta)$$

и приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов из основного состояния ядра в первое возбужденное (формула (3,2)).

Следует отметить, что параметры деформации некоторых редких ядер (например, Dy^{156} , Dy^{158}), найденные в экспериментах по кулоновскому возбуждению ядер, плохо согласуются как с общим ходом изменения деформации при добавлении к ядру нейтронов, так и с относительными изотопическими сдвигами (см. табл. XI и рис. 10, 11). В этом отношении вычисление деформаций ядер с помощью данных по изотопическим сдвигам, проведенное для ряда тяжелых элементов в работе ³³, может дать более правдоподобные результаты. Однако к таким расчетам надо относиться с известной осторожностью, так как лежащие в их основе соотношения (2,8) и (2,11) не учитывают оболочечной структуры ядер, которая в некоторых случаях может заметно сказаться на результатах вычислений параметров деформации. Использование теории ферми-жидкости для вычисления параметров β ядер несколько преждевременно, так как эта теория развита пока только для сферических ядер. Проведенное нами применение ее к деформированным ядрам носит лишь иллюстративный характер. Можно надеяться, что дальнейшее развитие теории конечных ферми-систем охватит обширную область деформированных ядер и позволит более уверенно проводить все вычисления, касающиеся изотопического сдвига в спектрах тяжелых элементов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Стриганов, Ю. П. Донцов, УФН 55, 315 (1955).
2. Г. Копферман, Ядерные моменты, М., ИЛ, 1960.
3. L. Wilets, Handbuch der Physik, Bd. 38/1, 96 (1958).
4. D. N. Stacey, Reports on Progress in Physics 29, 1, 171 (1966).
5. A. R. Bodmer, Nucl. Phys. 9, 371 (1959); Proc. Phys. Soc. A66, 1041 (1953); A67, 622 (1954).
6. Д. П. Гречухин, ЖЭТФ 38, 1891 (1960); Nucl. Phys. 24, 576 (1961).
7. Ю. П. Донцов, А. Р. Стриганов, Сборник трудов конференции по оптике и спектроскопии всех длин волн, Der Physikalischen Gesellschaft in der Deutschen Demokratischen Republik, Akademi-Verlag, Berlin, 1962, стр. 400.
8. А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства ядер, М., «Наука», 1965.
9. Г. Г. Бунатян, М. А. Микulinский, Ядерная физика 1, 38 (1965); 4, 707 (1966).
10. Ю. П. Донцов, Оптика и спектроскопия 8, 446 (1960).
11. А. С. Давыдов, Г. Ф. Филиппов, ЖЭТФ 35, 440 (1958).
12. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Motelson, A. Winter, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956); Деформации атомных ядер, М., ИЛ, 1958.
13. L. R. B. Elton, Nucl. Phys. 5, 173 (1957).
14. A. S. Meligy, S. Tadors, M. A. El-Wahab, Nucl. Phys. 16, 99 (1960); 14, 248 (1959).
15. A. R. Bodmer, Nucl. Phys. 21, 347 (1960).
16. Э. Е. Фрадкин, ЖЭТФ 42, 787 (1962).
17. Ф. А. Бабушкин, ЖЭТФ 4, 1661 (1963).
18. L. Wilets, D. L. Hill, K. W. Ford, Phys. Rev. 91, 1488 (1953).
19. M. J. Jonesko-Pallas, Ann. Phys. 8, 9 (1961).
20. В. А. Беляков, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 1184 (1965).
21. В. П. Крайнов, М. А. Микulinский, Ядерная физика 4, 928 (1966).
22. P. Brix, H. Korferrmann, Rev. Mod. Phys. 30, 517 (1958).
23. А. С. Давыдов, УФН 87, 599 (1965).
24. А. С. Давыдов, А. А. Чабан, Nucl. Phys. 20, 499 (1960).
25. P. H. Stelson, F. K. McGowan, Phys. Rev. 110, 489 (1958); Annual Rev. Nucl. Sci. 13, 163 (1963).
26. Д. Г. Алхазов, Д. С. Андреев, В. Д. Васильев, Ю. П. Гангровский, А. П. Гринберг, Г. М. Гусинский, К. И. Ерохина, И. Х. Лемберг, Ю. И. Удралов, ЖЭТФ 33, 1347 (1957); Изв. АН СССР, сер. физ. 24, 1474 (1960); 26, 1001 (1962); 27, 1285 (1963); 25, 832 (1961).
27. B. Elbek, J. Bjerregard, O. Hansen, M. C. Olesen, P. Salling, O. Skilbreid, Nucl. Phys. 19, 523 (1960); 25, 634 (1961); 44, 280 (1963).
28. D. H. Rester, M. S. Moore, F. E. Durham, C. M. Class, Nucl. Phys. 22, 104 (1961).
29. L. W. Fagg, Phys. Rev. 109, 100 (1958).
30. R. Barloutand, T. Grjeline, M. Rion, Compt. Rend. 242, 1284 (1956).
31. M. L. Rustgi, Phys. Rev. 123, 2110 (1961).
32. D. H. Stacey, Phys. Letts 20, 644 (1966).
33. А. Ф. Головин, Ядерная физика 5, 755 (1967).

Стронций, $Z = 38$

34. R. H. Hughes, Phys. Rev. 105, 1260 (1957).
35. K. Heilig, A. Steudel, Naturwiss. 47, 129 (1960); K. Heilig, Zs. Phys. 161, 252 (1961).

Цирконий, Zr , $Z = 40$

36. Ю. П. Донцов, Оптика и спектроскопия 6, 3 (1959).
37. K. Heilig, U. Schmitz, A. Steudel, Zs. Phys. 176, 120 (1963).

Молибден, Mo , $Z = 42$

38. Ю. П. Донцов, Оптика и спектроскопия 8, 446 (1960).
39. H. Argoe, J. M. Cornwall, Phys. Rev. 117, 748 (1960).
40. R. H. Hughes, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 2, N 4 (1957); Phys. Rev. 21, 499 (1961).

Рутений, Ru, $Z = 44$

41. R. H. Hughes, Phys. Rev. **121**, 499 (1961).
 42. W. H. King, Proc. Roy. Soc. **280A**, 430 (1964).

Палладий, Pd, $Z = 46$

43. H. G. Kuhn, A. G. Warner, Proc. Roy. Soc. **A245**, 330 (1958).

Кадмий, Cd, $Z = 48$

44. W. M. Cloud, Phys. Rev. **99**, 623 (1955); Bull. Amer. Phys. Soc. **30**, 23 (1955).
 45. K. Murakawa, J. Phys. Soc. Japan **10**, 319 (1955).
 46. J. Blaise, Zs. Phys. **141**, 87 (1955).
 47. H. G. Kuhn, S. A. Ramsden, Proc. Roy. Soc. **A237**, 485 (1956).
 48. Ф. А. Королев, Б. А. Козлов, А. И. Одинцов, Оптика и спектроскопия **7**, 721 (1959).
 49. R. J. Hull, H. H. Stroke, J. Opt. Soc. Amer. **53**, 1147 (1963).

Олово, Sn, $Z = 50$

50. W. R. Hindmarsh, H. Kuhn, Proc. Phys. Soc. **A68**, 433 (1955).
 51. D. N. Stacey, Proc. Roy. Soc. **280A**, 439 (1964).

Теллур, Te, $Z = 52$

52. H. G. Kuhn, R. Turner, Proc. Roy. Soc. **A265**, 39 (1961).

Барий, Ba, $Z = 56$

53. D. H. Jackson, Phys. Rev. **106**, 948 (1957).
 54. Н. И. Калигиевский, Э. Е. Фрадкин, М. П. Чайка, Изв. АН СССР, сер. физ. **25**, 1178 (1961).
 55. D. Jackson, D. Tuan, Proc. Roy. Soc. **A280**, 323 (1964); **A291**, 9 (1966).

Церий, Ce, $Z = 58$

56. Л. А. Коростылева, Оптика и спектроскопия **3**, 536 (1957).

Неодим, Nd, $Z = 60$

57. G. Nöldeke, A. Steudel, Zs. Phys. **137**, 632 (1954).
 58. G. Nöldeke, A. Steudel, Naturwiss. **41**, 332 (1954); G. Nöldeke, Zs. Phys. **143**, 274 (1955).
 59. Ф. А. Королев, Ю. И. Осипов, ДАН СССР **110**, 365 (1956).
 60. Ю. П. Донцов, В. А. Морозов, А. Р. Стриганов, Оптика и спектроскопия **8**, 741 (1960).
 61. P. R. Rao, G. Gluck, Proc. Roy. Soc. **227A**, 540 (1964).
 62. S. Gerstenkorn, J. M. Helbert, R. Chabbal, Comp. Rend. Acad. Sci., Paris, **261**, 1232 (1965).

Самарий, Sm, $Z = 62$

63. А. Р. Стриганов, В. А. Катулин, В. В. Елисеев, Оптика и спектроскопия **12**, 171 (1962).
 64. А. Р. Стриганов, Proc. X Colloquium Spectroscopicum International, Washington, стр. 73 (1962).
 65. W. H. King, J. Opt. Soc. Amer. **53**, 638 (1963).
 66. А. Р. Стриганов, Н. А. Кулаженкова, Оптика и спектроскопия **16**, 936 (1964).
 67. J. E. Hansen, A. Steudel, H. Walther, Phys. Letts. **19**, 565 (1965).

Гадолиний, Gd, $Z = 64$

68. P. Brix, K. Lindenberg, Zs. Phys. **141**, 1 (1955).
 69. D. R. Speck, Phys. Rev. **101**, 1725 (1956).
 70. H. Kopfermann, L. Krüger, A. Steudel, Naturwiss. **43**, 175 (1956); Ann. Phys. **20**, 258 (1957).

Диспрозий, Dy, $Z = 66$

71. Ю. П. Донцов, Оптика и спектроскопия **1**, 612 (1956).
72. А. Ф. Головин, Ю. П. Донцов, А. Р. Стриганов, Физ. пробл. спектр. **1**, 62 (1963).
73. А. Р. Стриганов, А. Ф. Головин, М. П. Герасимова, Оптика и спектроскопия **14**, 7 (1963).

Эрбий, Er, $Z = 68$

74. Д. А. Волков, А. Ф. Головин, Оптика и спектроскопия **18**, 185 (1965).
75. E. P. Haines, J. S. Ross, Phys. Rev. **137**, B790 (1965).

Иттербий, Yb, $Z = 70$

76. K. Krebs, H. Nelkowski, Zs. Phys. **141**, 254 (1955); **145**, 543 (1956).
77. J. S. Ross, J. Opt. Soc. Amer. **53**, 299 (1963).
78. Ю. Чайко, Оптика и спектроскопия **18**, 351 (1965).
79. А. Ф. Головин, А. Р. Стриганов, Оптика и спектроскопия **19**, 837 (1965).

Гафний, Hf, $Z = 72$

80. E. Finckh, A. Steudel, Zs. Phys. **141**, 19 (1955).
81. W. L. Barr, J. Opt. Soc. Amer. **48**, 658 (1958).
82. А. Ф. Головин, И. Ф. Крамер, Оптика и спектроскопия **23** (1967).

Вольфрам, W, $Z = 74$

83. K. Murakawa, J. Phys. Soc. Japan **11**, 778 (1956).
84. W. L. Barr, F. A. Jenkins, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 389 (1956).
85. J. A. Vreeland, K. Murakawa, J. Phys. Soc. Japan **13**, 663 (1958).
86. J. Blaise, G. Gluck, J. Phys. Rad. **20**, 446 (1959).

Осмий, Os, $Z = 76$

87. J. Blaise, Ann. Phys. **3**, 1019 (1958).
88. G. Nöldeke, G. D. Saksena, Zs. Phys. **166**, 216 (1962).
89. G. Nöldeke, A. Steudel, K. E. Walbach, H. Walther, Zs. Phys. **170**, 22 (1962).
90. E. P. Hines, J. S. Ross, Phys. Rev. Letts **8**, 8 (1962); Phys. Rev. **126**, 2105 (1962).
91. G. Gluck, Y. Bordarier, J. Bauche, A. M. van Kleef, Physica **30**, 2068 (1964).

Ртуть, Hg, $Z = 80$

92. Ф. А. Королев, В. И. Одищев, Оптика и спектроскопия **1**, 17 (1956).
93. J. Blaise, H. Chantrel, J. Phys. Rad. **18**, 193 (1957).
94. F. McClung, J. R. Holmes, J. Opt. Soc. Amer. **47**, 297 (1957).
95. R. W. Shorthill, G. R. Fowles, J. Opt. Soc. Amer. **48**, 459 (1958).
96. J. Blaise, Ann. Phys. **3**, 1019 (1958); J. Opt. Soc. Amer. **49**, 1130 (1959).
97. O. Loebich, A. Steudel, Zs. Phys. **166**, 56 (1962).
98. W. G. Schweitzer, J. Opt. Soc. Amer. **53**, 1055 (1963).

Свинец, Pb, $Z = 82$

99. K. Murakawa, J. Phys. Soc. Japan **9**, 876 (1954).
100. F. E. Geiger, J. Opt. Soc. Amer. **48**, 302 (1958).
101. J. Blaise, Ann. Phys. **3**, 1019 (1958).

Торий, Th, $Z = 90$

102. G. L. Stukenbrocker, J. R. McNally, J. Opt. Soc. Amer. **43**, 36 (1953).
103. Е. А. Верный, В. Н. Егоров, Оптика и спектроскопия **6**, 262 (1959).

Уран, U, $Z = 92$

104. J. R. McNally, J. Opt. Soc. Amer. **39**, 271 (1949).
105. D. D. Smith, G. L. Stukenbrocker, J. R. McNally, Phys. Rev. **84**, 383 (1951).

106. А. Р. Стриганов, Л. А. Коростылева, ЖЭТФ 29, 393 (1955).
107. Н. Г. Морозова, Г. П. Старцев, Изв. АН СССР, сер. физ. 22, 686 (1958).
108. Л. А. Коростылева, Г. А. Стриганова, Оптика и спектроскопия 7, 137 (1959).
109. E. W. Richards, M. D. Grew, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, R-2941 (1959).
110. J. Gagne, S. Gerstenkorn, J. Helbert, Comp. Rend. 259, 3479 (1964).

Плутоний, Pu, $Z = 94$

111. J. G. Conway, M. Fred, J. Opt. Soc. Amer. 43, 216 (1953).
112. А. Р. Стриганов, Л. А. Коростылева, Ю. П. Донцов, ЖЭТФ 28, 480 (1955).
113. M. van der Berg, P. F. A. Klinkenberg, Physica 20, 461 (1954).
114. Л. А. Коростылева, А. Р. Стриганов, Н. М. Яшин, ЖЭТФ 28, 471 (1955).
115. S. Gerstenkorn, Comp. Rend. Akad. Sci. 250, 825 (1960).
116. S. Gerstenkorn, Ann. Phys. 7, 367 (1962).
117. Л. А. Коростылева, Оптика и спектроскопия 14, 177 (1963).
118. J. Vanche, J. Blaise, M. Fred, Comp. Rend. 256, 5091 (1963); 257, 2260 (1963); J. Opt. Soc. Amer. 54, 565 (1964).
119. E. W. T. Richards, A. Ridgeley, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, R-4426 (1963).
120. Л. А. Коростылева, А. Р. Стриганов, Оптика и спектроскопия 20, 545 (1966).

Америций, Am, $Z = 95$

121. J. G. Conway, R. D. McLaughlin, Phys. Rev. 94, 498 (1954).
122. M. Fred, F. S. Tomkins, J. Opt. Soc. Amer. 47, 1076 (1957).

Кюрий, Cm, $Z = 96$

123. J. G. Conway, R. D. McLaughlin, J. Opt. Soc. Amer. 46, 91 (1956).
