

## ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ И СТРУКТУРА АТОМНЫХ ЯДЕР

Г. В. Крыгин, В. Е. Митрошин

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР им. Б. П. Константинова,  
Гатчина

Показано, что надежную информацию о природе ядерных сил можно получить, изучая изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов (СКР) как при возбуждении ядра, так и при переходе от изотопа к изотопу. Однако решение этой сложной задачи невозможно без точного описания структуры волновой функции. Поэтому в основу теоретического анализа  $\Delta \langle r^2 \rangle$  положена динамическая коллективная модель (ДКМ), позволяющая хорошо воспроизводить спектры возбуждения и всю совокупность спектроскопических характеристик нечетных ядер. Систематические расчеты  $\Delta \langle r^2 \rangle$  при возбуждении сферических и переходных ядер от  $^{78}\text{Ge}$  до  $^{141}\text{Pr}$ , а также изотопических эффектов в СКР ртути и цезия выявили ряд новых динамических эффектов. Обсуждаются пути определения констант ядерного взаимодействия.

It is shown that the interesting information about effective nuclear forces may be received by studying the change of RMS charge radii of nuclei. But the decision of this problem is impossible without exact description of wave function structure. And so the dynamical collective model (DCM) is taken as a basis for studying the change of RMS radii since the calculations of spectra and spectroscopic value number of odd nuclei made with DCM are in a good agreement with experimental data. The systematic calculations of excited state properties and  $\Delta \langle r^2 \rangle$  for nuclei from  $^{78}\text{Ge}$  to  $^{141}\text{Pr}$  and isotopic effects in RMS radii of Hg and Cs allowed to discover some new dynamic effects. The comparison between calculated and experimental values of  $\Delta \langle r^2 \rangle$  showed that the effective nuclear forces are the forces for which average field stability is provided by a strong dependence from density.

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение среднеквадратичных зарядовых радиусов (СКР) ядер и их изменений при возбуждении ядра или добавлении нуклонов является одной из центральных тем последних лет в ядерной физике. Если зарядовый радиус характеризует ядро в целом, то изменение СКР при возбуждении ядра либо добавлении нуклонов связано как со структурой атомных ядер, так и с природой эффективных сил. Поясним сказанное.

Эффективные силы, действующие между нуклонами в ядрах, удобно разделить на два класса. К первому будем относить силы, для которых устойчивость (относительно коллапса) генерируемого ими одночастичного поля обеспечивается сильной зависимостью от плотности (например, силы типа Скирм-3). Ко второму классу отнесем

силы, для которых устойчивость одночастичного поля обеспечивается сильной зависимостью от скорости (например, Скимр-5).

Для сил первого класса перекачка плотности на поверхность ядра при его возбуждении влечет за собой углубление и сжатие одночастичного поля [1]. Поэтому изменения СКР будут минимальными. Напротив, для сил второго класса перекачка плотности влечет за собой уменьшение глубины одночастичного поля и его уширение. Увеличивающиеся при этом одночастичные матричные элементы еще более усиливают эффект, и поэтому изменения СКР будут максимальными, т.е. будут превышать значения  $\Delta\langle r^2 \rangle$ , полученные в приближении жесткого поля. Это простое наблюдение позволяет вплотную подойти к вопросу о природе эффективных ядерных сил.

Действительно, положим, что при возбуждении ядра одночастичное поле изменится на величину  $\delta V$ :  $\tilde{V} = V + \delta V$ . Здесь и далее тильдой отмечено возбужденное состояние. Тогда изменение одночастичных волновых функций будет:

$$\delta\varphi_j = \tilde{\varphi}_j - \varphi_j \simeq \sum_{j' \neq j} \frac{\langle j | \delta V | j' \rangle}{e_j - e_{j'}} \varphi_{j'}, \quad (1)$$

где  $e_j$  — энергия одночастичного состояния. Найдем теперь изменение зарядовой плотности ядра при его возбуждении с точностью до членов первого порядка малости:

$$\delta\rho = \sum (n_j + \delta n_j) (\varphi_j + \delta\varphi_j)^2 - \sum n_j \varphi_j^2 \simeq \sum \delta n_j \varphi_j^2 + 2 \sum n_j \varphi_j \delta\varphi_j. \quad (2)$$

Здесь  $n_j$  — числа заполнения одночастичных состояний в основном состоянии ядра, а  $n_j + \delta n_j$  — в возбужденном.

Таким образом, изменение СКР ядра при его возбуждении можно представить в виде суммы двух членов:

$$Z\Delta\langle r^2 \rangle = \int \delta\rho(r) r^2 d^3r = \Delta_1(\delta n) + \Delta_2(\delta\varphi), \quad (3)$$

где  $Z$  — число протонов в ядре. Как видно из (3),  $\Delta_1$  связано со структурными эффектами ( $\delta n$ ), а  $\Delta_2$  — с перестройкой одночастичного поля и, тем самым, с природой эффективных ядерных сил.

Допустим, что экспериментальное значение  $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксц}}$  известно с высокой точностью. Тем самым, чтобы решить задачу о типе сил, т.е. найти  $\Delta_2$ :

$$\Delta_2(\delta\varphi) = \Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксц}} - \Delta_1(\delta n),$$

необходимо вычислить  $\Delta_1$  на основе модели, наиболее точно описывающей структуру состояний ядер.

Вычислению  $\Delta_1$  для широкого круга ядер и изучению роли различных структурных эффектов на основе динамической коллективной модели (ДКМ), рассмотренной в разд. 3, посвящен настоящий обзор.

В разд. 1 кратко обсуждаются методы определения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  из экспериментальных данных по эффекту Мессбауэра. Литература по этому вопросу дана по возможности полно, что позволяет при желании восстановить все детали. В разд. 2 обсуждаются различные теоретические подходы к изучению  $\Delta \langle r^2 \rangle$ , а в разд. 3 на основе полученного в рамках ДКМ выражения для СКР рассматриваются различные предельные случаи. В разд. 4, 5 представлены результаты систематических расчетов  $\Delta_1$  при возбуждении сферических и переходных ядер и изучается роль различных динамических эффектов. Изотопические эффекты в СКР изучены в разд. 6 на примере изотопов ртуть и цезия. Итоги этих исследований представлены в разд. 7 и в заключении.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ $\Delta \langle r^2 \rangle$

Величина  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{экс}}$  при возбуждении ядра может быть выделена из экспериментально наблюдаемого изомерного сдвига  $\Delta \nu$  мессбауэровских линий поглотителя относительно источника  $\gamma$ -квантов по хорошо известной формуле:

$$\Delta \nu = \frac{2\pi}{3} \frac{cZe^2}{E_\gamma} \Delta \rho(0) \Delta \langle r^2 \rangle, \quad (4)$$

где  $c$  — скорость света;  $Z$  — число протонов в ядре;  $e$  — заряд электрона;  $E_\gamma$  — энергия мессбауэровского перехода;  $\Delta \rho(0)$  — приращение суммарной плотности орбитальных электронов в месте нахождения ядра поглотителя относительно источника. Определение  $\Delta \langle r^2 \rangle$  по формуле (4) называют калибровкой изомерных сдвигов. Обычно экспериментальная погрешность в измерениях  $\Delta \nu$  составляет единицы процентов, поэтому точность калибровки непосредственно зависит от точности определения  $\Delta \rho(0)$ .

Достижения калибровки изомерных сдвигов отражены в обзорах, изданных В. И. Гольданским и Р. Х. Гербером [2], монографии В. С. Шпинеля [3] и в других изданиях [4—11]. За последнее время число работ по калибровке резко возросло [12, 13]. Однако ни один из методов калибровки не был доведен до универсальности. В большинстве случаев это просто невозможно, так как применимые для одной группы ядер экспериментальные методы для других ядер либо неэффективны, либо вовсе непригодны. Отсутствие универсального и надежного метода калибровки изомерных сдвигов порождало и порождает разноречивые взгляды на величины  $\Delta \langle r^2 \rangle$  (табл. 1) [14—21].

Очевидно, что проблема калибровки изомерных сдвигов была бы снята, если бы мы могли провести точный квантовомеханический расчет величины  $\Delta \rho(0)$ . Пока что это невозможно, хотя в последние годы в этом направлении ведутся интенсивные исследования. Но следует обратить внимание на то, что даже знание точного значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  для одного-двух ядер на настоящем этапе не позволит сделать каких-либо надежных выводов о природе эффективных ядерных сил.

Приведем характерный пример: в настоящее время в ядерной спектроскопии энергии возбужденных состояний измеряются с точностью до долей электронвольт. Но пока это мало что дает для понимания реальной физики ядра. Такое положение связано с несовершенством

Таблица 1. Экспериментальные значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  ряда ядер, полученные различными методами

Ядро	$\Delta \langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$				
	1	2	3	4	5
$^{57}\text{Fe}$	-14,1 (7)	-11,5	-7,9 (1,3)	-14,3	-11,7
$^{83}\text{Kr}$	—	—	—	6,4	12,8
$^{99}\text{Tc}$	—	—	—	5,5	6,9
$^{99}\text{Ru}$	—	—	12,8	14,2	12,8
$^{118}\text{Sn}$	3,3	—	6,9 (9)	3,3	5,3
$^{121}\text{Sb}$	—	—	—	-24,6	-50,8
$^{125}\text{Te}$	—	—	5,6	2,7	3,3
$^{129}\text{I}$	—	—	—	18,5	13,7
$^{129}\text{Xe}$	—	—	—	1,5	5,4
$^{133}\text{Cs}$	—	—	—	3,8	5,6
$^{141}\text{Pr}$	—	—	—	14,0	8,2

Примечание. 1—Метод замороженных ионов [14-16]; 2—зонные расчеты; 3—измерение  $\Delta\lambda/\lambda$  и КВК [18, 19]; 4—приближение свободного иона [20]; 5—расширенный метод отношений [21].

Таблица 2. Изотопические изменения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  ядер Xe, Cs, Ba и Hg

N	N'	$\Delta \langle r^2 \rangle_{N, N'}, \text{ фм}^2$			N	$\Delta \langle r^2 \rangle_{N, 124}, \text{ фм}^2$ Hg
		Xe	Cs	Ba		
70	72	0,654 (29)	—	—	101	-0,471 (6)
72	74	0,650 (28)	0,051 (30)	—	103	-0,420 (5)
74	75	0,002 (11)	—	—	104	-0,962 (4)
74	76	0,044 (30)	0,065 (23)	0,018 (10)	105	-0,429 (4)
76	77	-0,012 (16)	-0,027 (14)	—	106	-0,881 (4)
76	78	0,035 (32)	-0,007 (13)	0,022 (9)	107	-0,850 (4)
78	79	—	-0,011 (6)	-0,022 (10)	108	-0,800 (4)
78	80	0,042 (29)	0,025 (11)	0,016 (9)	109	-0,782 (4)
80	81	—	0,038 (40)	0,020 (6)	110	-0,711 (4)
70	82	0,283 (99)	—	—	111	-0,698 (5)
72	82	0,229 (30)	0,190 (59)	—		
74	82	0,179 (70)	0,139 (48)	0,101 (40)		
75	82	0,177 (60)	—	—		
76	82	0,135 (60)	0,074 (33)	0,083 (30)		
77	82	0,147 (40)	0,101 (29)	—		
78	82	0,100 (40)	0,081 (22)	0,061 (20)		
79	82	—	0,092 (16)	0,083 (16)		
80	82	0,058 (20)	0,056 (11)	0,045 (10)		
81	82	—	0,018 (40)	0,065 (6)		

модельных представлений о ядерной системе: вопросы, связанные с обрезанием базиса, параметризацией и т. д., зачастую остаются открытыми. Именно поэтому важно изучить разнообразные характеристики как можно более широкого круга ядер, чтобы выявить вначале общую картину ядерной динамики.

Ситуация при изучении  $\Delta\langle r^2 \rangle$  подобная. Но на это накладываются еще и неопределенность экспериментальных данных. Поэтому ставить вопрос об определении констант эффективных сил нам кажется преждевременным. Но можно попытаться ответить на вопрос о типе эффективных сил, изучая систематику расхождений между  $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{вксп}}$  и  $\Delta_1$ .

Что же касается изотопических изменений СКР, то здесь в экспериментальных методах нет такой неопределенности, как при изучении изомерных изменений СКР. Настоящий прогресс в экспериментальном определении изотопических изменений СКР пришел с широким применением методов лазерной спектроскопии и масс-сепараторов [22—26]. Это позволило получить данные по  $\Delta\langle r^2 \rangle$  для большого числа изотопов одного элемента. Результаты некоторых подобных экспериментов представлены в табл. 2.

## 2. ОПИСАНИЕ $\Delta\langle r^2 \rangle$ в РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЯХ

Рассмотрим теперь вопрос об описании структуры состояний и  $\Delta\langle r^2 \rangle$  в различных ядерных моделях.

Как показали результаты расчетов [27—30], одночастичное приближение и сверхтекучая модель являются слишком грубыми с точки зрения описания структуры состояний ядер и поэтому в большинстве случаев дают даже неправильный знак  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . Это означает, что учет взаимодействия нечетного нуклона с остовом должен играть важную роль. В [31] предложено рассматривать ядро как остов плюс несколько валентных нуклонов. В основу описания остова положена модель жидкой капли с учетом только монополярной и квадрупольной поляризации. Остаточные силы выбраны в виде парного и квадрупольного взаимодействий. Результирующие волновые функции

$$|j\rangle = c_j \alpha_j^+ |0\rangle + \sum_i c_i^{(j)} [\Omega_\lambda^+ \alpha_i^+]_j |0\rangle,$$

полученные из диагонализации такого гамильтониана, используются при вычислении СКР. Здесь  $\hat{\Omega}_\lambda^+ (\alpha_j^+)$  — оператор рождения фонона (квазичастицы); вакуум определяется относительно фононов. При вычислении СКР использовался эффективный оператор  $\hat{R}^2$ :

$$\left. \begin{aligned} \hat{R}^2 &= \sum_{ij} \langle j | r^2 | i \rangle_{\text{эф}} a_j^+ a_i + Z_0 R_c^2 (\beta^2); \\ R_c^2 (\beta^2) &= R_0^2 (1 + (5/4) \lambda \beta^2), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $Z_0$  — число протонов остова;  $R_0^2$  — равновесный радиус;  $\beta^2$  — среднеквадратичная деформация; суммирование ведется только по состояниям валентных нуклонов. В эффективный оператор СКР (5) включена монополярная поляризация остова:

$$\langle j | r^2 | i \rangle_{\text{эф}} = \delta_{j,p} \langle j | r^2 | j \rangle + R_0 (\delta_{i,n} - 2Z_0 s_j / K),$$

где  $K$  — параметр жесткости, используемый в расчетах как свободный, а  $s_j = \partial e_j / \partial \Delta$  — изменение энергии одночастичного состояния при изменении СКР остова:  $\Delta = (R - R_0) / R_0$ . Величины  $s_j$  вычислялись в потенциале Вудса — Саксона с четырьмя свободными параметрами. Три из них подбирались из согласия с экспериментальными данными по изотопическим сдвигам и электронному рассеянию, а четвертый и параметр жесткости  $K$  — непосредственно при вычислении  $\Delta \langle r^2 \rangle$ . В табл. 3 представлены некоторые результаты расчетов,

Таблица 3. Рассчитанные [31] и экспериментальные значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  при возбуждении ряда ядер

Ядро	$\Delta \langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$		Ядро	$\Delta \langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$	
	Расчет	Эксперимент		Расчет	Эксперимент
$^{57}\text{Fe}$	-43,0	-11,7	$^{127}\text{I}$	-1,0	-9,3
$^{83}\text{Kr}$	33,0	12,8	$^{129}\text{I}$	1,3	13,7
$^{119}\text{Sn}$	3,0	5,3	$^{133}\text{Cs}$	1,0	8,3
$^{125}\text{Te}$	-3,0	3,2	$^{197}\text{Au}$	-26,0	16,8

проведенных в [31], в сравнении с экспериментом. Как видно из таблицы, результаты расчетов находятся лишь в качественном согласии с экспериментом, что связано с приближенным описанием структуры состояний нечетных ядер в рамках этой модели.

Результаты первых расчетов  $\Delta \langle r^2 \rangle$  в рамках теории конечных ферми-систем (ТКФС) для сферических и переходных ядер в одночастичном [32] и квазичастичном [33] приближениях сильно отличались от экспериментальных. Но в последние годы в этом направлении достигнут значительный успех [34, 35], особенно после учета коллективных степеней свободы, для ядер области свинца. Однако наиболее ярко важная роль структурных эффектов была продемонстрирована расчетами  $\Delta \langle r^2 \rangle$  в ТКФС для нечетных деформированных ядер [36, 37]. В [36] значения констант частично-частичного и частично-дырочного взаимодействий, при которых было получено наилучшее описание  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{экс}}$  для ядер от  $^{151}\text{Eu}$  до  $^{161}\text{Dy}$ , следующие:

$$f_{in}^{pp} = 1,0, \quad f_{ex}^{pp} = -2,6, \quad f_{in}^{hp} = +0,48, \quad f_{ex}^{hp} = -3,4.$$

Однако в [37] константы эффективных сил были определены из описания мюонных изомерных сдвигов ядра  $^{152}\text{Sm}$  и получились равными 0,8; -1,5; -0,8 и -3,33 соответственно. Как видно, константы

Таблица 4. Рассчитанные в ТКФС изменения зарядовых радиусов при возбуждении ряда деформированных ядер

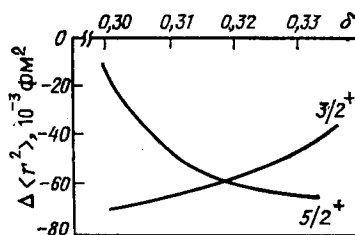
Ядро	E, кэВ	$\Delta\langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$		
		[36]	[37]	Эксперимент
$^{151}\text{Eu}$	22	11,0		11,2
$^{153}\text{Eu}$	97	-50,3	-86,9	-58,3
	103	-57,5	-112,5	-59,9
$^{155}\text{Gd}$	87	-8,4		-5,6
	105	-14,1		-7,7
$^{157}\text{Gd}$	64	14,7		14,3
$^{161}\text{Dy}$	26	42,7		5,8
	75	37,9		6,1

существенно отличаются. Какое при этом получается описание  $\Delta\langle r^2 \rangle$ , видно из табл. 4. Из сравнения видно, что результаты [36] хорошо согласуются с экспериментом. Однако реальная цена этих результатов видна из рис. 1, взятого из той же работы. Как видно из рисунка, даже очень небольшое изменение  $\delta$  влечет сильные изменения  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . Это говорит о том, что точное описание структуры состояний может быть определяющим фактором. Поэтому, например, плохое описание  $\Delta\langle r^2 \rangle$  в  $^{153}\text{Eu}$ , полученное в [37], может оказаться обусловленным плохим описанием структуры состояний, а не неудачным выбором констант эффективных сил. Ведь ни в одной из этих работ не было получено ни описания спектров исследуемых ядер, ни спектроскопических характеристик состояний. Причем выбранные авторами работы [36] значения  $\delta$  отличаются от общепринятых для изучаемых ядер, а изменение параметра деформации при возбуждении ядра, которое может иметь место [38, 39], вообще не рассматривалось.

Из сказанного отчетливо видно, что выводы о природе эффективных сил могут быть обоснованными только в том случае, если структурная часть в  $\Delta\langle r^2 \rangle$  выделена с максимально доступной точностью. Поэтому в основу изучения  $\Delta\langle r^2 \rangle$  должна быть положена модель, наиболее полно описывающая всю имеющуюся экспериментальную информацию хотя бы по свойствам низколежащих состояний.

### 3. ИЗУЧЕНИЕ $\Delta\langle r^2 \rangle$ В РАМКАХ ДКМ

С формальной точки зрения ДКМ [40] представляет собой стандартную модель, описывающую связь нечетной квазичастицы с коллективными возбуждениями сферического остова. Но от подобных


 Рис. 1. Зависимость  $\Delta\langle r^2 \rangle$  от параметра деформации  $\delta$

моделей ее отличает учет влияния принципа Паули (ПП) [41] и нулевых колебаний формы (НКФ) [42] на формирование одночастичных и коллективных степеней свободы и их взаимосвязь. Причем из всех коллективных возбуждений остова учитывается только ирраст-полоса состояний, для описания которой используется динамическая версия обобщенной коллективной модели [43].

Волновая функция состояния нечетного ядра с полным моментом  $I^\pi$  ищется в виде разложения

$$|I^\pi\rangle = \sum_{jR} F_{jR}^{(I)} D_j |(jR)_I\rangle$$

по всевозможным состояниям  $|j\rangle$  нечетной квазичастицы и остова  $|R\rangle$ , допустимым законами сохранения полного момента и четности. Однако в ДКМ используется  $f_{jK}$ -представление [44], унитарно-эквивалентное  $F_{jR}$ :

$$f_{jK}^{(I)} = \sqrt{2} \sum_{R=0, 2, \dots} [2R+1]^{1/2} \begin{pmatrix} j & R & I \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} F_{jR}^{(I)}$$

где  $f_{jK}$ -амплитуды обладают теми же свойствами симметрии, что и амплитуды разложения полной волновой функции по состояниям модели «ротатор + частица». Это удобно, с одной стороны, для сопоставления с результатами расчетов по ротационной модели, а с другой — позволяет наглядно представлять результаты расчетов, причём ротационная модель получается в ДКМ в пределах классической механики.

Среднее значение полного гамильтониана в  $f_{jK}$ -представлении имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle I | H_{\text{tot}} | I \rangle = & \sum_{jKj'K'} \left\{ \left[ e_j \delta_{KK'} + 2 \sum_{R=0, 2, \dots} (E_R + \delta E_{jR}^I) (2R+1) \times \right. \right. \\ & \times \left. \begin{pmatrix} j & R & I \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & R & I \\ -K' & 0 & K' \end{pmatrix} \right] \delta_{jj'} - \tilde{Q}_{jj'}^{(-2, 2)} \cdot 2 \sum_{R, R'} [(2R+1) \times \\ & \times (2R'+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} j & R & I \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j' & R' & I \\ K' & 0 & -K' \end{pmatrix} \times \\ & \left. \times \left\{ \begin{matrix} j' & R' & I \\ R & j & 2 \end{matrix} \right\} G_2^{(R, R')} \right\} f_{jK}^{(I)} f_{j'K'}^{(I)}, \end{aligned} \quad (6)$$

и технически задача сводится к отысканию таких амплитуд  $f_{jK}$ , которые приводят матрицу, стоящую в фигурных скобках, к диагональному виду. Опишем те величины, которые входят в (6):

$E_R$  — энергия возбужденного состояния остова с моментом  $R$ , равная

$$E_R = R\omega_R^{(2)}/2 + 5/2 (\omega_R^{(2)} - \omega_2^{(2)}); \quad \omega_R^{(2)} = E(2_1^+) \sqrt{1 + \gamma(R-2)}.$$



Здесь  $\gamma$  — коэффициент, отражающий роль ПП в формировании коллективных мод, который может быть либо вычислен из описания ираст-полосы, либо рассчитан по формуле

$$\gamma = \tilde{\gamma} (1 + \omega_{\text{сoul}}^2 / \omega_2^{(2)2}); \quad \omega_{\text{сoul}}^2 = 3e^2 Z^2 / (40\pi R_0 B_2);$$

$$\tilde{\gamma} = (5,5 - 0,002 A) 10^{-2}; \quad 40 \leq A \leq 150,$$

где  $B_2$  — массовый параметр, выражаемый через  $B$  ( $E2, 0_1^- \rightarrow 2_1^+$ ) стандартным образом.

Коллективные матричные элементы  $G_{\lambda=2}^{(R, R')}$  равны

$$G_{\lambda}^{(R, R')} = G_2^{(0, 2)} [(2R + 1)/5]^{1/2} \times$$

$$\times \begin{cases} \rho_R^{1/2}, & R \neq R'; \\ \kappa \left[ \frac{5 + R}{\sqrt{1 + \gamma(R - 2)}} - \rho_R - \frac{2R + 5}{2R + 1} \rho_{R+2} \right]^{1/2}, & R = R', \end{cases}$$

где

$$G_2^{(0, 2)} = \left[ \frac{5}{2B_2 E(2_1^+)} \right]^{1/2},$$

$$\rho_R = \frac{R}{2} \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma(R - 4)} \left[ 1 - \frac{\gamma}{2(1 + \gamma(R - 2))} \right]^{(R - 2)/2},$$

а константа  $\kappa$  определяется через квадрупольный момент  $2_1^+$ -состояния следующим образом:

$$Q(2_1^+) = 3/4\pi Z R_0^2 G_2^{(2, 2)}.$$

В выражении (6)  $\delta E_{jR}^I$  — поправка на некоммутативность коллективных и одночастичных мод, вычисляемая в приближении, что состояние  $|R\rangle$  отвечает чистому  $N$ -фононному состоянию с моментом  $R = N\lambda$ :

$$\delta E_{jR}^I = \frac{R}{\lambda} \left[ \delta\omega_{jR}^I |_{\omega_R} + \frac{d}{d\omega} (\delta\omega_{jR}^I) |_{\omega_R} \delta\omega_{jR}^I |_{\omega_R} + \dots \right],$$

где

$$\delta\omega_{jR}^I = -[2(2\lambda + 1) B_{\lambda\omega_R^{(\lambda)}}]^{-1} \sum_{j'} \frac{q_{jj'}^{(\lambda)2} (u_j v_{j'} + v_j u_{j'})^2}{\epsilon_j + \epsilon_{j'} - \omega_R^{(\lambda)}} \times$$

$$\times (1 - \eta_j^{(R)} - \eta_{j'}^{(R)}) (2\lambda + 1) \sum_J (2R + 1) (2J + 1) \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} I & j & R \\ \lambda & R - \lambda & J \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} \lambda & j & j' \\ \lambda & j & J \end{Bmatrix}. \quad (7)$$

Здесь  $u_j, v_j$  и  $\epsilon_j$  — коэффициенты сверхтекучести и энергия квазичастицы в одночастичном состоянии  $j$ , которые рассчитываются из ре-

шения стандартных уравнений сверхтекучести (см. ниже), а

$$q_{jj'}^{(\Lambda)} = \left\langle j \left\| r \frac{dV(r)}{dr} Y_\lambda \right\| j' \right\rangle$$

— одночастичный приведенный матричный элемент, вычисляемый с тем одночастичным потенциалом  $V(r)$ , протонным или нейтронным, к которому относятся индексы  $j, j'$ .

Входящие в выражение (7)  $\eta_j$ -числа представляют собой вакуумные средние, которые находятся из решения системы

$$\begin{aligned} \eta_j^{(R)} &= (2j + 1)^{-1} \sum_m \langle 0 | \alpha_{jm} \alpha_{jm} | 0 \rangle = \\ &= \sum_{\Lambda=2, 3, \dots} \frac{2\Lambda + 1}{2j + 1} \sum_{j'} s_{jj'}^{(\Lambda, R)2} (1 - \eta_j^{(R)} - \eta_{j'}^{(R)}), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $s_{jj'}^{(\Lambda, R)}$  (соответственно  $r_{jj'}^{(\Lambda, R)}$ ) — амплитуды аннигиляции в вакуум либо рождения из вакуума пары квазичастиц и фонана мультипольности  $\Lambda$  в  $N$ -фононном состоянии с моментом  $R = N\Lambda$  (и соответственно амплитуда аннигиляции пары квазичастиц в фонon); они вычисляются по выражению

$$\left. \begin{aligned} r_{jj'}^{(\Lambda, R)} \\ s_{jj'}^{(\Lambda, R)} \end{aligned} \right\} = [2(2\Lambda + 1) B_\Lambda \omega_R^{(\Lambda)}]^{-1/2} \frac{q_{jj'}^{(\Lambda)} (u_j v_{j'} + v_j u_{j'})}{\epsilon_j + \epsilon_{j'} \mp \omega_R^{(\Lambda)}}. \quad (9)$$

Входящий в выражение (6) матричный элемент  $\tilde{Q}_{jj'}^{(-2, 2)}$  представляет собой перенормированный из-за влияния НКФ матричный элемент  $Q_{jj'}^{(2)} = q_{jj'}^{(2)} (u_j u_{j'} - v_j v_{j'})$ . Как в данном случае, так и при расчете других одночастичных моментов перенормированные  $Q$ -моменты определяются из решения уравнения

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_{jj'}^{(\pm\lambda, R)} &= D_j D_{j'} \left[ Q_{jj'}^{(\pm\lambda)} (1 - \eta_j^{(R)} - \eta_{j'}^{(R)}) + \sum_{\substack{\Lambda=2, 3, \dots \\ i, i'}} (2\Lambda + 1) \times \right. \\ &\times (-1)^{i \mp i' + \lambda + 1} s_{ji}^{(\Lambda, R)} \tilde{Q}_{ii'}^{(\pm\lambda, R)} s_{i'j'}^{(\Lambda, R)} (1 - \eta_j^{(R)} - \eta_{i'}^{(R)}) \times \\ &\left. \times (1 - \eta_{i'}^{(R)} - \eta_{j'}^{(R)}) \begin{Bmatrix} i & i' & R \\ j' & j & \Lambda \end{Bmatrix} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $Q_{ii'}^{(\pm\lambda)}$  — неперенормированный момент, умноженный на сверхтекучий фактор  $V_{jj'}^{(\pm)} = u_j u_{j'} \pm v_j v_{j'}$ , а знаки  $\pm$  отвечают  $T$ -нечетному и  $T$ -четному операторам соответственно. При расчетах перенормировки по (10) иногда важную роль играют не только квадрупольные НКФ  $\Lambda = 2$ , но и октупольные  $\Lambda = 3$ . Массовый параметр для них определялся стандартным образом через  $B_2$ , а энергия  $3\bar{1}$ -состояния, если ее экспериментальное значение не известно, рассчитывалась по методу [45].

Для вычисления вероятностей радиационных переходов оператор  $\mathfrak{M}(F\lambda)$ , отвечающий за электрический и магнитный переходы, представляется в виде суммы вкладов одночастичной и коллективной частей [46]:

$$\mathfrak{M}(F\lambda) = \mathfrak{M}_{\text{sp}}(F\lambda) + \mathfrak{M}_{\text{col}}(F\lambda).$$

Так для  $E2$ -переходов

$$\mathfrak{M}_{\text{sp}}(E2) = e^{\Phi} r^2 Y_{2\mu}, \quad \mathfrak{M}_{\text{col}}(E2) = 3/4\pi e Z R^2 \alpha_{\lambda\mu}$$

$$e^{\Phi} = \begin{cases} 1 + Z/A^2 & \text{для протонов;} \\ Z/A^2 & \text{для нейтронов.} \end{cases}$$

Для  $M1$ -моментов

$$\mathfrak{M}_{\text{sp}}(M1) = \mu [(g_s - g_p) \mathbf{s} + g_l \mathbf{j}], \quad \mathfrak{M}_{\text{col}}(M1) = \mu g_R \mathbf{R}, \quad g_R = Z/A,$$

$$g_s = \begin{cases} +5,58 \\ -3,82 \end{cases}, \quad g_l = \begin{cases} 1 & \text{для протонов;} \\ 0 & \text{для нейтронов.} \end{cases}$$

Матричные элементы оператора  $\mathfrak{M}$  вычисляются в приближении коммутативности коллективных и одночастичных мод, но при вычислении матричных элементов от одночастичной части оператора учитывается перенормировка по (10) из-за влияния НКФ.

Вычисление спектроскопических амплитуд также проводится с учетом влияния НКФ:

$$\begin{aligned} {}_n \langle j m | a_{jm}^+ | 0 \rangle &= D_j F_{j_0}^{(j)} u_j (1 - \eta_j^{(0)}) + v_j \left[ \frac{2\lambda + 1}{2j + 1} \right]^{1/2} \sum_{j_1} D_{j_1} F_{j_1}^{(j)} \times \\ &\times (1 - \eta_j^{(2)} - \eta_{j_1}^{(2)}) s_{j_1}^{(2, 2)} + \sqrt{2} u_j \sum_{j_1 j_2} D_{j_2} F_{j_2}^{(j)} (2\lambda + 1) [9/(2j + 1)]^{1/2} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} j & j_2 & R \\ \lambda & \lambda & j_1 \end{Bmatrix} (1 - \eta_{j_1}^{(4)} - \eta_{j_2}^{(4)}) r_{j_1}^{(2, 4)} s_{j_1 j_2}^{(2, 4)}. \end{aligned}$$

Здесь  $\lambda = 2$ , а  $n$  — номер решения (6) с моментом  $I = j$ .

**Параметризация.** Как видно из выражений (6)–(10), для описания коллективной части спектра необходимо задать значения  $E(2_1^+)$ ,  $B_2$  и  $\kappa$ , которые берутся, где это возможно, из экспериментальных данных. При расчетах спектров возбуждения для  $B_2$  и  $\kappa$  допускаются вариации в таких пределах, чтобы вычисленные  $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  и  $Q(2_1^+)$  отличались от экспериментальных не более чем на три экспериментальные погрешности (интервал достоверности). Спектр одночастичных состояний рассчитывался с потенциалом Вудса — Саксона при следующих параметрах глубины  $V_0$ , радиуса полуспада и диффузности:

$$V_0 = 52,1 \left[ 1 + 0,647 \frac{N-Z}{A} 2\tau \right], \quad R_0 = 1,25 A^{1/3}, \quad a = 0,65.$$

Параметры зафиксированы из описания в среднем следующих характеристик круга ядер: энергия связи, энергия отделения и их изотопические зависимости, а также зарядового и массового распределений и их диффузности. Наиболее неопределенной характеристикой среднего поля является константа спин-орбитальных сил

$$\mathcal{V} = V_{1s} \left[ 1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right] V_0/2,$$

которая различается даже для магических ядер, не говоря о других ядрах, где она, вообще говоря, не известна. Поэтому ее следует подбирать из условия наилучшего описания спектра возбуждения нечетного ядра. Единственное, за чем стоит следить при этом, чтобы сумма  $\mathcal{V}^p + \mathcal{V}^n$  была примерно постоянной по всей периодической таблице, что следует из релятивистской теории спин-орбитальных сил.

Как при решении уравнений сверхтекучести, так и при описании спектров возбуждения и других характеристик учитывались все одночастичные состояния, лежащие в интервале от  $-25$  до  $+(5-10)$  МэВ. С указанным базисом и константой парных сил

$$G = \begin{cases} 20,0/A & \text{для протонов;} \\ 17,5/A & \text{для нейтронов} \end{cases}$$

получается хорошее описание четно-нечетной разности масс широкого круга ядер. При этом исчерпывается до 95% всех вакуумных  $\eta$  амплитуд. При расчетах  $E2$ -переходов и квадрупольных моментов состояний не вводилось каких-либо эффективных зарядов, а при расчетах  $M1$ -переходов и магнитных моментов спиновый  $g_s$ -фактор полагался равным 0,8 значения для свободного нуклона согласно данным [47, 48] о его перенормировке из-за спин-спиновых сил и  $\pi$ -мезонных степеней свободы.

**Точность описания структуры состояний нечетных ядер.** Продемонстрируем теперь на наиболее ярких и характерных примерах возможности ДКМ с точки зрения описания структуры состояний нечетных ядер и, следовательно, ее применимость для описания структурной части эффекта изменения СКР ядер при их возбуждении.

О точности описания структуры состояний можно судить по тому, насколько хорошо воспроизводится спектр возбужденных состояний и вся совокупность спектроскопических характеристик.

На рис. 2 приведена зависимость ряда расчетных и экспериментальных характеристик ядра  $^{127}\text{I}$  от константы спин-орбитальных сил  $V_{1s}$ . Как видно из рисунка, при уменьшении  $V_{1s}$  все спектроскопические характеристики приближаются к экспериментальным значениям, причем неплохое описание всей совокупности данных удается получить при одном определенном значении  $V_{1s}$ . Подобная ситуация наблюдается и в других ядрах. Важно отметить, что, например, в ядре  $^{127}\text{I}$  величину  $V_{1s}$  можно зафиксировать по магнит-

ному моменту  $5/2_1^+$ -состояния, который при  $V_{ls} \sim 0,200$  становится равным экспериментальному, а при дальнейшем уменьшении  $V_{ls}$  быстро убывает.

В других ядрах также можно указать характеристику, которая является наиболее информативной. Например, в ядрах  $^{125}\text{Te}$  и  $^{129}\text{Xe}$  это — квадрупольный момент  $3/2_1^+$ -состояния, описать величину которого удастся лишь при  $V_{ls} = 0,330$ . При других же  $V_{ls}$  получается на первый взгляд неплохое описание спектра и ряда спектроскопических характеристик, но говорить о правильном описании

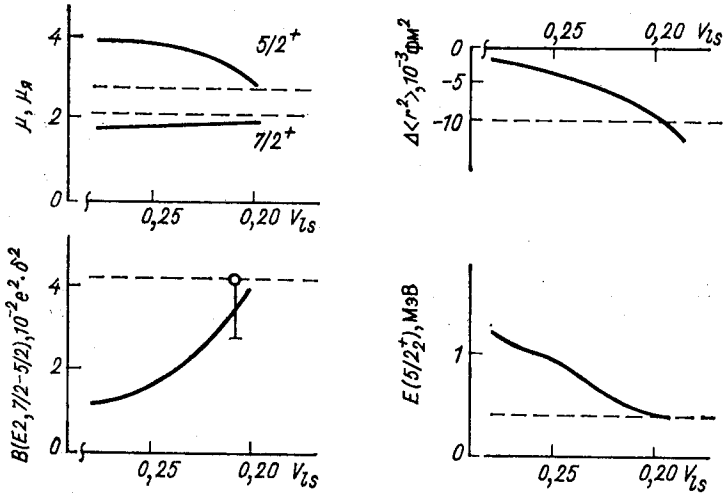
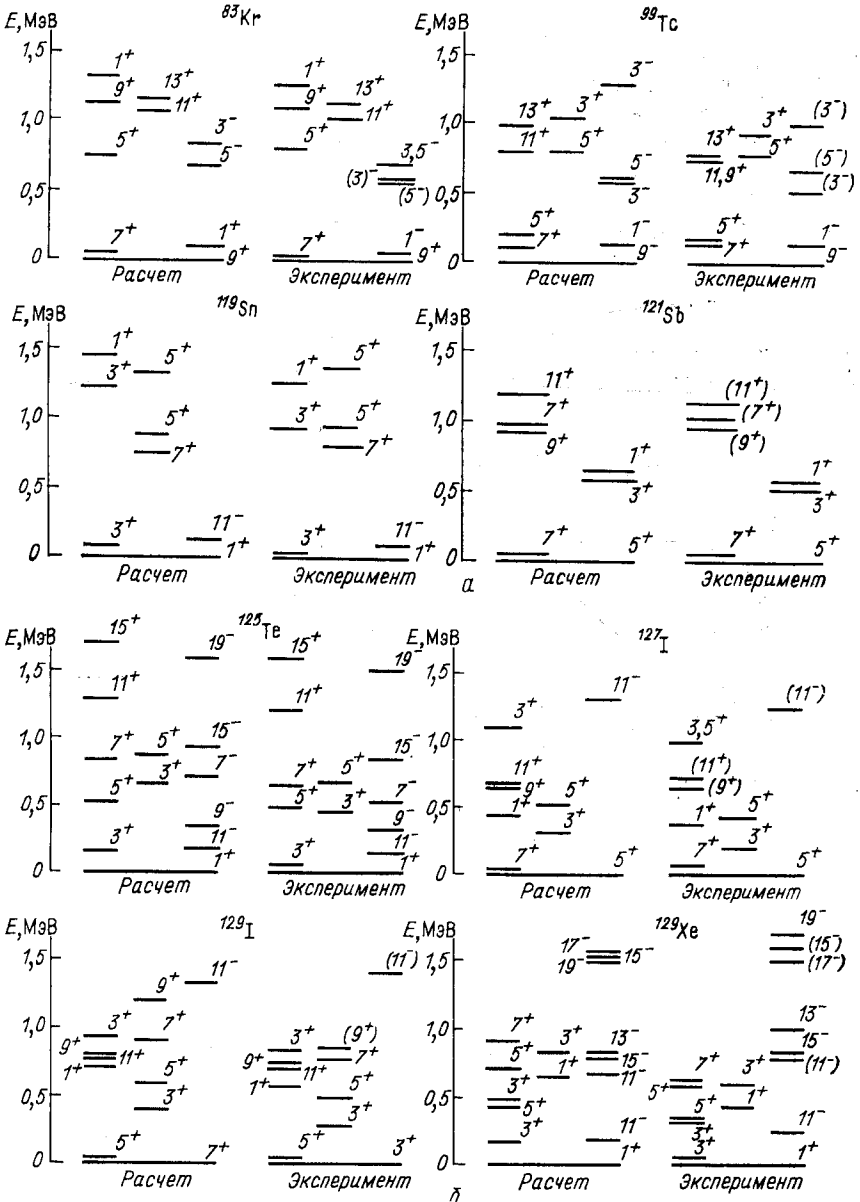


Рис. 2. Зависимость спектроскопических характеристик и  $\Delta\langle r^2 \rangle$  от константы спин-орбитальных сил  $V_{ls}$  (пунктирная линия — эксперимент)

структуры состояний можно, только воспроизведя всю совокупность данных. Следует отметить, что при стандартном значении  $V_{ls} = 0,287$  величины магнитных моментов можно описать, уменьшая спиновый  $g_s$  фактор до 0,6 от значения для свободного протона, вероятности  $E2$ -переходов — выбирая эффективный заряд протона как свободный подгоночный параметр, энергии уровней  $5/2_2^+$  в  $^{127,129}\text{I}$  — подгоняя константу взаимодействия. Это указывает на то, что для моделей, в которых имеется много свободных параметров, ферми-поверхность остается неопределенной, и выделение структурной части изменения СКР становится невозможным. ДКМ, используемая в настоящих расчетах, не содержит подобных параметров, и восстановление формы ферми-поверхности по описанию спектроскопических характеристик позволяет предсказать значение  $\Delta\langle r^2 \rangle$ .

Определенные указанным выше способом константы спин-орбитальных сил и принятые в расчетах значения  $Q(2_1^+)$  и  $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  для изучаемых в дальнейшем ядер в сравнении с экспериментом



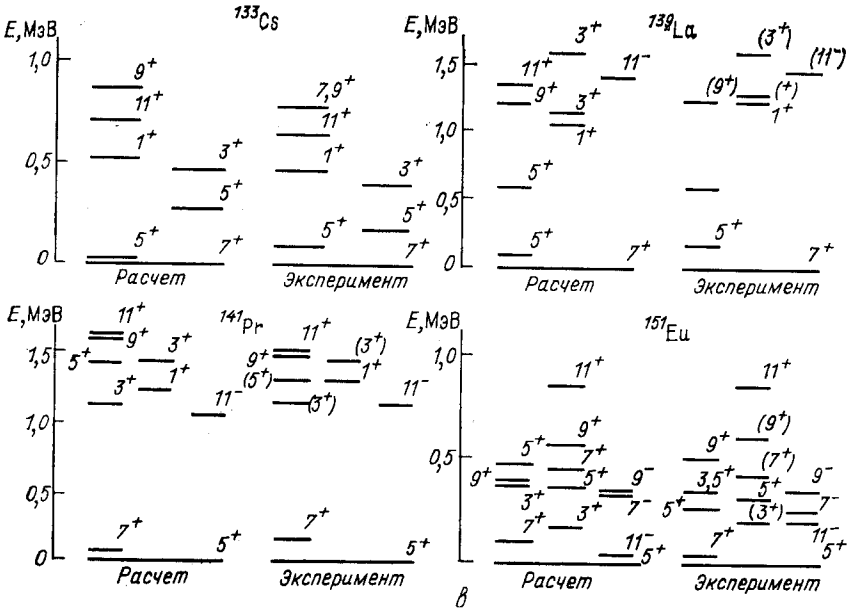


Рис. 3. Рассчитанные и экспериментальные спектры <sup>73</sup>Kr—<sup>151</sup>Eu. Значения спинов удвоены

представлены в табл. 5. Получаемые при этом спектры показаны на рис. 3 в сравнении с экспериментальными. Как видно из сравнения, расчеты хорошо воспроизводят картину низколежащих состояний и передают все основные закономерности. А в табл. 6 на изотопах <sup>99</sup>Tc и <sup>125</sup>Te показано, как при этом удается описать известные спек-

Таблица 5. Экспериментальные и рассчитанные значения коллективных параметров и константы спин-орбитальных сил

Ядро	Остов	Q (2 $\frac{1}{2}$ ), e·б		B (E2, 0-2), 10 <sup>-1</sup> e2·б <sup>2</sup>		V <sub>ls</sub>
		Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	
<sup>83</sup> Kr	<sup>82</sup> Kr	-0,062	—	2,06	1,80 (10)	0,260
<sup>99</sup> Tc	<sup>98</sup> Mo	-0,294	-0,20 (9)	2,95	2,66 (30)	0,200
<sup>119</sup> Sn	<sup>118</sup> Sn	-0,056	-0,05 (14)	2,56	2,30 (27)	0,255
<sup>121</sup> Sb	<sup>120</sup> Sn	-0,124	-0,05 (10)	2,72	2,20 (22)	0,235
<sup>125</sup> Te	<sup>124</sup> Te	-0,140	-0,11 (10)	5,12	6,0 (1,2)	0,335
<sup>127</sup> I	<sup>126</sup> Te	-0,150	-0,20 (9)	5,80	5,32 (37)	0,190
<sup>129</sup> I	<sup>128</sup> Te	-0,176	-0,24 (8)	4,64	4,12 (33)	0,190
<sup>129</sup> Xe	<sup>128</sup> Xe	-0,235	—	6,84	6,5 (2,5)	0,335
<sup>133</sup> Cs	<sup>132</sup> Xe	-0,193	—	3,93	4,4 (3)	0,190
<sup>139</sup> La	<sup>138</sup> Ba	-0,061	-0,07 (15)	2,73	3,8 (1,1)	0,230
<sup>141</sup> Pr	<sup>140</sup> Ce	-0,110	—	2,16	3,15 (50)	0,310

Таблица 6. Экспериментальные и рассчитанные значения спектроскопических характеристик низколежащих сечений  $^{99}\text{Tc}$  и  $^{125}\text{Te}$ 

Ядро	$I^\pi$	$Q, e\cdot b$		$\mu, \mu_N$	
		Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
$^{99}\text{Tc}$	$9/2^+$	-0,575	0,34 (34)	5,757	5,685
	$7/2^+$	-0,146	—	4,756	3,6 (9)
$^{125}\text{Te}$	$1/2^+$	0	—	-1,301	-0,888
	$3/2_1^+$	-0,260	-0,31 (2)	0,806	0,604 (5)
	$11/2^-$	0,080	—	-1,212	-0,93 (5)
	$9/2^-$	0,099	0,12	-0,924	-0,66
	$3/2_2^+$	-0,056	—	0,781	0,585 (90)
	$5/2^+$	0,272	—	0,823	0,79 (30)
	$7/2^-$	-0,125	—	-0,464	< 0

 $^{99}\text{Tc}$ 

$I_i^\dagger$	$I_f^\dagger$	$B(E2, I_i - I_f), 10^{-1} e^2 \cdot b^2$		$B(M1, I_i - I_f), 10^{-2} \mu_N^2$	
		Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
$7/2$	$9/2$	1,04	1,35 (15)	2,64	7,6 (9)
$5/2_1$	$9/2$	0,58	0,45 (5)	—	—
$5/2_1$	$7/2$	0,098	—	1,23	1,30
$5/2_2$	$9/2$	3,18	2,00 (25)	—	—
$13/2$	$9/2$	3,64	1,12	—	—

 $^{125}\text{Te}$ 

$I_i^\dagger$	$I_f^\dagger$	$B(E2, I_i - I_f), 10^{-2} e^2 \cdot b^2$		$I^\pi$	$(2I+1) S_I$	
		Расчет	Эксперимент		Расчет	Эксперимент
$1/2$	$3/2_2$	0,153	0,186 (5)	$1/2^+$	0,60	0,84
$1/2$	$5/2_1$	0,180	0,158 (5)	$3/2^+$	1,72	1,84
$1/2$	$5/2_2$	0,101	0,130	$11/2^-$	3,97	3,72

роскопические характеристики. Результаты расчетов для других ядер подобны приведенным в табл. 6; их можно найти в [49]. Рассмотрение этих таблиц выявляет ряд систематических расхождений в описании экспериментальных данных:

а) Рассчитанные вероятности  $l$ -запрещенных переходов  $M1$ -типа систематически меньше экспериментальных значений. Рассчитанные



вероятности ряда  $E2$ -переходов с  $\Delta l = 2$  систематически на порядок превышают экспериментальные значения. Как показал анализ, эти расхождения обусловлены большим влиянием для указанных переходов эффектов антисимметризации.

б) Рассчитанные значения магнитных моментов нечетно-нейтронных ядер в отличие от нечетно-протонных по абсолютному значению систематически выше экспериментальных. Это указывает на то, что перенормировка  $g_s$ -фактора для нейтронов отличается от перенормировки для протонов.

Но перечисленные факторы никак не связаны с  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . А хорошее описание всей совокупности других экспериментальных данных гарантирует достаточно высокую точность расчета структурной части  $\Delta\langle r^2 \rangle$ .

**Вычисление СКР нечетных ядер.** Наша задача состоит в вычислении диагональных матричных элементов от оператора:

$$\hat{R}^2 = Z^{-1} \sum_{n, n', l, j m} \langle j l n | r^2 | j l n' \rangle^+ a_{j m} a_{j m}, \quad (11)$$

где  $Z$  — число протонов в ядре,  $a_{j m}^+$  — оператор рождения частицы,  $\langle n l j | r^2 | n' l j \rangle$  — одночастичные радиальные интегралы. В операторной форме волновая функция  $M$ -го состояния с моментом  $I^\pi$  имеет вид:

$$| I_M \rangle = \sum_{j m R \Omega} F_{j R}^{(I_M)} D_j C_{j m R \Omega}^{I M} \alpha_{j m}^+ \hat{R}_\Omega^+ | 0 \rangle. \quad (12)$$

Здесь  $F_{j R}$  — амплитуды разложения (в дальнейшем для сокращения записи индекс  $I_M$  опущен);  $C_{j m R \Omega}^{I M}$  — коэффициенты Клебша — Гордана;  $\alpha_{j m}^+$  — операторы рождения квазичастицы. Вычисление зарядового радиуса проводится в приближении, что оператор  $\hat{R}$  есть

$$R^+ = (N!)^{-1/2} [\hat{\Omega}_\lambda^+ [\hat{\Omega}_\lambda^+ \dots [\hat{\Omega}_\lambda^+ \hat{\Omega}_\lambda^+]_{2\lambda} \dots ]_{R=N\lambda}$$

— оператор рождения выстроенной  $N$ -фононной конфигурации, где  $\hat{\Omega}_{\lambda\mu}^+$  — оператор рождения фонона. Вакуум определяется относительно фононов.

Совершая в (11) переход от фермионных  $a$  ( $a$ )-операторов к квазичастичным операторам  $\alpha$  ( $\alpha$ ) посредством преобразований Боголюбова и усредняя (11) по (12), получаем:

$$\begin{aligned} \langle I | \hat{R}^2 | I \rangle = & Z^{-1} \sum (2j+1) v_j^2 \langle j | r^2 | j \rangle + Z^{-1} \sum F_{i'R'} D_{i'} \times \\ & \times F_{iR} D_i Q_{jj'} C_{i'n'R'\Omega}^{IM} C_{inR\Omega}^{IM} \langle 0 | R_{\Omega'}^+ \alpha_{i'n'}^+ \alpha_{j m}^+ \alpha_{j'm}^+ \alpha_{in}^+ \hat{R}_\Omega^+ | 0 \rangle + \\ & + Z^{-1} \sum (-1)^{j-m} F_{i'R'} D_{i'} F_{iR} D_i C_{i'n'R'\Omega}^{IM} C_{inR\Omega}^{IM} \langle j | r^2 | j' \rangle \times \\ & \times (\langle 0 | R_{\Omega'}^+ \alpha_{i'n'}^+ \alpha_{j m}^+ \alpha_{j'-m}^+ \alpha_{in}^+ \hat{R}_\Omega^+ | 0 \rangle u_j v_{j'} + \\ & + \langle 0 | R_{\Omega'}^+ \alpha_{i'n'}^+ \alpha_{j-m}^+ \alpha_{j'm}^+ \alpha_{in}^+ \hat{R}_\Omega^+ | 0 \rangle v_j u_{j'}). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $Q_{jj'} = (u_{j\mu}v_{j'} - v_{j\mu}u_{j'}) \langle j | r^2 | j' \rangle$ , а под символом  $j'$  понимается состояние с угловым моментом, равным  $j$ , но главные квантовые числа состояний могут отличаться. Чтобы вычислить входящие в (13) матричные элементы, необходимо привести их к «нормальному» виду относительно квазичастичных  $\hat{\alpha}^+$ - и  $\hat{R}^+$ -операторов. При приведении формы (13) к нормальному виду относительно операторов  $\hat{R}^+$  будут встречаться коммутаторы типа  $[\alpha \hat{R}^+]_{(-)}$  и  $[\hat{\alpha} \hat{R}^+]_{(-)}$ . Используя определение  $\hat{R}^+$ , эти коммутаторы можно записать в виде ряда:

$$\begin{aligned} [\alpha_{jm} \hat{R}_{\Omega}^{(0)}]_{(-)} &= V \bar{N} \sum [\alpha_{jm} \hat{\Omega}_{\lambda\mu, i}^+]_{(-)} \hat{R}_{\Omega_i}^{(1)} C_{\lambda\mu, R_i \Omega_i}^{R_0 \Omega_0} + \\ &+ \left[ \frac{N-1}{N} \right]^{1/2} \sum [\hat{\Omega}_{\lambda\mu, i}^+ [\alpha_{jm} \hat{\Omega}_{\lambda\mu, i}^+]_{(-)}]_{(-)} \hat{R}_{\Omega_i}^{(2)} C_{\lambda\mu, R_i \Omega_i}^{R_0 \Omega_0} \times \\ &\times C_{\lambda\mu, R_i \Omega_i}^{R_1 \Omega_1} + \dots = \sum_{K=1}^N \left[ \frac{(N-K+1)(N-K+1)!}{N!} \right]^{1/2} \times \\ &\times \sum [\dots [\alpha_{jm} \hat{\Omega}_{\lambda\mu, K}^+]_{(-)} \dots]_{(-)} \hat{R}_{\Omega_K}^{(K)} \prod_{i=1}^K C_{\lambda\mu, R_i \Omega_i}^{R_{i-1} \Omega_{i-1}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогично выглядит ряд для коммутатора  $[\hat{\alpha} \hat{R}^+]_{(-)}$ . Воспользовавшись определением

$$\hat{\Omega}_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{r_{jj'}^{(\lambda)}\}^R \hat{A}_{jj'}^{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} s_{jj'}^{(\lambda)} \{r_{jj'}^{(\lambda)}\}^R \hat{A}_{jj'}^{\lambda-\mu},$$

где

$$\hat{A}_{jj'}^{\lambda\mu} = \sum_{mm'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} \hat{\alpha}_{jm}^+ \hat{\alpha}_{j'm'}^+$$

нетрудно вычислить коммутаторы:

$$\begin{aligned} [\alpha_{jm} \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^+]_{(-)} &= \sum_{in} C_{jmin}^{\lambda\mu} r_{ji}^{(\lambda, R)} \alpha_{in}^+ \\ [\hat{\alpha}_{jm} \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^+]_{(-)} &= \sum_{in} C_{jmin}^{\lambda-\mu} s_{ji}^{(\lambda, R)} \alpha_{in}^+ \end{aligned}$$

[см. также определение (9)]. Тогда ряд (14) есть разложение по степеням  $r^m s^n$ . Появляющиеся в (14) коэффициенты Клебша — Гордана при суммировании по индексам проекций моментов дают величины типа  $g_n \sim \{6j\}^2 \ll 1$ , и каждый член ряда (14) мажорируется членами:

$$g_{\frac{m+n}{m+n}} r^m s^n \leq (2g)^{K/2} s^{2K} \sim \eta^K.$$

Так как  $\eta < 0,5$ , то ряд (14) можно оборвать на членах  $\sim \eta^2$ . Однако каждый  $k$ -й член в (14) в  $[N!/(N-K+1)(N-K+1)!]^{1/2}$  раз

меньше первого; более того,  $r_{jj'}$  и  $s_{jj'}$  имеют случайный знак, и суммирование по промежуточным индексам обеспечивает пренебрежимую малость высших членов разложения.

После довольно громоздких преобразований окончательный результат имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \langle I | \hat{R}^2 | I \rangle = & Z^{-1} \left\{ \sum (2j+1) v_j^2 (1-2\eta_j) \langle j | r^2 | j \rangle + \right. \\
 & + \sum (2j+1) \eta_j \langle j | r^2 | j \rangle + \sum F_{jR} F_{j'R'} D_j D_{j'} Q_{jj'} (1-\eta_j - \eta_{j'}) - \\
 & - \sum \frac{2\lambda+1}{2j+1} F_{jR} F_{j'R'} D_j D_{j'} (1-\eta_j - \eta_{j'}) (1-\eta_{j'} - \eta_i) Q_{ii'} s_{j'i} s_{j'i} + \\
 & + \sum \frac{R}{\lambda} F_{iR}^2 D_i^2 (1-\eta_j - \eta_k) Q_{jj'} (r_{j'k} r_{jk} + s_{j'k} s_{jk}) + \\
 & + \sum \frac{R}{\lambda} (2\lambda+1) (2R+1) F_{iR} F_{kR} D_i D_k (1-\eta_j - \eta_k) (1-\eta_{j'} - \eta_i) Q_{jj'}^2 \times \\
 & \times \left\{ \begin{matrix} I & i & R \\ \lambda & R-\lambda & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I & k & R \\ \lambda & R-\lambda & J \end{matrix} \right\} \left[ (2J+1) \left\{ \begin{matrix} \lambda & i & j \\ \lambda & k & J \end{matrix} \right\} r_{kj'} r_{ij'} - s_{kj'} s_{ij'} \delta_{JJ} \right] + \\
 & + \sum \frac{R}{\lambda} (2\lambda+1) (2R+1) F_{iR} F_{jR} D_i D_j (2-2\eta_k - \eta_{j'} - \eta_i) Q_{jj'} \times \\
 & \times \left\{ \begin{matrix} I & j & R \\ \lambda & R-\lambda & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I & i & R \\ \lambda & R-\lambda & J \end{matrix} \right\} \left[ (2J+1) \left\{ \begin{matrix} \lambda & j & k \\ \lambda & i & J \end{matrix} \right\} r_{ik} r_{j'k} - s_{ik} s_{j'k} \delta_{J,k} \right] + \\
 & + \sum 2 \left[ \frac{R}{\lambda} (2\lambda+1) (2R+1) \right]^{1/2} D_i D_j (1-\eta_j) (1-\eta_j - \eta_i) (u_j v_{j'} + v_j u_{j'}) \times \\
 & \times \langle j | r^2 | j' \rangle \left[ (-1)^{i-I} F_{jR} F_{iR-\lambda} r_{ji} \left\{ \begin{matrix} I & j & R \\ \lambda & R-\lambda & i \end{matrix} \right\} + \right. \\
 & \left. + (-1)^{j-I} F_{iR} F_{jR-\lambda} s_{ij'} \left\{ \begin{matrix} I & i & R \\ \lambda & R-\lambda & j \end{matrix} \right\} \right] \Big\}. \tag{15}
 \end{aligned}$$

В диаграммном представлении выражение (15) соответствует учету процессов, показанных на рис. 4. Отметим, что под каждой линией квазичастицы подразумевается ее фрагментация из-за связи с коллективными модами и, например, диаграмма 4 рис. 4 представляет собой совокупность, показанную на рис. 5, а. Следует, однако, иметь в виду, что в последовательности диаграмм, показанных на рис. 4, не учтены высшие корреляционные диаграммы, например, как на рис. 5, б. Чтобы учесть всю последовательность диаграмм, нужно матричный элемент  $Q_{jj'}$  находить из решения интегрального уравнения (10) (его диаграммное представление показано на рис. 5, в), а затем в членах, содержащих  $Q$ , сделать замену  $Q_{jj'}$  на  $\tilde{Q}_{jj'}$ , отбросив при этом четвертый член в (15).

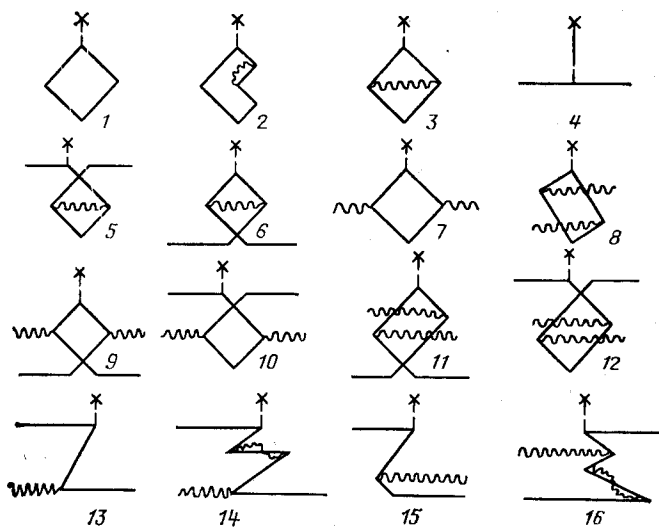


Рис. 4. Классы диаграмм, учитываемые в расчетах СКР

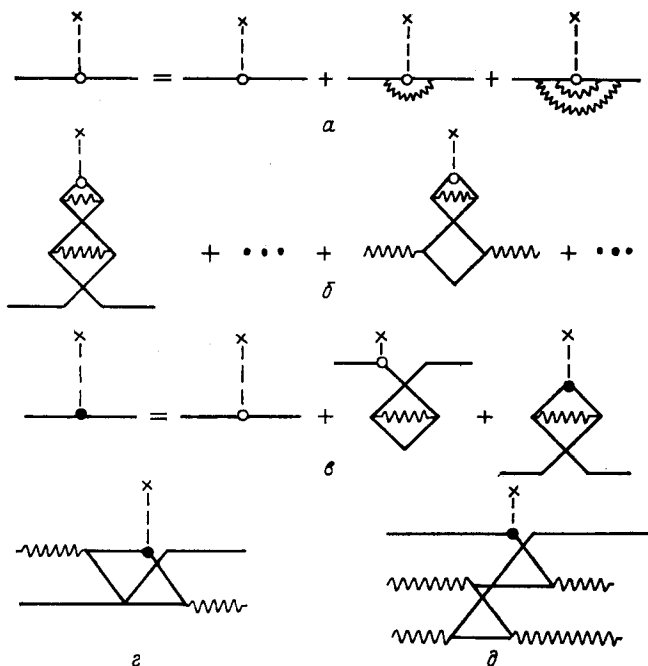


Рис. 5. Комментарии к классам диаграмм, учитываемых в расчетах (пояснения в тексте)

Диаграммы 9—16 рис. 4 описывают лишь статическую часть эффекта от ПП. Необходимо еще учесть и динамическую часть, связанную с изменением частоты коллективных мод. Для этого фононные амплитуды и  $\eta$ -числа нужно разложить в ряд по степеням  $\delta\omega$  вблизи невозмущенного  $\omega_R$  решения. Например, для  $\eta_j$ -амплитуд имеем

$$\eta_j(\omega) = \eta_j(\omega_R) + \frac{\partial}{\partial \omega} \eta_j \delta\omega_{j_0 R}^I \Big|_{\omega=\omega_R} + \dots,$$

где сдвиг частоты из-за учета ПП между нечетной квазичастицей в состоянии  $j_0$  и фононом определяется выражением (7). В настоящей работе вычислялись члены до второй производной включительно, что соответствует, например, учету диаграмм, показанных на рис. 5,  $\epsilon$  и более сложных. Учет ПП между  $N$ -фононными конфигурациями заключается в росте осцилляторной частоты  $\omega_R^{(j)} = E(2j) \sqrt{1 + \gamma(R-2)}$  с ростом момента  $R$  и соответствующем (9) изменении  $r$ -,  $s$ -амплитуд. Это соответствует учету, например, процессов, показанных на рис. 5,  $\delta$ .

Выражение (15) позволяет рассчитывать и изотопические изменения СКР. Отметим, что первые два члена в (15) соответствуют СКР четного остова (диаграммы 1—3 рис. 4).

В случае нечетно-нейтронных ядер в (15) остаются только первый, второй и пятый члены (диаграммы 1—3, 7, 8 рис. 4), а также вклад, связанный с учетом ПП и НКФ.

Если в (15) перейти в  $f_{jk}$ -представление, легко получить, что третий и четвертый члены (диаграммы 4—6 рис. 4) соответствуют СКР одночастичного состояния в деформированном потенциале, перенормированном из-за влияния НКФ. В то же время пятый член (диаграммы 7, 8 рис. 4) эквивалентен вкладу в СКР от изменения среднеквадратичной деформации. Остальные диаграммы не имеют аналогов в ротационной модели, но, как мы увидим в дальнейшем, они зачастую играют принципиально важную роль в правильном описании изменений СКР, связанных со структурой состояний.

Наконец, отметим, что в методе приближенного вторичного квантования среднее число частиц не будет сохраняться, если не решать соответствующих (15) уравнений сверхтекучести. Однако это крайне трудно технически реализовать. Но так как нас интересуют разностные эффекты в СКР, то указанную трудность можно обойти, перенормируя полученный результат с учетом изменения среднего числа нуклонов. Для этого в выражении (15) необходимо одночастичные радиальные интегралы заменить единичной матрицей и рассчитать число нуклонов, а затем произвести перенормировку.

Таким образом, после описания спектра возбужденных состояний и совокупности спектроскопических характеристик нечетного ядра наша задача состоит в вычислении (15) с учетом влияния ПП и НКФ.

Таблица 7. Экспериментальные и рассчитанные значения  $\mu(I)$ ,  $Q(I)$  и  $\Delta \langle r^2 \rangle_{I, I'}$ 

Ядро	$I^\pi$	$Q, e \cdot b$		$\mu, \mu_N$		$\Delta \langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$	
		Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
$^{78}\text{Ge}$	$9/2^+$	-0,367	-0,173(26)	-1,006	-0,879	12,1	27,4
	$5/2^+$	-0,347	—	-0,445	-0,0941		
$^{83}\text{Kr}$	$9/2^+$	0,228	0,270(13)	-0,957	-0,9707	22,8	12,8
	$7/2^+$	0,269	0,459(6)	-0,983	-0,942(2)		
$^{89}\text{Tc}$	$9/2^+$	-0,575	-0,34(34)	5,757	5,685	21,6	6,9
	$7/2^+$	-0,146	—	4,756	3,6(9)		
$^{116}\text{Sn}$	$1/2^+$	0	—	-1,442	-1,046	1,1	5,3
	$3/2^+$	-0,091	-0,094(4)	0,892	0,633(3)		
$^{121}\text{Sb}$	$5/2^+$	-0,493	-0,53(10)	3,940	3,360	-13,3	-50,8
	$7/2^+$	-0,570	-0,37(8)	2,061	2,51(3)		
$^{126}\text{Te}$	$1/2^+$	0	—	-1,301	-0,888	1,8	3,2
	$3/2^+$	-0,262	-0,31(2)	0,806	0,604(5)		
$^{127}\text{I}$	$5/2^+$	-0,688	-0,78	3,012	2,81	-9,6	-9,3
	$7/2^+$	-0,655	-0,70	1,898	2,02		
$^{129}\text{I}$	$7/2^+$	-0,539	-0,55(4)	2,211	2,621	15,0	13,7
	$5/2^+$	-0,563	-0,68	3,355	2,801		
$^{129}\text{Xe}$	$1/2^+$	0	—	-1,245	-0,778	2,7	5,4
	$3/2^+$	-0,318	-0,41(6)	0,767	0,59(8)		
$^{133}\text{Cs}$	$7/2^+$	-0,166	-0,0030(11)	2,001	2,582	10,9	5,6
	$5/2^+$	-0,418	—	3,023	3,45(2)		
$^{139}\text{Xe}$	$7/2^+$	0,057	0,21	2,119	2,778	10,3	9,6
	$5/2^+$	-0,276	—	4,052	—		
$^{141}\text{Pr}$	$5/2^+$	0,003	-0,0089(42)	4,187	4,136(2)	3,4	8,2
	$7/2^+$	-0,076	—	2,366	2,8(2)		

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ  $\Delta \langle r^2 \rangle$  ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДРА

К настоящему времени детальные расчеты  $\Delta_1$  выполнены для сферических и переходных ядер от  $^{73}\text{Ge}$  до  $^{141}\text{Pr}$ , в которых удалось достичь (см. разд. 3) достаточно хорошего описания спектра возбуждения и совокупности спектроскопических характеристик. Подчеркнем, что все расчеты проводились в приближении абсолютно

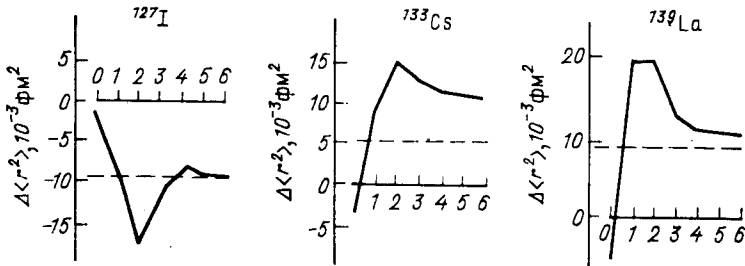


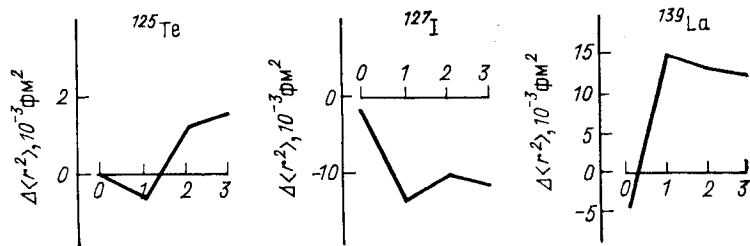
Рис. 6. Зависимость  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$  от классов диаграмм рис. 4, учитываемых в расчете; пунктир — эксперимент

жесткого среднего поля, чтобы по отклонению результатов расчетов от экспериментальных данных можно было судить о характере перестройки последнего при возбуждении ядра.

В табл. 7 представлены рассчитанные и экспериментальные спектроскопические характеристики нижней части спектра и  $\Delta \langle r^2 \rangle$  сферических и переходных ядер от  $^{73}\text{Ge}$  до  $^{141}\text{Pr}$ . Как видно из таблицы, в приближении абсолютно жесткого среднего поля в целом удается неплохо описать всю совокупность экспериментальных данных. Рассмотрим теперь на наиболее характерных примерах, какой ценой достигается такое описание.

**Роль учета различных классов диаграмм, ПП и НКФ.** На рис. 6 представлена зависимость  $\Delta \langle r^2 \rangle$  от классов диаграмм для ядер  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{La}$ . Номер 0 соответствует одночастичной модели, под номером 1 показан вклад от фрагментации одночастичных состояний из-за связи с коллективными степенями свободы (диаграммы 4 — 6 рис. 4). Номер 2 — вклад в  $\Delta \langle r^2 \rangle$  от фоновых диаграмм, соответствующий изменению параметра деформации (диаграммы 7, 8 рис. 4). Номера 3, 4 — вклад линейных диаграмм, а 5, 6 — квадратичных, которые не имеют аналогов в ротационной модели и описывают статическую часть учета ПП.

Как видно из рисунка, все классы диаграмм дают большой вклад в  $\Delta \langle r^2 \rangle$ , и пренебречь хотя бы одним из них невозможно. Большой вклад в  $\Delta \langle r^2 \rangle$  дают классы диаграмм 1 и 2 рис. 6, поэтому ротационная модель, в принципе, позволяет выбором параметра деформации и коэффициента растяжения описать наблюдаемое значение  $\Delta \langle r^2 \rangle$  (см. пояснения к рис. 1 в разд. 2). Однако при этом реальная физика явления оказывается скрытой от нас. Из рис. 6 также видно, что

Рис. 7. Зависимость  $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$  от НКФ:

1 — без учета НКФ; 2 — с учетом НКФ квадрупольного типа; 3 — с учетом НКФ квадрупольного и октупольного типов; 0 — одночастичная модель

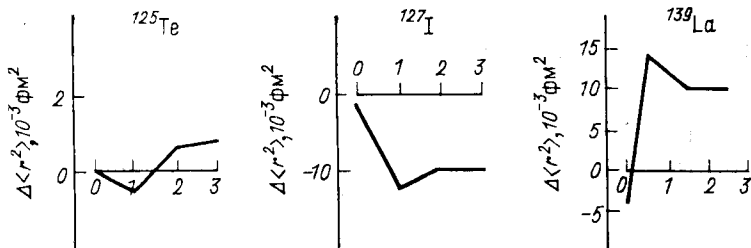


Рис. 8. Зависимость  $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$  от динамических паулиевских поправок (ДПП): 1 — расчет без учета ДПП; 2 — расчет с учетом первой производной; 3 — расчет с учетом первой и второй производных; 0 — одночастичная модель

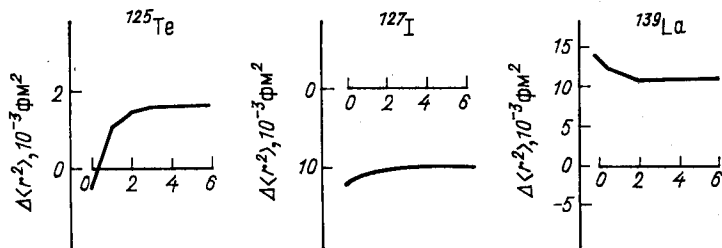


Рис. 9. Зависимость  $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$  от числа  $N$  итераций в решении уравнения рис. 5, а

классы диаграмм 5, 6, квадратичные по коллективным амплитудам, дают меньший по сравнению с другими вклад в значение  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . Тем самым расчеты подтвердили результаты теоретического анализа того, что учет диаграмм до квадратичных по коллективным амплитудам включительно позволяет описать структурную часть изменения СКР при возбуждении ядра практически полностью.

На рис. 7—9 показана зависимость  $\Delta\langle r^2 \rangle$  от учета НКФ различной мультипольности без учета динамических паулиевских поправок; динамических паулиевских поправок без учета НКФ (рис. 8) и числа итераций (рис. 9) при решении интегрального уравнения



(рис. 5, в). Как видно из рисунков, учет влияния НКФ вплоть до мультипольности  $\Lambda = 3$ , паулиевских поправок до третьей производной и пяти-шести итераций при решении уравнения рис. 5, в для указанного класса диаграмм практически исчерпывает возможные эффекты. Из рис. 7 также видно, что учет влияния НКФ крайне важен, так как он порой приводит даже к изменению знака  $\Delta \langle r^2 \rangle$ . Большой вклад в значение  $\Delta \langle r^2 \rangle$  в сильноколлективных ядрах дает учет динамических поправок ПП, связанных с изменением частоты коллективных мод (рис. 8). Поэтому проводить какие-либо расчеты без их учета не имеет смысла. Заметим, что в нечетно-нейтронных ядрах из-за отсутствия нечетного протона вклад в  $\Delta \langle r^2 \rangle$  от статической части ПП отсутствует (диаграммы 9—16 рис. 4), и поэтому эффекты перестройки фонона в этих ядрах выражены наиболее ярко.

**Сравнение с результатами других моделей.** В табл. 8 приведены результаты расчетов  $\Delta \langle r^2 \rangle$  по различным ядерным моделям в срав-

Таблица 8. Экспериментальные значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  и рассчитанные в различных моделях

Ядро	E, кэВ	$\Delta \langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$				Эксперимент
		1	2	3	4	
$^{78}\text{Ge}$	13	—	—	—	12,1	27,4
$^{83}\text{Kr}$	9	—	—	33,0	22,8	12,8
$^{99}\text{Tc}$	141	-33,0	—	—	21,6	6,9
$^{119}\text{Sn}$	24	9,0	3,7	3,0	1,1	5,3
$^{121}\text{Sb}$	37	—	—	—	-13,3	-50,8
$^{125}\text{Te}$	36	-15,4	2,2	-3,0	1,8	3,2
$^{127}\text{I}$	59	-3,1	-68,0	-1,0	-9,6	-9,3
$^{129}\text{I}$	28	0,2	75,0	1,3	15,0	13,7
$^{129}\text{Xe}$	40	—	—	—	2,7	5,4
$^{133}\text{Cs}$	81	-3,0	30,0	1,0	10,9	5,6
$^{139}\text{La}$	166	-4,8	5,0	—	10,3	9,6
$^{141}\text{Pr}$	145	—	11,0	—	3,4	8,2

Примечание. 1—одночастичная модель; 2—ТКФС; 3—модель [31]; 4—настоящая работа.

нении с экспериментом. Как видно из таблицы, одночастичная модель, очень грубо описывающая структуру состояний нечетных ядер, часто не позволяет воспроизвести даже знак эффекта изменения СКР. Расчеты по ТКФС и [31] если и согласуются с экспериментом, то только качественно. В то же время ДКМ оказалась в состоянии воспроизвести богатую спектроскопическую информацию и в приближении абсолютно жесткого среднего поля описать в среднем наблюдаемые значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$ . Поэтому если экспериментальные данные [21] принять за «последнюю истину», то значение  $\Delta_2 = \Delta \langle r^2 \rangle_{\text{эксп}} - \Delta \langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$  носит случайный характер. Это говорит о том, что

оставшиеся расхождения между расчетом и экспериментом носят структурный характер, а среднее поле является жестким и очень слабо перестраивается при возбуждении ядра. Однако окончательные выводы отложим до разд. 7.

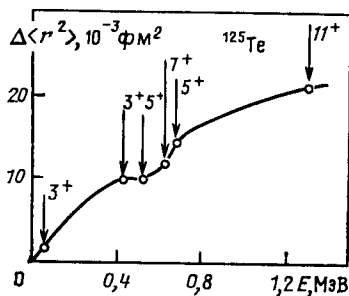


Рис. 10. Зависимость рассчитанных  $\Delta\langle r^2 \rangle$  от энергии возбуждения ядра  $^{125}\text{Te}$

$\Delta\langle r^2 \rangle$  остаются того же порядка, как и при переходе ядра из первого возбужденного в основное состояние. Этот факт говорит о том, что и при такой сравнительно большой энергии возбуждения среднее поле ядра остается достаточно жестким и испытывает слабую перестройку.

## 5. ПРОЯВЛЕНИЕ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ И НОРМАЛЬНОЙ ФАЗ В $\Delta\langle r^2 \rangle$ ЯДРА $^{121}\text{Sb}$

В ядре Sb при хорошем описании спектра возбужденных состояний (см. рис. 3 и табл. 7) наблюдается значительное расхождение с экспериментальными данными [21] в описании  $\Delta\langle r^2 \rangle$  между первым возбужденным  $7/2^+$ - и основным  $5/2^+$ -состояниями. Причем важно отметить, что в данном случае результат расчета слабо зависит от параметризации модели, так как волновые функции указанных состояний близки к одночастичным.

Можно думать, что в этом ядре при переходе из основного в возбужденное состояние происходит сильная перестройка одночастичного поля. Но только ли за счет перестройки среднего поля наблюдается такое изменение СКР? Поэтому важно исследовать другие возможные причины структурного характера, влияющие на значение  $\Delta\langle r^2 \rangle$ .

**Теория.** Основное состояние ядра  $^{121}\text{Sb}$  можно схематически представить как на рис. 11, а, но из-за действия между нуклонами сил спаривания протон переходит с уровня  $1d_{5/2}$  на  $2d_{5/2}$  с образованием пары на поверхности Ферми и дырки в  $1d_{5/2}$ -состоянии. При этом остов становится теллурическим (рис. 11, б), который является мягким

**Поведение  $\Delta\langle r^2 \rangle$  по спектру возбуждения ядра.** Для того чтобы установить, является ли среднее поле устойчивым и при большой энергии возбуждения, нами были выполнены расчеты  $\Delta\langle r^2 \rangle$  по спектру нечетных ядер. Типичные результаты расчетов для нечетно-нейтронного ядра  $^{125}\text{Te}$  представлены на рис. 10. Как видно из рисунка, величина  $\Delta\langle r^2 \rangle$  с ростом энергии возбуждения увеличивается, примерно отражая рост среднеквадратичной деформации.

Важно отметить, что до энергии возбуждения около 1 МэВ величины

с большой величиной среднеквадратичной деформации, а следовательно, большим СКР. Поэтому даже малая примесь сверхтекучей фазы в основном состоянии  $^{121}\text{Sb}$  может привести к существенному изменению  $\Delta\langle r^2 \rangle$ . По модели жидкой капли нетрудно оценить, какой вклад в  $\Delta\langle r^2 \rangle$  может дать учет примеси сверхтекучей фазы. Пусть  $R^2$  — СКР основного состояния  $^{121}\text{Sb}$  с остовом Sn, а  $\tilde{R}^2$  — с остовом Te:

$$\left. \begin{aligned} R^2 &= \frac{3}{5} R_0^2 \left( 1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 \right) + \frac{1}{Z} r_{2d_{5/2}}^2; \\ \tilde{R}^2 &= \frac{3}{5} R_0^2 \left( 1 + \frac{5}{4\pi} \tilde{\beta}^2 \right) + \frac{1}{Z} 2r_{2d_{5/2}}^2 - r_{1d_{5/2}}^2. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

В дальнейшем тильдой мы будем выделять состояния с остовом Te. Одночастичные радиальные интегралы, стоящие в (16), равны соот-

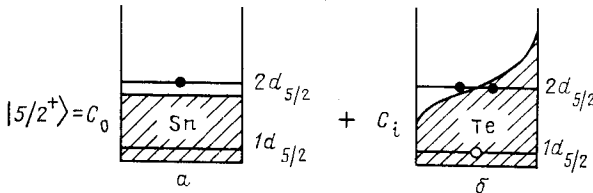


Рис. 11. Схематическое представление волновой функции  $^{121}\text{Sb}$

ветственно:  $r_{2d_{5/2}}^2 = 24,9 \text{ фм}^2$ ,  $r_{1d_{5/2}}^2 = 19,6 \text{ фм}^2$ , а экспериментальные значения  $\beta = -0,12$  и  $\tilde{\beta} = 0,20$  [49]. Поэтому разность СКР составит  $\tilde{R}^2 - R^2 = 0,334 \text{ фм}^2$ , и если примесь сверхтекучей фазы  $\sim 1\%$ , то увеличение СКР основного состояния будет  $3,34 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^2$ . Такой расчет, однако, не учитывает важную связь с коллективными состояниями остова Te.

Полная волновая функция  $5/2^+$ -состояния схематически может быть представлена как на рис. 11. В состоянии же  $7/2^+$  примеси сверхтекучей фазы не возникает, так как в нижней части одночастичного спектра нет аналога уровню  $1g_{7/2}$ . Нетрудно видеть, что значительный эффект от примеси сверхтекучей фазы следует ожидать в ядрах, соседи которых сильно отличаются коллективными свойствами.

Для вычисления примеси сверхтекучей фазы нужно рассчитать спектр частичных состояний  $^{121}\text{Sb}$  с остовом Sn и спектр дырочных состояний с остовом Te и учесть их смешивание за счет сил недиагонального спаривания. Волновые функции этих состояний имеют вид:

$$|5/2_1^+\rangle = \Sigma F_{jR}^{(j)} D_j \alpha_{n,j}^+ | \text{Sn} \rangle_R, \quad | \overline{5/2}_i^+\rangle = \Sigma \tilde{F}_{jR}^{(j)} \tilde{D}_j \alpha_{n,j}^+ | \text{Te} \rangle_R.$$

Полную волновую функцию запишем так:

$$|5/2^+\rangle = C_0 |5/2_1^+\rangle + \Sigma \tilde{C}_i | \overline{5/2}_i^+\rangle, \quad (17)$$

где суммирование ведется по всем состояниям с остовом Те. Коэффициенты  $C_0$ ,  $\tilde{C}_i$  и энергию состояния  $5/2^+$  с учетом примеси сверхтекучей фазы нетрудно вычислить:

$$C_0^2 = \left(1 + \sum \frac{V_i^2}{(\tilde{E}_i - E)^2}\right)^{-1}, \quad \tilde{C}_i = -C_0 \frac{V_i}{\tilde{E}_i - E}, \quad E = E_0 - \sum \frac{V_i^2}{\tilde{E}_i - E}. \quad (18)$$

Здесь  $\tilde{E}_i$  — энергия  $i$ -го состояния с остовом Те;  $E_0$  — энергия  $5/2^+$ -состояния с остовом Sn, а  $V_i$  — матричный элемент взаимодействия между первым решением с остовом Sn и  $i$ -м решением с остовом Те:

$$V_i = \langle 5/2_1^+ | \hat{V}_{\text{нд}} | 5/2_i^+ \rangle, \quad (19)$$

где

$$\hat{V}_{\text{нд}} = -G \sum (-1)^{j_1 - m_1 + j_2 - m_2} a_{n_1 j_1 m_1}^+ a_{n_2 j_1 - m_1} a_{n_3 j_2 - m_2} a_{n_4 j_2 m_2}. \quad (20)$$

Здесь  $a_{n j m}^+$  — оператор рождения частицы в состоянии с квантовыми числами  $n j m$ . Заметим, что выражение (20) представлено в форме, выделяющей в явном виде состояния с различными главными квантовыми числами. Переходя в (20) к квазичастицам посредством преобразования Боголюбова и подставляя полученное выражение в (19), получаем искомый матричный элемент взаимодействия:

$$V_i = 2G \sum_{j_1 R} F_{j_1 R}^{(1)} \tilde{F}_{j_1 R}^{(i)} D_{j_1} \tilde{D}_{j_1} \sum_{j_2} (2j_2 + 1) \times \\ \times u_{j_2} \tilde{v}_{j_2} (u_{j_2} \tilde{u}_{j_2} + v_{j_2} \tilde{v}_{j_2})^{j_2 - 1/2} \prod_{j \neq j_2} (u_j \tilde{u}_j + v_j \tilde{v}_j)^{j + 1/2}, \quad (21)$$

среднеквадратичный радиус основного состояния  $^{121}\text{Sb}$  с волновой функцией (17) есть:

$$\langle R^2 \rangle = C_0^2 \langle r^2 \rangle + \sum \tilde{C}_i^2 \langle \tilde{r}_i^2 \rangle + 2C_0 \sum \langle \text{Sn} | \hat{R}^2 | \text{Te} \rangle C_i, \quad (22)$$

где  $\langle \tilde{r}_0^2 \rangle$  и  $\langle r_i^2 \rangle$  вычисляются по методу, изложенному в разд. 3, а  $\hat{R}^2$  — оператор СКР (11). Матричный элемент  $\hat{R}_n^2 = \langle \text{Sn} | R^2 | \text{Te} \rangle$  в выражении (22) вычисляется так же, как в разд. 3, но следует учесть, что коэффициенты сверхтекучести для разных остовов различные.

Таким образом, найдя первое решение уравнения (18), по (22) можно найти СКР состояния  $5/2^+$   $^{121}\text{Sb}$  с учетом примеси сверхтекучей фазы, а затем вычислить  $\Delta \langle r^2 \rangle_{7/2^+, 5/2^+}$ .

**Результаты расчетов.** Расчеты показали, что примесь сверхтекучей фазы очень мала и в сумме для всех дырочных решений с остовом Те составляет 1,09%. Тем не менее увеличение СКР основного состояния  $5/2^+$   $^{121}\text{Sb}$  из-за влияния примеси сверхтекучей фазы, обусловленной недиагональным спариванием, составляет  $9,2 \cdot 10^{-3}$  фм<sup>2</sup>. Разности СКР с остовами Sn и Те для решений с большой энергией

оказываются больше предела, даваемого моделью жидкой капли. Это указывает на большой вклад в СКР эффектов от связи коллективных и одночастичных степеней свободы.

В табл. 9 приведены рассчитанные  $\Delta\langle r^2 \rangle$  без учета примеси сверхтекучей фазы, с ее учетом и экспериментальные значения, взятые из [20, 21]. Как видно из таблицы, вклад в  $\Delta\langle r^2 \rangle$  от примеси сверх-

Т а б л и ц а 9. Экспериментальные и рассчитанные в различных приближениях  $\Delta\langle r^2 \rangle$  изотопа  $^{121}\text{Sb}$

$\Delta\langle r^2 \rangle, 10^{-3} \text{ фм}^2$			
Расчет		Эксперимент	
1	2	[21]	[20]
-13,3	-22,5	-50,8	-24,6

П р и м е ч а н и е. 1 - без учета примеси сверхтекучей фазы; 2 - полный расчет.

текучей фазы того же порядка, что и основной эффект. Поэтому в ядрах, четные соседи которых сильно отличаются коллективными свойствами, расчеты необходимо проводить с учетом влияния примеси сверхтекучей фазы. Из табл. 9 также видно, что результат полного расчета неплохо согласуется в экспериментальным значением работы [20], авторы которой, однако, указывают на возможно большую погрешность. Поэтому неопределенность в экспериментальных данных по  $\Delta\langle r^2 \rangle$  в настоящее время не позволяет сделать каких-либо выводов о возможной природе «наблюдаемого» расхождения.

## 6. ПРИРОДА ИЗОТОПИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСАХ $^{183-199}\text{Hg}$ И $^{127-137}\text{Cs}$

Если изменение СКР ядра при его возбуждении можно разделить на структурную часть и часть, связанную с перестройкой среднего поля, то в случае изотопических изменений СКР это сделать в явном виде невозможно, так как числа заполнения меняются на один-два нуклона для соседних изотопов. Поэтому информация о природе эффективных ядерных сил здесь оказывается более завуалированной. Однако в изотопических зависимостях СКР проявляются интересные черты ядерной динамики, изучение которых представляет самостоятельный интерес.

**Изотопы  $^{183-199}\text{Hg}$ .** Обнаруженные не так давно [24, 25] в изотопах ртути большие изменения в СКР при переходе от изотопов с  $A$ , равным 186 и 184, к ядрам с  $A$ , равным 185 и 183 соответственно, стимулировали интенсивное теоретическое исследование этого вопроса в рамках ротационной модели [50, 51]. Итоги этих исследований мож-

но сформулировать так: в отличие от четно-четных изотопов ртути, где основное состояние имеет сплюснутую равновесную форму с малой величиной среднеквадратичной деформации  $\beta^2$ , в нечетных изотопах с  $A$ , равным 183, 185, основное состояние имеет вытянутую форму с большим значением  $\beta^2$ . Это и должно привести к резкому возрастанию СКР при переходе от четных изотопов к нечетным. Таким образом, наблюдаемые на эксперименте четно-нечетные скачки в СКР нейтронно-дефицитных изотопов ртути были связаны с явлением сосуществования в спектрах возбуждения этих ядер состояний с различной равновесной формой.

Это явление давно привлекает внимание экспериментаторов. Но, несмотря на большие усилия, например, в спектрах возбуждения изотопов бария, так и не удалось обнаружить состояний с различной равновесной формой, хотя все расчеты предсказывали их появление при малой энергии возбуждения [52, 53]. В такой ситуации обычно ссылаются на то, что расчеты, мол, приближенные, так как не учитывалась возможная  $\gamma$ -нестабильность ядра и второй минимум в полной энергии может и не быть реальным минимумом на плоскости  $\beta$ ,  $\gamma$ . Ситуация в изотопах ртути может быть совершенно аналогичной, хотя в четных изотопах вроде бы обнаружили [54] низколежащую полосу состояний с  $K^\pi = 0^+$ , соответствующую вытянутой форме с большим значением  $\beta^2$ .

Но в последние годы состояния ядер, которые обыкновенно рассматривали как изомеры формы, удалось описать в рамках ДКМ после внимательного рассмотрения роли эффекта блокировки в формировании коллективных мод [55]. Поэтому тем больший интерес представляет описание в рамках ДКМ наблюдаемого скачка в СКР изотопов ртути.

*Спектры возбуждения и спектроскопические характеристики.* В рассматриваемом случае изотопов ртути значения  $Q(2_1^+)$  не известны вообще, а  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  известны лишь в двух ядрах; по ним и определялся массовый параметр  $B_2$ , а  $\kappa$  определялось из условия наилучшего описания спектра изотопа  $^{195}\text{Hg}$  и было одинаковым для всех остальных ядер. Приступая к расчетам, мы начали с того, что  $Q(2_1^+)$  четных изотопов выбрали в соответствии с результатами расчетов по ротационной модели [56], т. е.  $Q(2_1^+) \sim +0,5 \text{ е.б.}$  При этом значении оказалось возможным выбрать  $V_1^2$  так, что получилось неплохое описание спектра  $^{193}\text{Hg}$ . Дальнейшие расчеты выявили, однако, ряд противоречий с экспериментальными фактами:

1. Ни при какой параметризации модели с  $Q(2_1^+) > 0$  не удавалось описать изменение спина основного состояния  $3/2^- \leftrightarrow 1/2^-$  в ядрах с  $A = 195, 185, 183$ . Состояние  $1/2^-$  оставалось всегда возбужденным с энергией порядка 150 кэВ.

2. Не описывался знак квадрупольного момента состояния  $3/2^-$  в изотопе  $^{193}\text{Hg}$ .

3. Вторые решения  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  находились при довольно большой энергии возбуждения в отличие от эксперимента.

4. В легких изотопах ртути уровень  $13/2^+$  становился основным состоянием, а не  $1/2^-$ , как на эксперименте.

Можно думать, что неудача в описании спектров возбуждения изотопов ртути при  $Q(2_1^+) > 0$  в рамках ДКМ связана с тем, что в отличие от легких и средних ядер от  $^{83}\text{Kг}$  до  $^{141}\text{Pг}$ , где модель хорошо описывает свойства спектров возбуждения, в тяжелых ядрах проявляются новые, еще не известные черты ядерной динамики. Однако мы считаем, что нет оснований верить расчетам по ротационной модели, дающей  $Q(2_1^+) > 0$ , так как в ее рамках не получено хорошего описания ни спектров возбуждения, ни спектроскопических характеристик. Более того, ранние расчеты СКР [57] в противоречие последующим экспериментам предсказали скачок  $\lambda$  и в четных изотопах ртути с  $A \leq 186$ .

Обратившись к анализу спектров возбуждения нечетных изотопов платины, где квадрупольные моменты четных ядер хорошо известны, мы установили, что константа  $V_{ls}^n$  должна быть достаточно малой, чтобы одночастичное состояние  $2f_{5/2}$  было дырочным. В этом случае может сформироваться полоса состояний с  $\Delta I = 2$  ( $5/2^-$ ,  $9/2^- \dots$ ), указания на существование которой есть на эксперименте. Но при малой  $V_{ls}^n$  в легких изотопах ртути полоса с  $\Delta I = 2$ , основанная на  $13/2^+$ , наблюдаемая на эксперименте, может сформироваться только при отрицательном квадрупольном моменте остова. Изменив знак квадрупольного момента и зафиксировав его величину по описанию расщепления между состояниями  $19/2^+$  и  $21/2^+$  в  $^{195}\text{Hg}$ , при малой константе  $V_{ls}^n = 0,125$  мы обнаружили, что получается полное

Таблица 10. Экспериментальные и принятые в расчетах значения коллективных параметров и константы спин-орбитальных сил для ядер Hg и Cs

Ядро	A	$V_{ls}$	$E(2_1^+)$ , МэВ	$E(3_1^-)$ , МэВ	Q, e·б (расчет)	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ , e <sup>2</sup> ·б <sup>2</sup>	
						расчет	эксперимент
Hg	183	0,125	0,300	1,386	-1,65	1,78	—
	185	0,125	0,367	1,410	-1,60	1,60	1,95 (45)
	187	0,125	0,405	1,428	-1,09	1,25	1,40 (25)
	189	0,125	0,413	1,424	-0,81	1,06	—
	191	0,125	0,416	1,416	-0,80	1,04	—
	193	0,125	0,423	1,412	-0,80	1,03	—
	195	0,125	0,428	1,407	-0,80	1,02	—
Cs	127	0,185	0,388	1,946	-1,03	0,64	0,781 (50)
	129	0,185	0,443	1,949	-0,87	0,47	0,69 (5)
	131	1,190	0,536	2,009	-0,48	0,47	1,00 (8)
	133	0,195	0,667	2,153	-0,19	0,39	0,44 (3)
	135	0,205	0,847	2,417	-0,08	0,20	—
	137	0,215	1,313	3,275	-0,06	0,12	—

описание спектра возбуждения этого ядра. Более того, при неизменных параметрах модели расчеты других ядер полностью воспроизвели экспериментальную картину изменений свойств нечетных изотопов ртути. Это является самым веским основанием того, что эффективный квадрупольный момент системы «квазичастица + остов» с  $Z = 80$  имеет отрицательный знак.

В табл. 10 представлены пересчитанные на  $Q(2_1^+)$  и  $B(E2)$  значения  $\kappa$  и  $B_2$ , используемые в расчетах, для четных изотопов ртути. Эксперимент — см. [58, 59]. На рис. 12 показано, как удается в рамках ДКМ описать спектры возбужденных состояний наиболее изученных изотопов ртути. Как видно из рисунка, расчеты прекрасно передают наблюдаемые на эксперименте изменения свойств спектра возбуждения с уменьшением массового числа. В какой мере при этом удается описать спектроскопические характеристики, видно из табл. 11.

Таблица 11. Экспериментальные и рассчитанные спектроскопические характеристики низколежащих состояний изотопов Hg и Cs

Ядро	A	$I^\pi$	E, кэВ		$\mu, \mu_N$		Q, e·б	
			Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
Hg	183	$1/2^-$	0	0	0,519	0,524 (5)	0	—
	185	$1/2^-$	0	0	0,515	0,507 (4)	0	—
	187	$3/2^-$	0	0	-1,062	-0,593 (4)	-0,530	-0,50 (23)
	189	$3/2^-$	0	0	-1,167	-0,6086	-0,257	-1,15 (25)
	191	$3/2^-$	0	0	-1,170	—	-0,332	-0,41 (41)
		$3/2^-$	0	0	-1,183	-0,6276	-0,225	-0,86 (38)
	193	$13/2^+$	113	141	-1,236	-1,0584	-0,766	$\pm 1,08$ (10)
		$1/2^-$	0	0	0,514	0,5415	0	—
	195	$13/2^+$	141	176	-1,247	-1,0446	-0,854	$\pm 1,27$ (11)
	Cs	127	$1/2^+$	0	0	1,998	1,46 (2)	0
129		$1/2^+$	0	0	2,106	1,482 (9)	0	—
		$5/2^+$	0	0	2,876	3,543 (2)	-0,424	-0,620 (6)
131		$5/2^+$	232	134	2,264	1,98 (13)	-0,145	—
		$7/2^+$	0	0	2,001	2,5820	-0,166	-0,003 (4)
133		$5/2^+$	18	81	3,023	3,45 (2)	-0,418	—
		$5/2^+$	256	161	2,075	1,48 (50)	-0,089	—
155		$7/2^+$	0	0	2,105	2,7324	-0,122	0,050 (2)
137		$7/2^+$	0	0	2,133	2,8413	-0,082	0,051 (4)

Что является определяющим в формировании таких спектров возбуждения? Оказывается, перенормировка эффективных сил из-за НКФ. Это иллюстрирует рис. 13, где представлены расчеты в различных приближениях. Как видно из рисунка, учет влияния НКФ вплоть до мультипольности  $\Lambda = 3$  является исчерпывающим.

*Зарядовые радиусы.* Напомним, что общее выражение для зарядового радиуса нечетно-нейтронного ядра эквивалентно учету про-



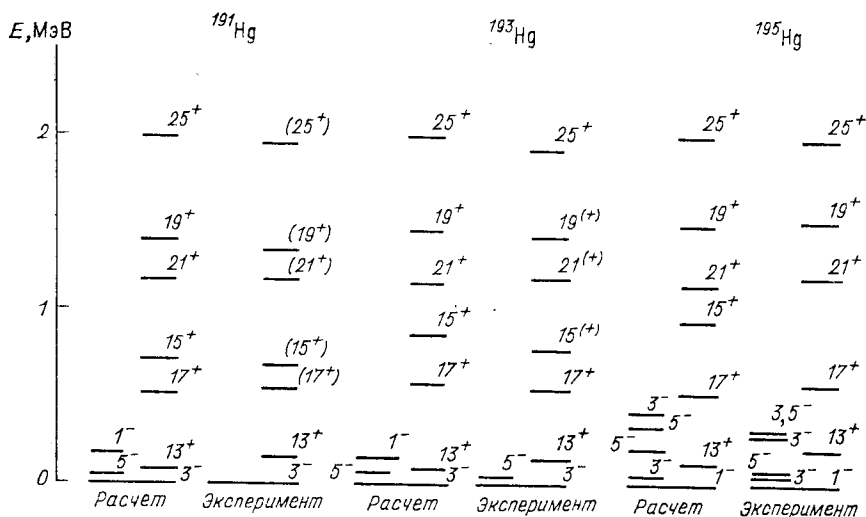


Рис. 12. Рассчитанные и экспериментальные спектры изотопов ртути (значения спинов удвоены)

цессов, показанных на рис. 4 (диаграммы 1—3, 7, 8). Заметим также, что ответ будет зависеть не только от того, как устроена нейтронная ферми-поверхность, определяющая вид спектра возбуждения, но и от формы протонной ферми-поверхности, так как суммирование в (15) в случае нечетно-нейтронного ядра ведется и по протонным состояниям.

Результаты расчетов показали, что при стандартной параметризации протонной ферми-поверхности  $V_{1s}^p = 0,287$  изотопическая

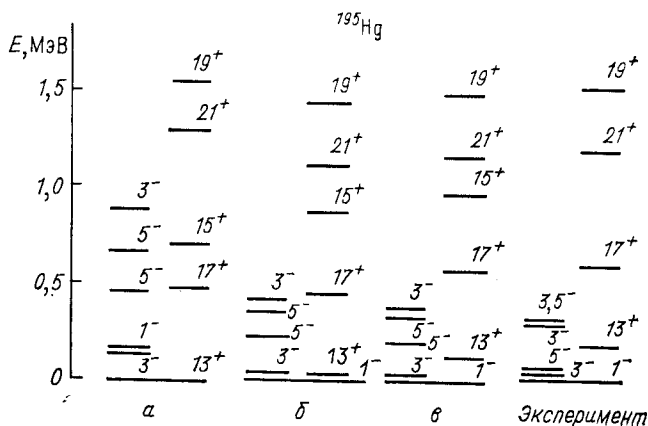


Рис. 13. Влияние НМФ различной мультипольности на формирование спектра  $^{195}\text{Hg}$ . Значения спинов удвоены:

а — расчет без учета НМФ; б — расчет с учетом только квадрупольных НМФ; в — расчет с учетом квадрупольных и октупольных НМФ

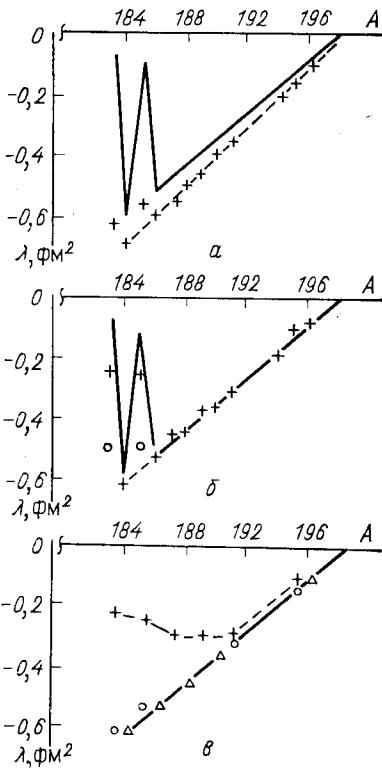


Рис. 14. Зависимость рассчитанных значений  $\lambda$  от массового числа:

*a* — рассчитанные (крестики) и экспериментальные (сплошная линия) значения  $\lambda = \langle r^2 \rangle_{A=198}$  для изотопов ртути при  $V_{1s}^p = 0,287$ ; *б* — рассчитанные (крестики) и экспериментальные (сплошная линия) значения  $\lambda$  изотопов Hg при  $V_{1s}^p = 0,310$ ;  $\circ$  — расчет  $\lambda$  без учета НКФ; *в* — рассчитанные значения  $\lambda$  для состояний  $1/2^-$  (+),  $3/2^-$  ( $\circ$ ) и четно-четных ядер ( $\Delta$ )

зависимость имеет другой наклон, чем на эксперименте, — рис. 14, *a*. Изотопический наклон удалось описать при выборе  $V_{1s}^p = 0,310$ . При этом автоматически получилось описание скачка в зарядовых радиусах изотопов с  $A = 183, 185$ , что показано на рис. 14, *б*. Можно подумать, что резкое увеличение зарядового радиуса состояния  $1/2^-$ , которое в изотопах с  $A = 183, 185$  становится основным, связано с резким увеличением среднеквадратичной деформации, но это не так. Если выключить вклад НКФ в перенормировку одночастичных радиальных интегралов, оставив их чисто одночастичными, то результат сильно меняется и никакого скачка в СКР почти не наблюдается (рис. 14, *б*, темные точки), хотя значение  $\beta^2$  остается при этом неизменным.

Таким образом, резкое увеличение зарядового радиуса в изотопах ртути с  $A = 183, 185$  связано с тем, что состояние  $1/2^-$ , которое становится основным в этих ядрах, имеет большую эффективный заряд, а не большое значение  $\beta^2$ , как считалось прежде. Это иллюстрирует рис. 14, *в*, где представлена зависимость  $\lambda$  от  $A$  для состояний  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  и четных ядер. Как видно из этого рисунка, зарядовый радиус состояния  $1/2^-$  монотонно возрастает на участке  $A \leq 187$  по сравнению с СКР  $3/2^-$  и четных ядер. И когда  $1/2^-$  становится основным состоянием, наблюдается резкий скачок.

Несколько слов об изотопическом наклоне. Прежде он не описывался ни одним из расчетов, что наталкивало на мысль [60] о сжимаемости ядерного вещества. Из наших же расчетов следует, что ни о какой сжимаемости говорить не приходится. Наклон связан с правильным описанием протонной ферми-поверхности и, тем самым, с правильным описанием зарядовой, среднеквадратичной деформации.

**Изотопы  $^{127-137}\text{Cs}$ .** Хотя экспериментально наблюдаемые изломы в изотопической зависимости СКР изотопов цезия [22] не столь впе-

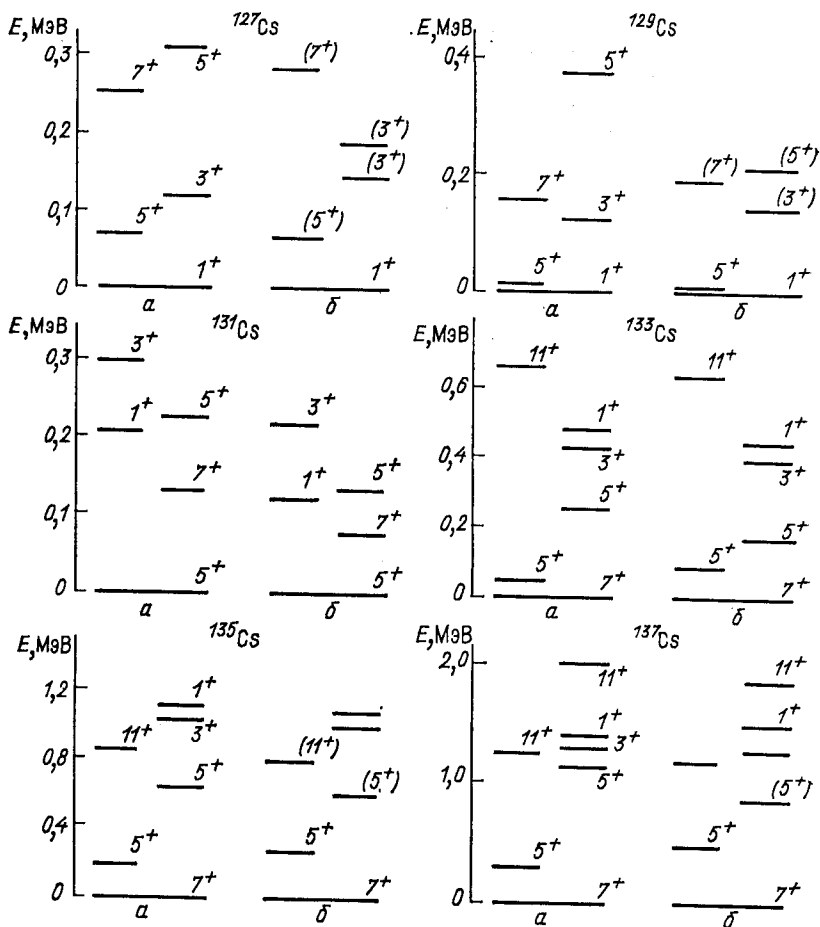


Рис. 15. Рассчитанные и экспериментальные спектры изотопов цезия. Значения спинов удвоены:  
 а — расчет; б — эксперимент

чатляючи, как в изотопах ртути, изучение нечетно-протонных ядер представляет большой интерес, так как в этом случае вклад в значение СКР дают все классы диаграмм. Кроме того, в нечетно-протонных ядрах спектры возбуждения, совокупность спектроскопических характеристик и СКР связаны с формой только протонной ферми-поверхности.

*Спектры возбуждения и спектроскопические характеристики.* В табл. 10 приведены значения  $Q(2_1^+)$  и  $B(E2)$  четных остовов в сравнении с экспериментом и константы спин-орбитальных сил  $V_{ls}$  для изотопов цезия с  $A = 127 \div 137$ . Там же приведены эксперименталь-

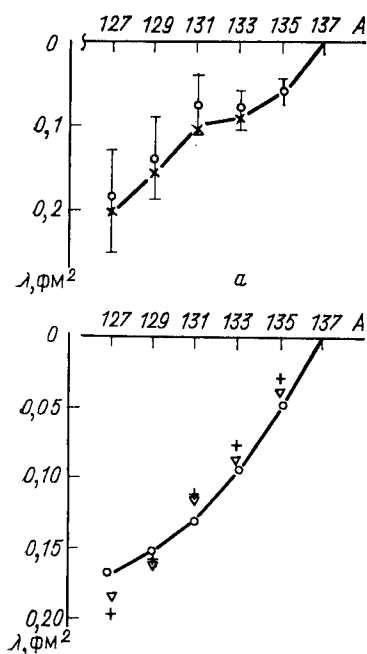


Рис. 16. Зависимость рассчитанных значений  $\lambda$  от массового числа:

$a$  — рассчитанные (x) и экспериментальные значения  $\lambda = \langle r^2 \rangle_A - \langle r^2 \rangle_{137}$  для основного состояния изотопов Cs;  $b$  — рассчитанные значения  $\lambda$  для состояний  $1/2_1^+$  (+),  $5/2_1^+$  ( $\nabla$ ) и  $7/2_1^+$  (O) изотопов Cs

ные значения энергий  $2_1^+$ -состояний и рассчитанные по методу [47] энергии состояний  $3_1^-$  соответствующих островов ксенона.

Как и в изотопах ртути, в расчетах учитывались все одночастичные состояния в интервале энергий от  $-25$  до  $+10$  МэВ, что дало возможность более полно учесть влияние октупольных НКФ на формирование спектров возбуждения и величины СКР.

На рис. 15 представлены рассчитанные и экспериментальные спектры изотопов цезия с  $A = 127 \div 137$ . Как видно из рисунка, расчеты

хорошо передают все основные особенности спектров:

1. Изменение спина основного состояния  $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$  и  $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$  при переходе от изотопов с  $A = 133$  к  $A = 131$  и от  $A = 131$  к  $A = 129$  соответственно.

2. Опускание по энергии состояния  $5/2_2^+$  при уменьшении массового числа до 131, а затем при дальнейшем уменьшении  $A$  — его возрастание.

3. Сужение интервалов между состояниями.

Заметим, однако, что расчеты дают систематически завышенное значение энергий состояний  $3/2_2^+$  (на рис. 15 не приведены), причем ни в одном из изотопов и ни при какой параметризации модели не удастся правильно воспроизвести их положение. Этот вопрос требует отдельного изучения, тем более, что такое расхождение является систематическим.

В табл. 11 приведены рассчитанные и экспериментальные спектроскопические характеристики изотопов цезия. В целом расчеты неплохо воспроизводят всю совокупность спектроскопических характеристик, хотя в  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{135}\text{Cs}$  знак квадрупольного момента основного состояния не описывается. Но его значение слишком мало и выходит за рамки точности описания квадрупольного момента в ДКМ.

*Зарядовые радиусы.* На рис. 16,  $a$  приведены результаты расчетов значения  $\lambda$  в сравнении с экспериментом. Как видно из рисунка, расчеты воспроизводят экспериментально наблюдаемые изломы в изо-

топической зависимости СКР изотопов цезия. Природа этого явления показана на рис. 16, б, на котором дана зависимость  $\lambda$  от массового числа для состояний  $1/2^+$ ,  $5/2^+$  и  $7/2^+$ . Из этого рисунка видно, что зарядовые радиусы рассматриваемых состояний монотонно уменьшаются с уменьшением массового числа. СКР состояния  $5/2^+$  в изотопах с  $A = 131 \div 137$  больше СКР  $7/2^+$ , что обусловлено большей примесью коллективных мод в волновой функции, и поэтому при переходе от  $^{133}\text{Cs}$  к  $^{131}\text{Cs}$ , когда состояние  $5/2^+$  становится основным, уменьшения СКР почти не наблюдается.

С уменьшением массового числа главной компонентой состояния  $1/2^+$  становится однофононная конфигурация на  $2d_{5/2}$  одноквазичастичном уровне. Но из-за влияния ПП частота фонона возрастает и вклад в СКР от фонона уменьшается в отличие от случая, когда полный спин равен  $5/2^+$ . Это и приводит к тому, что СКР состояния  $1/2^+$  с уменьшением массового числа становится даже меньше, чем СКР  $5/2^+$ , в связи с чем и наблюдается излом в изотопической зависимости, когда  $1/2^+$  становится основным состоянием (переход от  $A = 131$  к  $A = 129$ ). Однако большая экспериментальная погрешность не позволяет выявить этого явления.

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вернемся к табл. 7, из которой видно, что для ядер  $^{83}\text{Kr}$ ,  $^{99}\text{Tc}$  и  $^{133}\text{Cs}$  результаты расчетов  $\Delta \langle r^2 \rangle$  заметно превышают экспериментальные значения *при всей их неопределенности* — табл. 1. А так как при возбуждении этих ядер плотность на их поверхности возрастает, то для всех трех ядер  $\Delta_2$  отрицательно. Тем самым мы приходим к выводу, что эффективные силы, действующие между нуклонами в ядрах, подобны силам Ским-3, в которых устойчивость среднего поля обеспечивается сильной зависимостью от плотности, индуцируемой трехчастичными силами. Если не абсолютизировать данные по  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{экс}}$  работы [21], а рассматривать их наравне с другими (см. табл. 1), то сделанный выше вывод *не противоречит* результатам расчетов для остальных ядер, кроме  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{141}\text{Pr}$  и  $^{121}\text{Sb}$ . Однако в  $^{73}\text{Ge}$  говорить о хорошем описании спектра и его свойств можно лишь условно; например,  $\mu$  ( $5/2^+$ ) не описывается вообще. Поэтому результатам расчета  $\Delta \langle r^2 \rangle$  для этого ядра не следует доверять. В то же время  $^{141}\text{Pr}$  — трудное для эксперимента ядро, и имеются большие неопределенности в  $\Delta v$ . Тем самым и празеодим следует исключить из рассмотрения. Однако для  $^{121}\text{Sb}$ , все, казалось бы, обстоит благополучно. И, если поверить в цифру  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{экс}} = -50,8 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^2$ , получим, что  $\Delta_2$  отрицательно при уменьшении плотности на поверхности ядра. Тем самым силы подобны силам Ским-5, где устойчивость среднего поля относительно коллапса обеспечивается скоростными членами. Даже результат  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{экс}} = -24,6$  [20] приводит к подобному выводу, хотя и менее обоснованному из-за неопределенности выбора константы сил недиагонального спаривания, которая в расчетах

разд. 5 полагалась равной константе диагонального спаривания.

Но мы хотим обратить внимание читателя на то обстоятельство, что  $\Delta \langle r^2 \rangle$  для  $^{121}\text{Sb}$  определяется через  $\langle \Delta r^2 \rangle$  для  $^{119}\text{Sn}$ :  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{Sb}} \sim -8\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{Sn}}$ . И, кроме значительной неопределенности в  $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{Sn}}$  (см. табл. 1), имеется еще большая неопределенность в расчете связывающего коэффициента. Именно поэтому в [20] указывалось, что приводимая цифра  $-24,6 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^2$  сугубо ориентировочная.

Теперь об изотопических изменениях СКР. Вывод о том, что эффективные силы в ядрах подобны силам Скирм-3, согласуется с выбором в ДКМ значения  $R_0 = 1,25A^{1/3}$  для радиуса полуспада среднего поля. Однако большой вклад структурных эффектов и зачастую их сильная зависимость от того, как именно устроена протонная ферми-поверхность, требуют значительного расширения круга изучаемых ядер, чтобы выводы могли быть более определенными.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный в работе подход к изучению изменений зарядовых среднеквадратичных радиусов ядер как при их возбуждении, так и в изотопических зависимостях уже на настоящем этапе и при всей неопределенности в экспериментальной информации позволяет сделать определенные выводы о природе эффективных ядерных сил. А именно, предпочтение следует отдать силам, для которых устойчивость (относительно коллапса) генерируемого ими одночастичного поля обеспечивается сильной зависимостью от плотности. Но дальнейшее продвижение по пути дискриминации эффективных ядерных сил невозможно без надежной экспериментальной информации по  $\Delta \langle r^2 \rangle$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куприков В. И., Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ-667, Л., 1981.
2. Goldanskii V. I., Herber R. H.— Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy, Academic Press. N.Y., 1968.
3. Шпинель В. С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969.
4. Фраунфельдер Г. Эффект Мессбауэра. М.: Атомиздат, 1964.
5. Вертгейм Г. Эффект Мессбауэра: Пер. с англ. М.: Мир, 1966.
6. Danon J. Lectures on the Mössbauer effect. N.Y.: Gordon and Breach, 1968.
7. Bhide G. Mössbauer effect and its applications. N.Y. Tata McGraw-Hill Publ. Co., 1973.
8. Greenwood N. W., Gibb T. C. Mössbauer spectroscopy. Lond., Chapman and Hall, 1971.
9. Cohen S. G., Pasternak M. Perspectives in Mössbauer spectroscopy, N.Y.: Plenum Press, 1973.
10. Gonser U. Mössbauer spectroscopy. Berlin: Springer-Verlag, 1976.
11. Cohen R. L. Applications of Mössbauer Spectroscopy. Vol. 1. N.Y.: Plenum Press, 1973.
12. Shenoy G. K., Wagner F. E. Mössbauer Isomer Shifts, Amsterdam, 1978.
13. Gutlich P., Reiner L., Trautwein A. Mössbauer spectroscopy and transition metall chemistry. Vol. X. Berlin: Heldelberg-Verlag, N.Y., 1978, p. 280.
14. Barret P. H. e.a.— Phys. Rev., 1975, v. 12B, p. 1676.

15. Miclitz H., Litterst J.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 480.
16. Montano P. A. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. 178, p. 1, 6.
17. Макарунас К. В., Калинаукас Р. А., Давидонис К. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1569.
18. Ruesegger P., Kundig W.— Helv. Phys. Acta, 1973, v. 46, p. 165.
19. Roggwiller P., Kundig W.— Phys. Rev., 1975, v. 118, p. 4179.
20. Kalvius G. M., Shenoy G. K. Atomic data and Nucl. data tables, 1974, v. 14, p. 639.
21. Адымов Ж. И. и др. Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Киев, 1982, с. 549.
22. Ullrich S., Otten E. W.— Nucl. Phys., 1975, v. A248, p. 173.
23. Russel P. B. e.a.— Nucl. Phys., 1973, v. A210, p. 133.
24. Bonn J., Huber G., Kluge H.-J. e.a.— Phys. Lett., 1972, v. 388, p. 308.
25. Bonn J. e.a.— Z. Phys., 1976, v. A276, p. 203.
26. Kuhl T. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 180.
27. Shirley P. A.— Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 339.
28. Даутов Л. М. Тезисы XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Тбилиси, 1973, с. 228.
29. Dautov L. M. e.a.— Proc. Intern. Conf. on Mössbauer spectroscopy, Bratislava, 1973, p. 3, 619.
30. Даутов Л. М. и др. Препринт П-8 ИЯФ АН КазССР, Алма-Ата, 1976.
31. Uher R. A., Sorensen R. A.— Nucl. Phys., 1966, v. 86, p. 2.
32. Беляков В. А.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 832.
33. Даутов Л. М. и др. Препринт П-2 ИЯФ КазССР, Алма-Ата, 1978.
34. Касымбалинов Р. Н., Саперштейн Э. Е. ЯФ, 1982, т. 35, с. 1489.
35. Касымбалинов Р. Н. и др.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 397.
36. Speth J.— Nucl. Phys., 1969, v. A135, p. 445.
37. Meyer J., Speth J.— Phys. Lett., 1972, v. 39B, p. 330.
38. Soloviev V. G.— Phys. Lett., 1966, v. 21, p. 311.
39. Stepien-Rudzka W.— Acta Phys. Polonica, 1971, v. B2, p. 583.
40. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ-441, Л., 1978.
41. Митрошин В. Е.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 2074.
42. Ерохина Е. И., Митрошин В. Е. Там же, 1981, т. 45, с. 37.
43. Звонов В. С., Митрошин В. Е. Там же, 1978, т. 42, с. 2.
44. Митрошин В. Е. Там же, 1980, т. 44, с. 986.
45. Звонов В. С., Митрошин В. Е. Там же, 1980, т. 44, с. 65.
46. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ-563, Л., 1980.
47. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
48. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М., Мир, 1971.
49. Крыгин Г. Б., Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ-924, Л., 1984.
50. Frauendorf F. S., Pashkevich V. V.— Phys. Lett., 1975, v. 55B, p. 365.
51. Dickmann F., Deitrich K.— Z. Phys., 1973, v. 263, p. 211.
52. Colon T. W., Elwyn A. J.— Nucl. Phys., 1970, v. 142, p. 359.
53. Бринкман Г. Ф., Мюнхов Л.— ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 366.
54. Proetel D. e.a.— Phys. Lett., 1973, v. 31, p. 896.
55. Ковригин О. Д., Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ-666, Л., 1981.
56. Джолос Р. В. ОИЯИ; P4-9357, Дубна, 1975.
57. Colb D., Wong C. Y.— Nucl. Phys., 1975, v. A245, p. 205.
58. Rud N., Ward D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1421.
59. Proetel D. e.a.— Phys. Lett., 1974, v. 48B, p. 102.
60. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
61. Lederer C. M. Table of Isotopes. N. Y., 1978.
62. Paar V.— Nucl. Phys., 1971, v. A211, p. 29.