

УДК 539.14

РАСЧЁТЫ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ХАРТРИ-ФОКА

В.И. Куприков¹⁾, А.П. Созник²⁾, В.Н. Тарасов²⁾, Д.В. Тарасов²⁾, Н.А. Чеканов^{3*)}¹⁾ *ИНЦ Харьковский физико-технический институт*²⁾ *Академия гражданской защиты Украины*³⁾ *Белгородский государственный университет*

Представлены результаты расчетов методом Хартри-Фока с эффективным взаимодействием Скирма статических характеристик как сферических, так и деформированных ядер. Обсужден вопрос выбора эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия. Представлены результаты наших и других расчетов среднеквадратичных радиусов ядер, моментов деформации плотности в длинных цепочках изотопов вплоть до границы нуклонной стабильности для различных областей периодической системы.

1. Для изучения свойств ядер широко используется метод Хартри-Фока (ХФ) с эффективным взаимодействием Скирма [1-2]. Этим методом удаётся хорошо описать такие ядерные характеристики, как энергии связи, средние квадраты зарядовых радиусов (СКЗР), электромагнитные мультипольные моменты ядер и др. Достаточно полная библиография результатов расчётов свойств ядер методом ХФ представлена в [3]. Важная особенность рассматриваемого подхода состоит в том, что для расчётов характеристик отдельных атомных ядер или их больших групп используется один и тот же набор параметров эффективного взаимодействия без их подгонки для каждой отдельной области N и Z . При этом описание свойств ядер методом ХФ даёт хорошие результаты не только для β -стабильных чётно-чётных сферических и деформированных ядер [1, 3-5], но и для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер, близких к границе нуклонной стабильности [6,7].

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые результаты наших расчётов СКЗР методом ХФ с силами Скирма [8-10] в сравнении с имеющимися экспериментальными данными [11-18] для трёх групп цепочек изотопов: 1) изотопы Sr, 2) изотопы Ba, Nd, Sm, Gd, 3) изотопы Ra, U. Целесообразность такого разбиения обусловлена тем, что в указанных областях свойства перечисленных изотопов имеют свои особенности и в каждой из групп изотопов проявляются свои нейтронные магические числа. Дополнительно также представлены результаты наших расчётов моментов деформации плотности в сравнении с результатами расчётов методом оболочечной поправки Струтинского [19].

2. Методы расчётов структуры атомных ядер в приближении ХФ с эффективным взаимодействием Скирма подробно изложены в [1,20] для сферических ядер (СХФ) и в [21,22] для случая деформированных ядер, обладающих аксиальной симметрией (ДХФ). Поэтому отметим только некоторые особенности приведенных нами расчётов в СХФ и ДХФ.

Прежде всего, для иллюстрации приведем явное выражение для обычно используемых двухнуклонных эффективных, зависящих от плотности сил Скирма [1-3,9,23,24]

$$V_{ij} = t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\vec{k}'^2 \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) \vec{k}^2] + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \delta(\vec{r}) \vec{k} + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha(\vec{R}) \delta(\vec{r}) + i W_0 [\vec{k}' \times \delta(\vec{r}) \vec{k}] (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j), \quad (1)$$

* E-mail: chekanov@bsu.edu.ru

$$\text{где } \vec{r} = \vec{r}_i - \vec{r}_j, \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_i + \vec{r}_j), k = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j), \vec{k} = -\frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j), P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j),$$

а $t_i, x_i (i = 0, 1, 2, 3), \alpha, W_0$ – параметры, численные значения которых определяются из вполне определённых физических соображений [1, 3, 23–26]. Для используемых ниже сил SkM* [23], S3 [1] и S6 [24] их значения приведены в таблице ($x_1 = x_2 = 0$).

Таблица

Значения параметров сил Скирма

Силы	t_0 , МэВ·фм ³	t_1 , МэВ·фм ⁵	t_2 , МэВ·фм ⁵	t_3 , МэВ·фм ^{3+3\alpha}	x_0	x_3	W_0 , МэВ·фм ⁵	α
S6	-1101,8	271,7	-138,3	17000,0	0,538	1,0	115,0	1
SkM*	-2645,0	410,0	-135,0	15595,0	0,090	0,0	130,0	1/6
S3	-1128,8	395,0	-95,0	14000,0	0,450	1,0	120,0	1

Для подавляющей части изучаемых нами ядер протонные и нейтронные оболочки заполнены не полностью. Поэтому в расчётах были учтены эффекты спаривания в БКШ-формализме в приближении, когда заданы константы сил спаривания для нейтронов и протонов или задан параметр щели $\Delta = 12/A^{1/2}$ (для Ba, Nd, Sm, Gd) [21]. Константы сил спаривания для нейтронов и протонов для изотопов Ra и U определялись как $G_n = 23,0/A$ МэВ и $G_p = 27,0/A$ МэВ, где A – массовое число ядра. Для изотопов Sr эти же величины определялись как $G_n = G_p = 13,5/A$. Члены, описывающие прямое и обменное кулоновские взаимодействия, и кулоновская энергия рассчитывались с точечным распределением протонов.

3. Численные расчёты проведены нами с эффективным взаимодействием SkM* [23], которое наряду с хорошим описанием свойств основных состояний ядер даёт лучшее описание энергий гигантских резонансов. Для выяснения влияния выбора параметризации эффективных сил на полученные результаты нами проводились некоторые вычисления с силами S3, которые до появления сил SkM* считались наиболее удачно параметризованными.

Известно, что рассматриваемые нами ядра деформированы, а некоторые из изотопов даже сильно. Поэтому нами при расчётах изменений СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle$ в цепочках изотопов, кроме расчётов в СХФ, проводились расчёты в рамках ДХФ. Обычно при численном решении системы уравнений ХФ для деформированных ядер ограничиваются случаем аксиальной симметрии для искомого ХФ волновых функций. Но даже при таком ограничении численные вычисления остаются достаточно сложными. Поэтому теоретические расчёты свойств деформированных ядер выполнены для ограниченного числа ядер.

Нами использовался метод решения системы уравнений ДХФ, подробно изложенный в [21, 22]. В этом методе искомые одночастичные волновые функции ДХФ раскладываются в ряд по полному набору собственных волновых функций аксиально деформированного гармонического осциллятора $V(r, z) = m\omega_r^2 r^2/2 + m\omega_z^2 z^2/2$. В практических расчётах всегда приходится ограничивать размерность базиса. Поэтому возникает зависимость энергии связи и всех вычисляемых величин от параметров базиса $q = \omega_r/\omega_z$ и $\beta = [m(\omega_r^2 \omega_z)^{1/3}/\hbar]^{1/2}$, которые выбираются из условия минимальности полной энергии $E(q, \beta)$. Максимальная размерность базиса, используемого в расчёте, $N_0 = 10$ (286 базисных функций), где N_0 – максимальное главное осцилляторное квантовое число базиса.

4. Приведем результаты вычислений характеристик изотопов Sr. Методом лазерной спектроскопии проведены прецизионные измерения СКЗР ядер $^{78-100}\text{Sr}$ [11]. Исследование ядер в этой области представляет большой интерес [11, 27, 28], так как при $N=50$ и $N=56$ или $N=58$ имеются замкнутые нейтронные подоболочки и предполагается существование замкнутой протонной подоболочки при $Z=38$ или $Z=40$. Кроме того, в нейтроноизбыточной $N \geq 58$ и нейтронодефицитной $N \leq 44$ областях ядра стронция являются сильно деформированными, а в области $44 < N < 58$ деформация ядер Sr уменьшается [29].

Представлены результаты теоретических расчётов изменений СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_A - \langle r^2 \rangle_{88}$ изотопов Sr, выполненные нами в ДХФ и СХФ с взаимодействием SkM* с упомянутыми выше условиями учёта спаривания. Приведены рассчитанные нами в ДХФ параметры квадрупольной деформации β_2 вместе с экспериментальными данными [29]. Результаты расчётов удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Результаты расчётов изменений СКЗР методами СХФ и ДХФ для ядер $^{84-94}\text{Sr}$ практически совпадают. Следовательно, эти изотопы являются сферически симметричными, что подтверждается соответствующими значениями β_2 , которые близки к нулю. При $N=44$ и 58 происходит резкое изменение величин β_2 , которые достигают $\sim 0,4$, а изотопы Sr становятся сильно деформированными при $N \leq 44$ и $N \geq 58$. Также резко в указанных областях N происходит отклонение изменений СКЗР от результатов СХФ. В [14] также были проведены расчёты в ДХФ с силами S6 и указанным выше спариванием. Полученные в [14] результаты для β_2 расходятся с нашими для $38 \leq N \leq 56$, если мы используем силы S6. Такое расхождение связано с возможностью сосуществования сферической и деформированной форм ядер. Это подтверждается существованием локального минимума энергии связи ядра, например для ^{78}Sr , который лежит выше минимума для деформированного ядра всего на $4,1$ МэВ в случае сил S6 и на $3,8$ МэВ в случае сил SkM*.

5. Приведем результаты вычислений характеристик длинных цепочек изотопов Ba, Nd, Sm, Gd. Из анализа экспериментальных данных [12-15] для указанных цепочек изотопов следует, что скорость изменения СКЗР в зависимости от числа нейтронов тесно связана с магическим числом нейтронов $N=82$. При $N > 82$ изменения СКЗР для всех рассмотренных выше изотопов практически совпадают между собой. В области $N < 82$ скорость изменения СКЗР в цепочке изотопов, во-первых, отличается от соответствующей скорости при $N > 82$ и, во-вторых, сильно зависит от атомного номера Z изучаемой цепочки изотопов.

Нами рассчитаны [9] в СХФ изменения СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_N - \langle r^2 \rangle_{82}$ для изотопов ^{56}Ba , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{68}Er и ^{70}Yb . Если $N > 82$, то СКЗР возрастают практически одинаково для указанных ядер при добавлении к ним двух нейтронов. Расчеты показывают, что такая тенденция в зависимости $\Delta\langle r^2 \rangle$ от N сохраняется и до $N=92$. Однако при $N < 82$ четко наблюдается расщепление кривых, описывающих изменения СКЗР для ядер с разным числом протонов Z , причем чем больше Z , тем сильнее излом кривой $\Delta\langle r^2 \rangle$ при $N=82$ и тем ближе эта кривая к оси абсцисс. Таким образом, уже расчеты в СХФ приводят к возникновению определенной Z -зависимости в изменениях СКЗР цепочек изотопов.

Такая зависимость в основном обусловлена наличием ядерных оболочек и действием остаточного взаимодействия спаривательного типа. В частности, из приведенных нами расчетов следует, что для исследуемых изотопов эффект расщепления кривых практически исчезает, если не учитывать спаривательные силы. Учет спаривания приводит, прежде всего, к дополнительному примешиванию к основному состоянию лежащих выше фермиевской энергии протонных (а также нейтронных) конфигураций в ядрах. Кроме того, учет спаривания нейтронов оказывает дополнительное влияние на одночастичные протонные конфигурации, а интенсивность спаривания протонов убывает с увеличением числа нейтронов. В результате возникает определенная корреляция между заполнением протонных и нейтронных состояний в ядрах. Эта корреляция сильнее проявляется при заполнении протонных и нейтронных подоболочек с одинаковыми квантовыми числами n , l и j и возрастает с увеличением полного момента j .

При $76 \leq N \leq 82$ в исследуемых изотопах происходит заполнение нейтронной подоболочки $1h_{11/2}$, между которой и протонной подоболочкой $1h_{11/2}$ и возникает наибольшая корреляция. При этом, если для изотопов Ba вклад в СКЗР от протонной подоболочки $1h_{11/2}$ мал (ее число заполнения $N_p(1h_{11/2}) \approx 0,03$), то при переходе к изотопам с большими Z вклад этого состояния резко возрастает, и при $Z=70$ имеем $N_p(1h_{11/2}) \approx 0,35$. Такое увеличение чисел заполнения и приводит к расщеплению кривых $\Delta\langle r^2 \rangle$ при $N=76$, которое с увеличением N до 82 уменьшается в результате ослабления корреляций по мере увеличения числа нейтронов в состоянии $1h_{11/2}$. В области $N > 82$ нейтронная подоболочка $1h_{11/2}$ полностью заполнена и поэтому ее коррелирующее действие на протонную подоболочку $1h_{11/2}$ очень ослаблено. Заполнение следующей нейтронной подоболочки $2f_{7/2}$ при $N > 82$ мало влияет на протонную конфигурацию $1h_{11/2}$ и не оказывает коррелирующего влияния на протонные состояния $2f_{7/2}$, так как и в этом случае числа заполнения $N_p(2f_{7/2}) \approx 0,06$ даже для изотопов с $Z=70$. Вследствие такого ослабления корреляций не возникает расщепления кривых $\Delta\langle r^2 \rangle$ при $N > 82$.

Представлены результаты расчетов $\Delta\langle r^2 \rangle$ в рамках ДХФ. Приведены экспериментальные данные для Ba, Nd, Sm и результаты расчета в СХФ. Отметим, что в случае ДХФ расчеты $\Delta\langle r^2 \rangle$ выполнены без учета электромагнитной структуры нуклонов и поэтому величины $\Delta\langle r^2 \rangle$ представляют собой изменения средних квадратов радиусов, рассчитанных с использованием распределения точечных протонов. Учет внутренней структуры нуклонов важен для нахождения СКЗР ядер. Однако, как показывают проведенные нами оценки, влияние электромагнитных эффектов на величины типа $\Delta\langle r^2 \rangle$ мало, и ими можно пренебречь.

Вычисленные в предположении аксиальной симметрии ядер величины $\Delta\langle r^2 \rangle$ правильно отражают экспериментально наблюдаемую Z -зависимость изотопных изменений $\Delta\langle r^2 \rangle$ и хорошо согласуются с экспериментальными данными. Подчеркнем, что предсказанные значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ для изотопов Gd больше, чем для изотопов Ba, Nd и Sm в области $N < 82$. Таким образом, подтверждается сделанный выше в рамках СХФ вывод об увеличении изотопных изменений СКЗР с ростом заряда исследуемого изотопа.

Представлены рассчитанные нами методом ДХФ с силами SkM^* (а для цепочки изотопов Gd и с силами $S3$) протонные квадрупольные Q_{20} моменты деформации рассматриваемых ядер. Для сравнения представлены моменты Q_{20} , рассчитанные методом оболочечной поправки Струтинского (МОП) [19]. Наблюдается удовлетворительное согласие между результатами наших расчетов и расчетов по МОП. В окрестности магического числа $N=82$ проявляется минимум абсолютной величины Q_{20} .

Представляет интерес рассмотреть приведенные вероятности электромагнитных квадрупольных переходов ядер $B(E2)$, так как для этих величин имеются экспериментальные данные [27]. Если ядро имеет аксиально-симметричную форму, то в этом случае величины $B(E2)$ связаны с Q_{20} соотношением [28]

$$B(E2) = (5/16\pi)Q_{20}^2, \quad (2)$$

которое справедливо для жесткого ротатора. И хотя исследуемые нами ядра вблизи $N=82$ нельзя строго рассматривать как жесткие аксиальные ротаторы, тем не менее, воспользуемся выражением (2) для нахождения $B(E2)$ и в этой области рассматриваемых ядер. Приведены результаты расчетов значений $B(E2)$, полученных методом ДХФ, и экспериментальные данные. Видно, что теоретические значения согласуются практически для всех изотопов с экспериментальными данными [30] в пределах погрешностей.

Интересно отметить, что в области $N < 82$ для изотопов Ba, Nd, Sm и Gd возникает заметное изотопное расщепление кривых, отражающих зависимость от N , которое аналогично расщеплению кривых для величин $\Delta\langle r^2 \rangle$. В изотопах Ba такое расщепление наблюдается и при $N > 82$.

Таким образом, метод ХФ с силами SkM^* дает хорошее описание экспериментально наблюдаемой Z -зависимости изотопических изменений СКЗР при $N < 82$. Возникновение Z -зависимости обусловлено оболочечными эффектами и спариванием, а наличие деформаций у ядер только усиливает эти эффекты. Следует также отметить хорошее согласие для рассчитанных и измеренных значений $B(E2)$. Исследование влияния выбора сил на $\Delta\langle r^2 \rangle$ и $B(E2)$ более подробно рассмотрено в [9].

6. Приведем результаты вычислений характеристик для изотопов Ra и U. В этой области ядер также имеются современные экспериментальные данные об изменениях $\Delta\langle r^2 \rangle$ в цепочке изотопов Ra, полученные методом лазерной спектроскопии [16]. Поэтому представляет определенный интерес сравнение результатов расчетов $\Delta\langle r^2 \rangle$ и в этой области ядер.

Рассчитаны в СХФ зависимости $\Delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_N - \langle r^2 \rangle_{126}$ от N для изотопов Ra и U. Для всех изотопов СКЗР увеличивается с ростом N . Все расчеты в СХФ и ДХФ проводились с силами SkM^* . Учет деформации для изотопов Ra приводит к согласию рассчитанных и экспериментальных значений изменений СКЗР при $N \geq 132$.

Вычисленные нами значения Q_{20} [10] для ядер Ra и U при $N \geq 134$ хорошо согласуются с экспериментом, и свидетельствуют о том, что эти ядра сильно деформированы. Минимуму ХФ-энергии в ДХФ для изотопов Ra и U соответствует вытянутая форма ядер ($Q_{20} > 0$). При приближении к магическому числу $N=126$ деформация уменьшается, и для изотопа Ra при $N=126$ значение $Q_{20} \approx 0$ [10]. Для изотопов ^{208}Ra и ^{210}Ra существует второй минимум энергии, соответствующий сплюснутой форме ядра ($Q_{20} < 0$). Вычисленные для двух этих изотопов значения полной энергии, соответствующие вытянутой и сплюснутой формам, практически совпадают. Различие составляет менее 0.02%, что находится в пределах точности расчетов. Оба варианта расчета $\Delta\langle r^2 \rangle$ при $Q_{20} > 0$ и $Q_{20} < 0$ близки к экспериментальным значениям. Поэтому необходимы дополнительные измерения Q_{20} для установления формы указанных ядер.

7. Таким образом, в рамках метода ХФ с силами Скирма нами были теоретически проанализированы свойства длинных цепочек изотопов Sr, Ba, Nd, Sm, Gd, Ra, U и получено удовлетворительное согласие результатов расчетов изменений СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle$ и электромагнитных мультипольных моментов ядер с экспериментальными данными. Показано, что отклонение от магических чисел $N=50, 82, 126$ нейтронов в сторону как увеличения, так и уменьшения, приводит к возрастанию деформации. Представляет интерес дополнительно исследовать вопрос влияния выбора параметризации эффективных сил Скирма с целью улучшения описания изменений $\Delta\langle r^2 \rangle$ и Q_{20} в длинных цепочках изотопов для различных областей периодической системы. Это направление исследований представляется перспективным, так как модификация спин-орбитальной части взаимодействия Скирма, предпринятая в работах [25,26], позволила улучшить описание изменений $\Delta\langle r^2 \rangle$ для изотопов Pb и для отдельных ядер Ca, Sr и Zr.

В заключение отметим следующее. Нам представляется, что данная работа, во-первых, демонстрирует эффективность метода Хартри-Фока (развитого сначала для изучения свойств атомов) при описании различных свойств атомных ядер. Во-вторых, полученные результаты для распределения заряда ядер можно, в принципе, использовать для расчетов спектров атомов. При этом учет конечных размеров ядер, изотопических сдвигов СКЗР ядер, значительных деформаций естественным образом влияет на сдвиг электронных уровней и приводит, например, к их сверхтонкому расщеплению и нарушению правила интервалов Ланде. Расчет таких тонких эффектов позволит углубить наше понимание структуры атома.

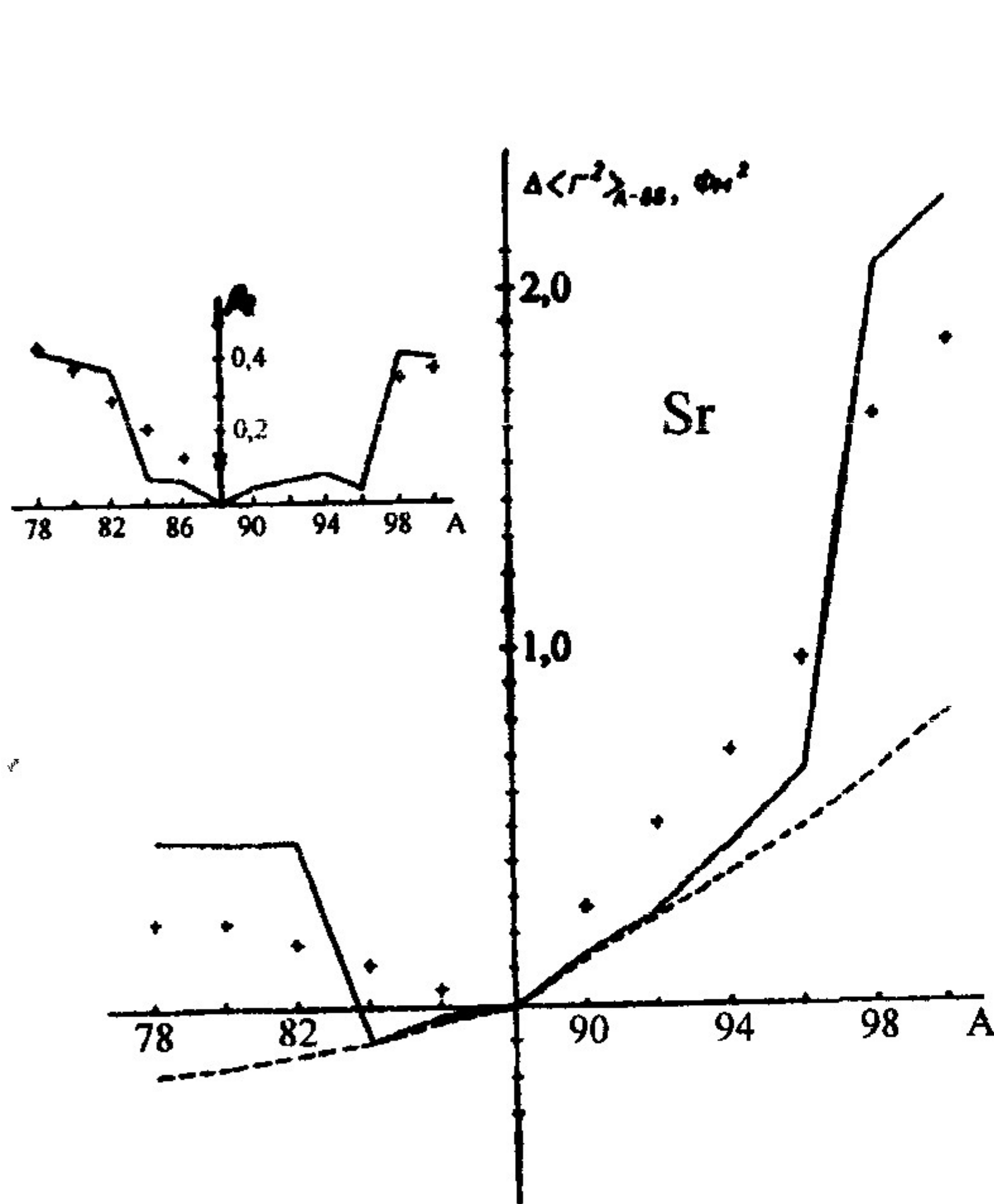


Рис. 1.

Результаты теоретических расчетов изменений СКЗР в изотопах стронция Sr. Сплошная и штриховая линии – расчеты соответственно в ДХФ и СХФ, точки – эксперимент [11]

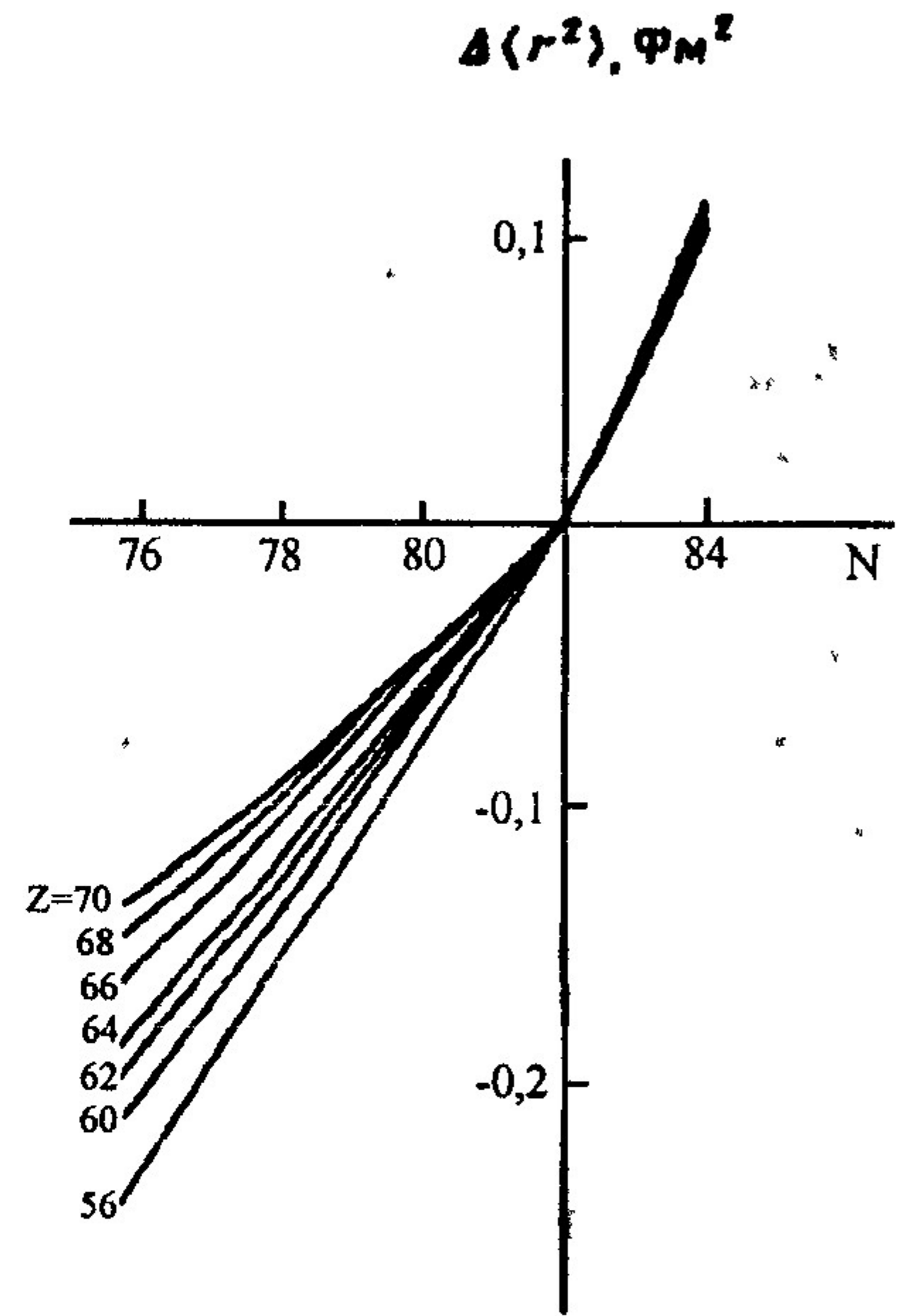


Рис. 2.

Зависимость $\Delta\langle r^2 \rangle$ от N для изото-пов Ba, Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb в СХФ

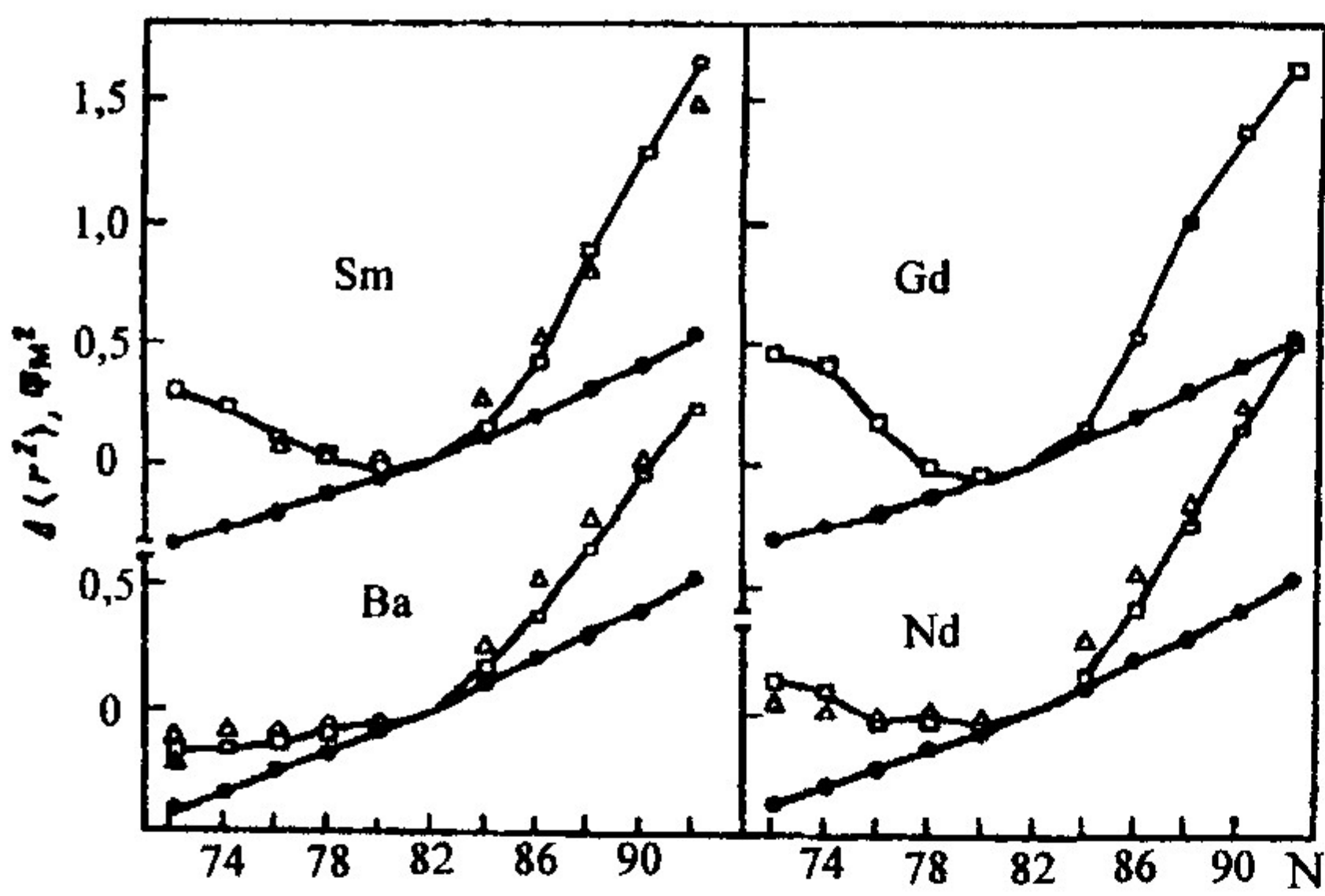


Рис. 3.

Зависимость $\Delta\langle r^2 \rangle$ от N для различных изотопов
 • – расчет с использованием плотностей СХФ,
 □ – расчет в ДХФ с силами SkM*;
 Δ – экспериментальные данные [12, 13, 14, 15]

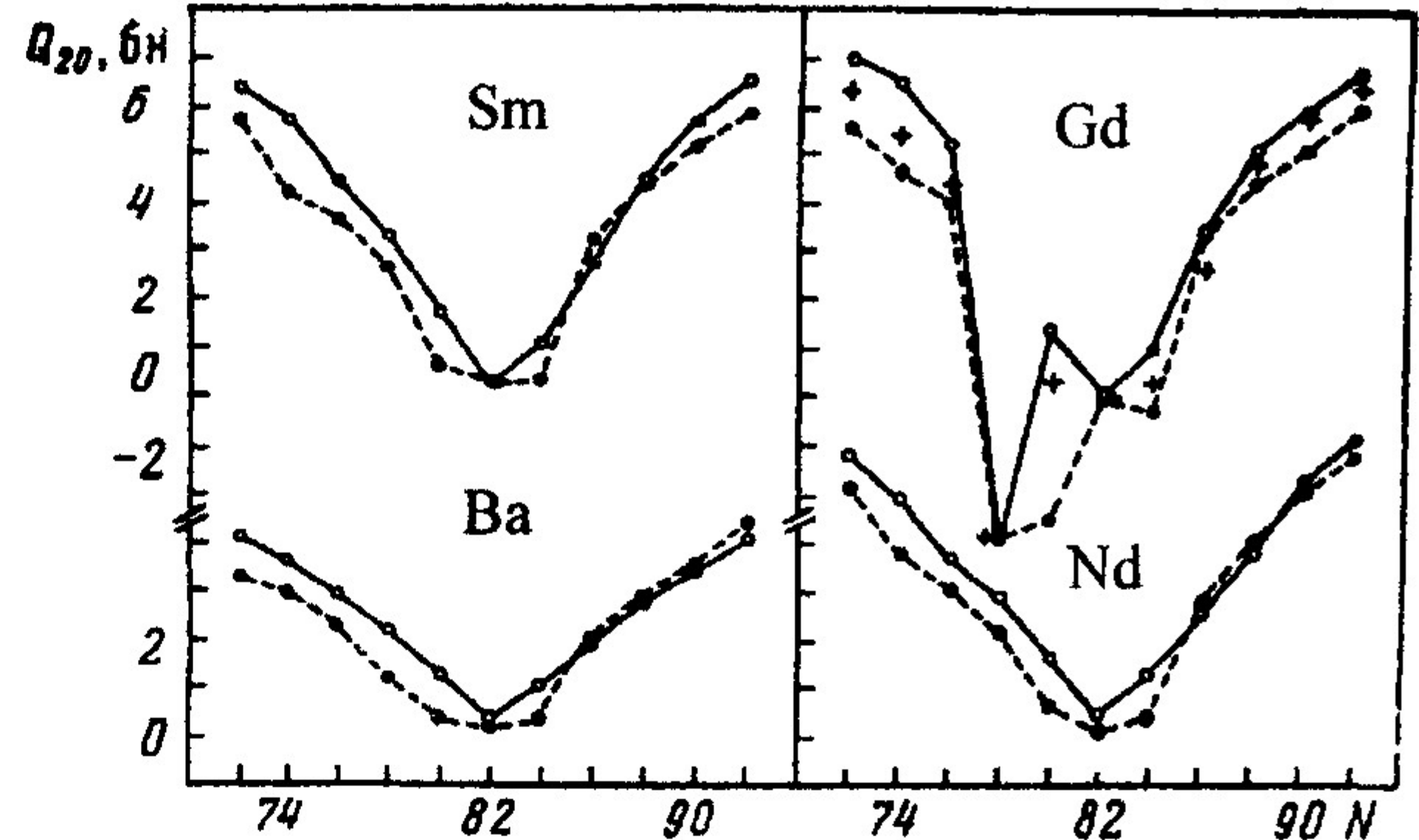


Рис. 4.

Квадрупольные моменты Q_{20} для различных изотопов.
 Точки: ○ расчет в ДХФ с силами SkM*;
 + – расчет в ДХФ с силами S3;
 ● – расчет по МОП [19]

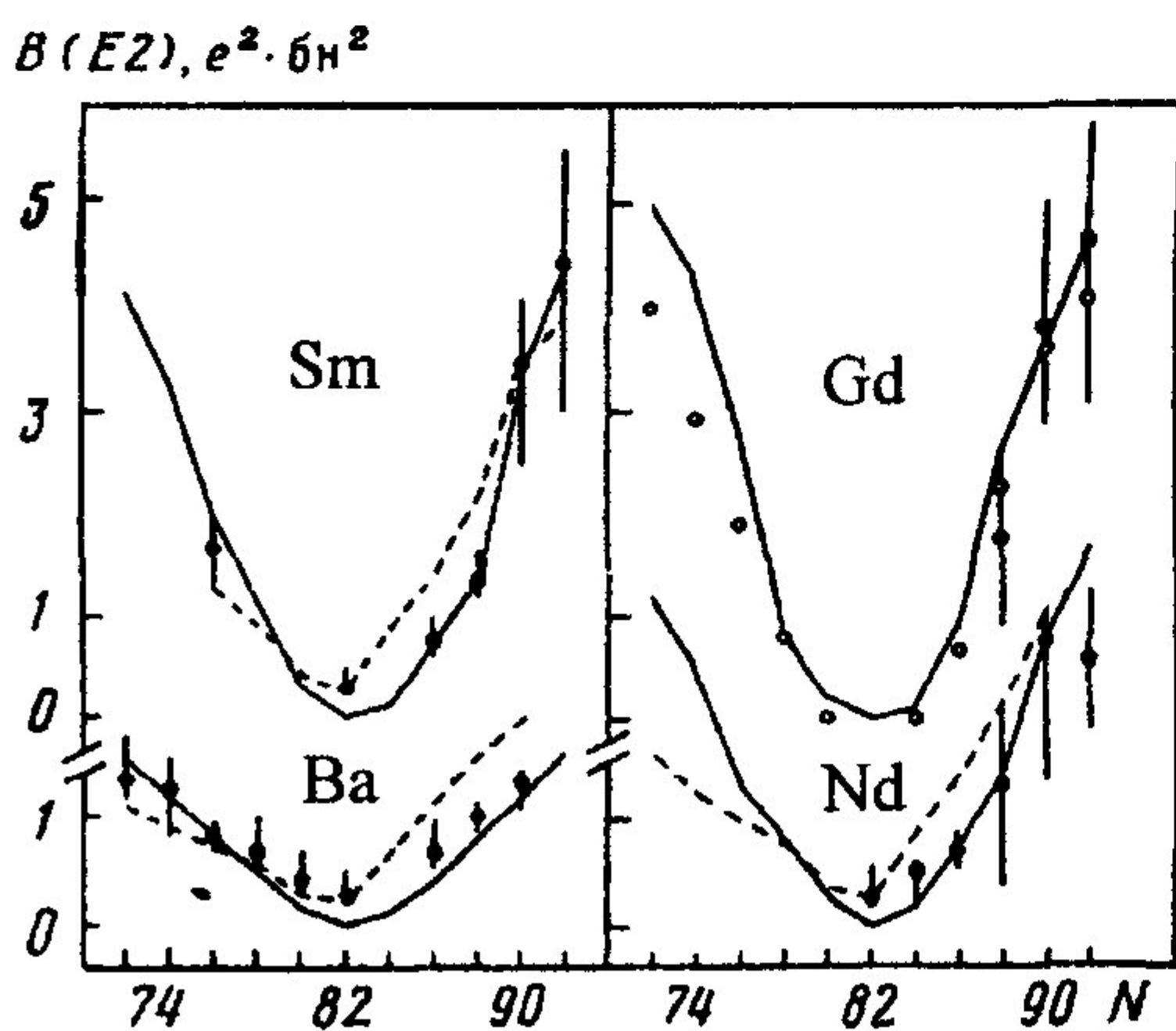
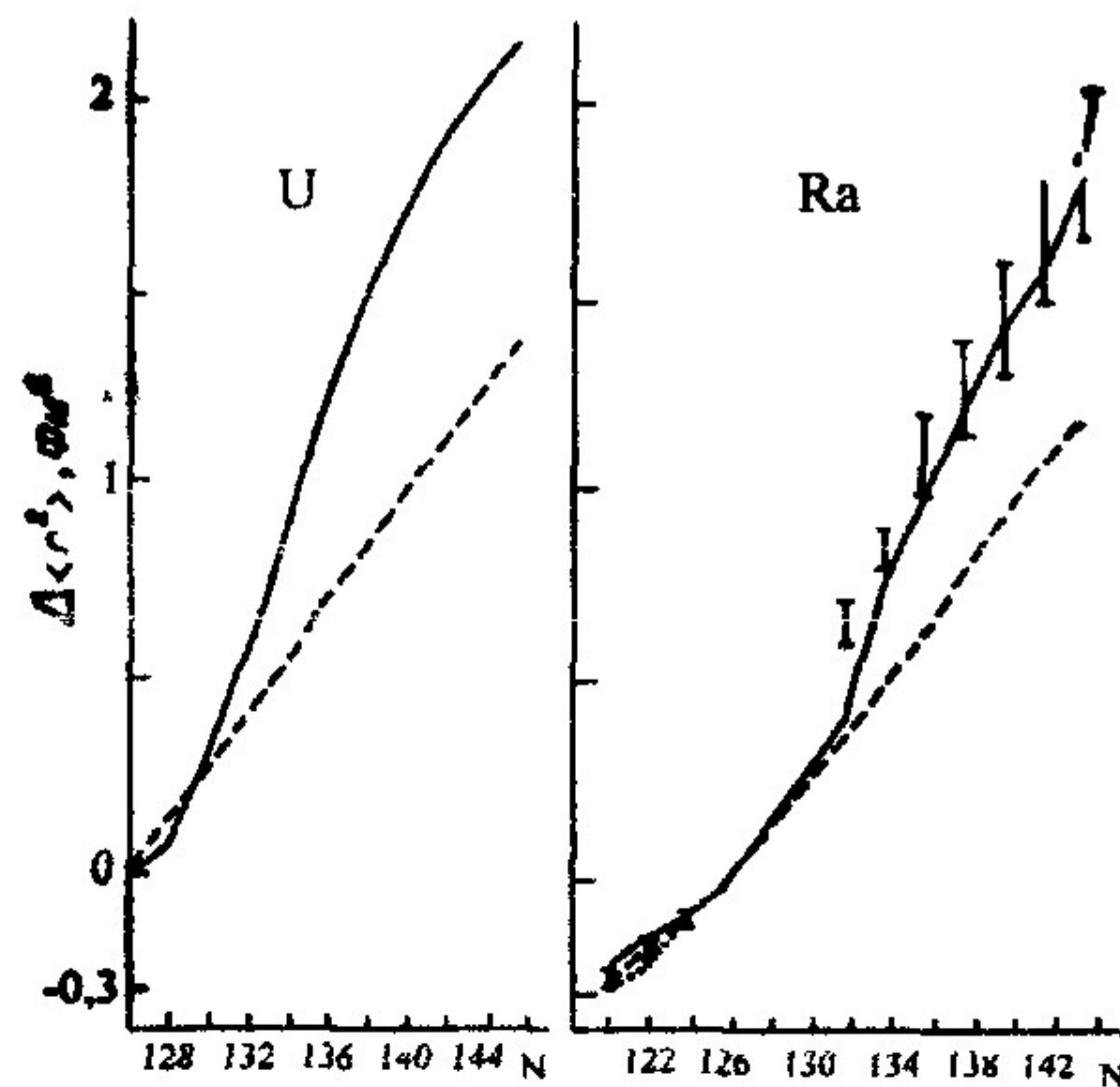


Рис. 5.

Зависимость $B(E2)$ от N для различных изотопов.
 Сплошные кривые – расчеты в ДХФ (силы SkM*);
 точки ○ – расчеты в ДХФ с силами S3.
 Экспериментальные данные из [27].



Р и с . 6 .
 Зависимости $\Delta\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_N - \langle r^2 \rangle_{126}$ от N для изотопов Ra и U.
 Сплошные линии – расчёты в ДХФ (для $Q_0 > 0$),
 штриховые – расчёты в СХФ.
 Экспериментальные значения [16]

ЛИТЕРАТУРА

1. Vautherin D., Brink D.M. Phys. Rev. 1972. V. c5. P. 626.
2. Skyrme T.H.R. Phyl. Mag. 1965. V. 1. № 12. P. 1034.
3. Барц, Б.И. Метод Хартри – Фока в теории ядра / Б.И. Барц, Ю.Л. Болотин, В.Ю. Гончар, Е.В. Инопин // Киев: Наук. думка, 1982.
4. Куприков, В.И. и др. УФЖ. 1987. Т. 32. № 9. С. 1297.
5. Гончар, В.Ю. и др. ЯФ. 1979. Т. 30. Вып. 5. С. 1231.
6. Кириченко, Ю.В. и др. Препринт ХФТИ 85-34. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985.
7. Кириченко, Ю.В. и др. УФЖ. 1986. т. 31. № 11. с. 1619.
8. Куприков, В.И. и др. ВАНТ. Сер. Ядерно – физич. исслед. 1990. Вып. 1. с. 23.
9. Куприков, В.И. и др. ЯФ. 1989. т. 49. Вып. 6. с. 1572.
10. Куприков, В.И. и др. УФЖ. 1992. т. 37. № 2. с. 178.
11. Silverans R.E. et. al. Phys. Rev. Lett. 1988. v. 60. № 25. p. 2607.
12. Алхазов, Г.Д. и др. Письма в ЖЭТФ. 1987. т. 46. с. 136.
13. Otten E.W. Int. school – seminar on heavy ion physics. Dubna. 1983. p. 158.
14. Epherre M. et. al. Int. conf. on nuclei far from stability. Helsingor, 7-13 June, 1981. Proc. v. 1, CERN: Sci. Rep., 1981, v. 1, p. 62.
15. Борисов, С.К. и др. Препринт ОИЯИ. P-15-87-115. Дубна, 1987.
16. Ahmad S.A. et. al. Nucl. Phys. 1988. v. A483. № 2, p. 244.
17. Гангрский, Ю.П. и др. Препринт ОИЯИ. P-15-89-812, Дубна, 1989.
18. Kamber W. et. al. Z. Phys. 1989, v. A334. № 1. S. 103
19. Moller P., Nix J.R. Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1981. v. 26. p. 165.
20. Куприков, В.И. и др. Препринт ХФТИ 8-11. Харьков, 1980.
21. Vautherin D. Phys. Rev. 1973. V. 7., P. 296.
22. Тарасов, В.Н. и др. Препринт ХФТИ 85-32. М.: ЦНИИАтоминформ. 1985.
23. Bartel J. et. al. Nucl. Phys. 1982. v. A386. p.79.
24. Beiner M. et. al. Nucl. Phys. 1975. v. A238. p.29.
25. Reinhard P.-G. et. al. Nucl. Phys. 1995, v. A584. p. 467.
26. Sharma M.M. et. al. Phys. Rev. Lett. 1995, v. 74. № 19. p. 3744.
27. Buchiger F. et. al. Phys. Rev. 1985, v. C32. № 6. p. 2058.
28. Kumar K., Gunye M.R. Phys. Rev. 1985, v. C32. № 6. p. 2116.
29. Raman S. et. al. Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1987. v. 36. № 1. p. 1.
30. Бор, О. Структура атомного ядра / О. Бор, Б. Мотгельсон // М.: Мир, 1977. Т. 2. С.53, 123.

NUCLEAR STRUCTURE CALCULATIONS BY THE HARTREE-FOCK METHOD

V.I. Kuprikov¹⁾, A.P. Soznik²⁾, V.N. Tarasov²⁾, D.V. Tarasov²⁾, N.A. Chekanov³⁾

¹⁾ *National Scientific Center, Kharkov Institute for Physics and Technology*

²⁾ *Fire Safety Academy of Ukraine*

³⁾ *Belgorod State University*

By the Hartree-Fock method with the effective Skyrme interaction calculations of static characteristics both spherical and deformed nuclei are presented. The question of choice of the effective nucleon-nucleon interaction is discussed. Results of our and other calculations of the nuclear mean square radii, the deformation moments of density in the long series of isotopes for different regions of periodical table are presented.