

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ l -ЗАПРЕЩЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Н. А. Бонч-Осмоловская, В. А. Морозов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

М. А. Долгополов, И. В. Копытин

Воронежский государственный университет, Воронеж

Дан обзор современного состояния проблемы l -запрещенных магнитных дипольных переходов в атомных ядрах. Проведена систематика имеющихся экспериментальных данных в трех областях массовых чисел: 27—49; 105—151; 193—211 и обсуждены теоретические подходы к решению данной проблемы. Предложен метод расчета приведенных вероятностей l -запрещенных $M1$ -переходов в рамках теории конечных ферми-систем.

Modern status of the problem of l -forbidden magnetic dipole transitions in atomic nuclei is reviewed. Available experimental data for three regions of mass numbers (27—49, 105—151, 193—211) are systematized, and theoretical approaches to the treatment of the problem are discussed. A method is proposed for calculation of reduced probabilities of l -forbidden $M1$ -transitions within the framework of the theory of finite Fermi systems.

ВВЕДЕНИЕ

Из экспериментальных данных в нечетных сферических ядрах известна группа электромагнитных переходов мультипольности $M1$, для которых $\Delta I = 1$, $\pi_i \pi_f = +1$, но приведенная вероятность $B(M1)$ на 1—3 порядка меньше соответствующей вероятности незаторможенных $\gamma(M1)$ -переходов (см. обзоры [1—4]). Переходы такого типа получили название l -запрещенных (l — орбитальный момент). В одночастичной модели ядра (для них $\Delta l = 2$) они строго запрещены. Это обстоятельство делает l -запрещенные $\gamma(M1)$ -переходы хорошим объектом для апробирования новых теоретических подходов. Для этих переходов матричный элемент мал (как уже отмечалось, в чисто одночастичной модели он равен нулю). Поэтому явления, малозаметные на фоне обычных переходов, здесь могут оказаться более выраженными. Следовательно, решая задачу количественного описания l -запрещенных переходов, можно одновременно использовать их вероятности для фиксирования параметров ядерных моделей, к которым эти вероятности чувствительны.

Можно поставить естественный вопрос: каков механизм (или механизмы), ответственный за снятие l -запрета? Поискам ответа на этот вопрос было посвящено значительное количество теоретических работ (их обзор будет проведен ниже). В настоящее время считается обще-

принятым, что снятие l -запрета в основном осуществляется остаточным взаимодействием нуклонов в ядре, хотя определенный вклад могут вносить и обменные мезонные токи. Это взаимодействие проявляет себя как в различных поляризационных явлениях, так и через связь нечетной квазичастицы с коллективными возбуждениями ядра-остова. Роль остаточного взаимодействия в снятии l -запрета оценивалась количественно на основе как феноменологических, так и микроскопических (или полумикроскопических) подходов. Подбирая параметры феноменологической (или полумикроскопической) модели, при анализе свойств конкретных ядер в ряде случаев удается добиться удовлетворительного описания и l -запрещенных переходов. Однако, как правило, оказывается, что эти параметры приходится менять при переходе от одного нуклида к другому. Последнее обстоятельство очевидно снижает ценность получаемой таким образом физической информации.

Среди микроскопических подходов, не основанных на теории возмущений, наиболее перспективна теория конечных ферми-систем, использующая универсальные константы взаимодействия квазичастиц. Расчеты по этой теории приведенных вероятностей $B(M1)$ l -запрещенных переходов для широкого круга ядер, в которых существенно спаривание, воспроизводят экспериментальные результаты с точностью до коэффициента 2—3. Однако в этих же расчетах для ядер, ближайших к дважды магическому ^{208}Pb , где состояния, между которыми происходит $\gamma(M1)$ -переход, могут с достаточно высокой степенью точности считаться одноквазичастичными, расхождение теоретических и экспериментальных значений $B(M1)$ достигает порядка и больше, что может свидетельствовать о более строгом выполнении здесь l -запрета.

Достоверность теоретических выводов будет зависеть во многом от того, насколько правильно в эксперименте отождествляется изучаемый γ -переход с l -запрещенным. Следует сказать, что с точки зрения эксперимента выделение среди всевозможных γ -переходов конкретного ядра l -запрещенных представляет собой непростую задачу. Многое в успешном ее решении зависит от того, насколько изучаемый переход вписывается в последовательность аналогичных l -запрещенных переходов в соседних изотопах или изотонах. Однако здесь не всегда оказывается достаточно экспериментальных данных для надежных выводов. По этим причинам в имеющихся экспериментальных обзорах в ряде случаев нет единства в определении отдельных $\gamma(M1)$ -переходов как l -запрещенных. Данное обстоятельство надо иметь в виду при теоретическом анализе и не сбрасывать со счета и возможную ошибочность экспериментальной классификации. В свою очередь, теория, позволяющая рассчитывать вероятности $B(M1)$ с достаточно высокой степенью точности, может оказаться полезной при анализе экспериментальных данных по l -запрещенным переходам, помогая выявить сомнительные или, по крайней мере, такие случаи, которые требуют специального теоретического исследования.

В настоящей работе мы преследуем две цели. Во-первых, накопление в последнее время значительной экспериментальной информации по $M1$ -переходам, относящимся к категории l -запрещенных, требует систематики, и мы ее проводим, используя как обзоры прошлых лет, так и новые данные.

Во-вторых, использование в последнее время самых разнообразных теоретических подходов к проблеме l -запрета требует обзора современного состояния данного вопроса и определения дальнейших перспектив. Со своей стороны мы также предлагаем теорию, позволяющую в одноквазичастичном приближении без использования подгоночных параметров рассчитывать вероятности l -запрещенных $M1$ -переходов с учетом спаривательного, спинового, спин-орбитального и одноопионного обменного взаимодействий квазичастиц. В ее основе лежит теория конечных ферми-систем.

В разд. 1 проведена систематика имеющихся экспериментальных данных по l -запрещенным γ ($M1$)-переходам. Проанализированы $M1$ -переходы в ядрах трех областей массовых чисел: $27 \leq A \leq 49$, $105 \leq A \leq 151$ и $193 \leq A \leq 211$.

В разд. 2 проведен обзор теоретических работ, в которых имеются расчеты магнитных свойств ядер, включая и вероятности $M1$ -переходов, относящихся к категории l -запрещенных. В этом разделе сформулированы основные положения предлагаемой нами теории, возможности которой иллюстрируются расчетами вероятностей $B(M1)$ по широкому кругу ядер. Наконец, в заключении приведены главные выводы из проведенного исследования.

1. СИСТЕМАТИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В настоящем разделе представлены и проанализированы экспериментальные данные, относящиеся к магнитным дипольным l -запрещенным переходам в нечетно-протонных и нечетно-нейтронных ядрах с массовыми числами $27 \leq A \leq 49$, $105 \leq A \leq 151$, $193 \leq A \leq 211$. В этих областях происходит соответственно заполнение подболочек близких к магическим числам $Z = 20$, $N = 20, 28$; $Z = 50, 64$, $N = 82$ и $Z = 82$, $N = 126$.

Характерными особенностями данных областей ядер являются присутствие в них как сферических, так и слабдеформированных ядер, сосуществование в ряде случаев в одном и том же ядре состояний, обязанных как сферической, так и деформированной форме ядра, наличие у ядер низлежащих возбуждений различной коллективной природы. Поэтому проблема идентификации чистых одночастичных переходов здесь оказывается достаточно сложной, и особенно в тех случаях, когда γ -переход идет между возбужденными состояниями изучаемого ядра.

Наиболее прямая информация об одночастичной природе состояний может быть получена из реакций однонуклонных передач. Однако для многих ядер такие данные отсутствуют. В тех же ядрах,

где они есть и возможен достаточно полный их анализ, в большинстве случаев оказывается, что самые низколежащие состояния в ядре одночастичные либо несут основную часть одночастичной компоненты при фрагментации состояний за счет взаимодействия нечетного нуклона с квадрупольными возбуждениями остова.

Для отбора одночастичных переходов в ядрах могут быть использованы также и косвенные способы:

1. Сведения из ядерных реакций, в которых возбуждаются коллективные состояния.

2. Систематика изменения энергий состояний различных подболочек в изотопах.

3. Сравнение ускорения примесной $E2$ -компоненты в $M1$ -переходе в нечетном ядре с ускорением $E2$ -перехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в четно-четном ядре-остове. Соотношение этих двух величин в ядрах средних и тяжелых масс может служить в какой-то мере оценкой степени коллективности $E2$ -перехода в нечетном ядре, т. е. оценкой примеси коллективных компонентов в структуре состояний нечетного ядра. Для легких ядер наблюдается другая картина: близость значений $E_{\text{неч}}$ и $E_{\text{ост}}$ говорит в пользу одночастичности перехода в нечетном ядре, поскольку состояния 2_1^+ в легких ядрах слабо коллективизированы, т. е. по сути являются двухквасичастичными. В принципе этот метод весьма результативен, однако в нашем случае им приходится пользоваться с достаточной осторожностью, так как примеси $E2$ -компоненты в l -запрещенных $M1$ -переходах, как правило, малы, а в эксперименте весьма сложно получить точные значения малых параметров смешивания $\delta_\gamma (E2/M1)$, от которых сильно зависят приведенные вероятности $B (E2)$.

Итак, дипольные магнитные переходы относились нами к категории l -запрещенных, если для начальных и конечных состояний наблюдалось соответствие спинов и четностей квантовым числам подболочек и типу мультипольности, а также если не возникло противоречия данным ядерных реакций, сведениям по вероятностям $E2$ -переходов и энергетической систематике хода подболочек.

Проанализированные и рассчитанные нами экспериментальные данные приведены в табл. 1—6. В этих таблицах помещен также ряд ядер, переходы в которых не отвечают строго критериям отбора, указанным выше, но которые тем не менее помогают выявить общую тенденцию явления l -запрета в соответствующей области массовых чисел.

Для вычисления приведенных вероятностей $B (M1)$ магнитных и $B (E2)$ электрических переходов использовались экспериментальные значения времени жизни уровней $T_{1/2}$ и параметров смешивания $\delta_\gamma (E2/M1)$, взятые в основном из обзоров Nucl. Data Sheets, Table of Isotopes под редакцией Ледерера и Ширли (1978), для легких ядер ($27 \leq A \leq 43$) — из обзора Nucl. Phys. 1978. Vol. A 310. P. 1. Были также внесены дополнения и исправления по результатам оригинальных работ последующих лет.

Для определения факторов запрета $F_M = B(M1)_{\text{теор}}/B(M1)_{\text{экс}}$ $M1$ -переходов использовалась оценка скорости радиационного перехода по Мошковскому, в которой учитывается различие значений магнитного момента протона и нейтрона. Поскольку рассматриваются γ -переходы, запрещенные по l в строгой одночастичной модели, статистический фактор мы полагаем равным единице и берем $B(M1)_{\text{теор}}$ в следующем виде [5]:

$$B_M(M1)_{\text{теор}} = \frac{1}{\pi} M_\mu \mu_N^2,$$

где $M_\mu = \left(\mu - \frac{1}{2} g_l\right)^2$; μ — магнитный момент нуклона; $\mu = 2,79$ и $g_l = 1$ (для протона); $\mu = -1,91$ и $g_l = 0$ (для нейтрона); $\mu_N = e\hbar/2mc$ — ядерный магнетон.

Для оценок скоростей протонных и нейтронных переходов по Мошковскому получается отношение

$$\frac{B(M1)_{\text{теор}}^p}{B(M1)_{\text{теор}}^n} = 1,44.$$

Оценки ускорения $E2$ -переходов $E = B(E2)_{\text{экс}}/B(E2)_{\text{теор}}$ по Мошковскому и по Вайскоффу, как известно, совпадают.

Рассмотрим более подробно особенности l -запрещенных $M1$ -переходов в различных областях ядер.

1. **Нейтронные и протонные переходы ($2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$) в ядрах $27 \leq A \leq 49$.** В данной области ядер первые возбужденные состояния имеют высокую энергию в районе 1—2,5 МэВ. Нами проанализированы нейтронные и протонные l -запрещенные $M1$ -переходы, происходящие между уровнями подболочек $2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$, которые являются здесь, как правило, наиболее низколежащими (табл. 1, 2). Сведения, собранные в этих таблицах, отличаются от данных работы Андрейчева и др. [3]: дополнительно рассчитаны $B(M1)$ для переходов в ядрах ^{39}Cl , ^{43}Ca , $^{43-47}\text{Sc}$ и исключены в ядрах ^{23}Na , 25 , ^{27}Al , 25 , ^{27}Mg , слишком близких к области стабильной деформации при $A = 25$.

Как видно из табл. 1, 2, не наблюдается заметной разницы в значениях приведенных вероятностей $B(M1)$ нейтронных и протонных переходов. Для подавляющего большинства переходов факторы запрета F_M лежат в пределах $F_M = 10 \div 100$. Исключение составляют лишь переходы в ядрах $^{43-49}\text{Sc}$ и ^{35}S , где факторы F_M очень высоки. Если проследить тенденцию изменения приведенных вероятностей $M1$ -переходов внутри групп изотопов, то можно заметить, что, как правило, по мере приближения N к магическим числам 20, 28 вероятности уменьшаются (факторы запрета растут). Отметим, что большие факторы запрета для переходов в $^{43-49}\text{Sc}$ наблюдаются в ядрах, находящихся в некоем острове между магическими $N = 20$ и $N = 28$. Возможно, этим и объясняется отличие их свойств от свойств других рассматриваемых нами ядер.

Таблица 1. l -Запрещенные нейтронные переходы ($2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$)

Ядро	Начальное состояние	$E_{ур}/E_{ур, кэВ}$ ^а	Эксперимент		$V(M1)_{эксп}$ ^б	$F_M(M1)$	$V(E2)_{эксп}$ ^б	$E(E2)_{неч}$	$E(E2)_{ост}$
			$T_{1/2}$ ур, ис	$\delta_\gamma(E2/M1)$					
$^{37}_{14}\text{Si}_{13}$	$d_{3/2}$	957/177	1,24(14)	—	35	3,3	—	—	
$^{29}_{15}\text{Si}_{15}$	$d_{3/2}$	1273	0,28(4)	-0,197(9)	6,62	17	0,23	4,2	
$^{31}_{17}\text{Si}_{17}$	$s_{1/2}$	753	0,54(12)	—	17,2	6,7	—	—	
$^{31}_{16}\text{S}_{15}$	$d_{3/2}$	1249	0,50(12)	—	4,08	28	—	—	
$^{33}_{17}\text{S}_{17}$	$s_{1/2}$	840	1,17(3)	0,151(4)	5,56	21	0,26	4,2	
$^{35}_{19}\text{S}_{19}$	$s_{1/2}$	1572	2,3(3)	—	0,44	260	—	—	
$^{37}_{18}\text{Ar}_{19}$	$s_{1/2}$	1440	0,72(10)	—	1,96	59	—	—	
$^{39}_{20}\text{Ca}_{19}$	$s_{1/2}$	2470	0,21(4)	—	1,25	93	—	—	
$^{41}_{21}\text{Ca}_{21}$	$s_{1/2}$	2670/660	2,1(5)	—	2,03	57	—	—	
$^{43}_{22}\text{Ca}_{23}$	$s_{1/2}$	1957/967	1,07(31)	—	0,90	129	—	—	

Примечание. Экспериментальные значения $T_{1/2}$ ур, δ_γ взяты из обзора Nucl. Phys. 1978. Vol. A301. P.1; значение $T_{1/2}$ (^{43}Ca) — из J. Phys. (Lond.), 1979. Vol. G5. P.1117.

^а Одно значение в данной колонке означает, что γ -переход идет на основное состояние ядра. При переходе на возбужденное состояние ядра верхнее значение соответствует энергии начального уровня, нижнее — энергии γ -перехода.

^б Значения $V(M1)$ даны в единицах $10^{-2} \mu_N$, $V(E2)$ — в единицах $10^{-50} e^2 \cdot \text{см}^4$.

Таблица 2. l -Запрещенные протонные переходы ($2s_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$)

Ядро	Начальное состояние	$E_{ур}/E_{ур, кэВ}$, кэВ	Эксперимент		$B(M1)_{эксп}$, б	$F_M(M1)$	$B(E2)_{эксп}$, б	$E(E2)_{теор}$	$E(E2)_{ост}$
			$T_{1/2}$ ур., пс	$\delta_{\gamma}(E2/M1)$					
$^{39}_{16}\text{P}_{14}$	$d_{3/2}$	1384	0,140(15)	0,17(2)	10,4	46	0,23	4,3	12,6
$^{31}_{16}\text{P}_{16}$	$d_{3/2}$	1266	0,52(3)	0,30(1)	3,44	48	0,27	5,2	7,0
$^{33}_{18}\text{P}_{18}$	$d_{3/2}$	1431	0,44(6)	0,60(9)	2,29	72	0,57	8,9	7,9
$^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$	$s_{1/2}$	811	1,2(2)	—	6,49	28	—	—	—
$^{35}_{18}\text{Cl}_{18}$	$s_{1/2}$	1249	0,15(2)	0,106(8)	14,3	12	0,16	2,3	6,6
$^{37}_{20}\text{Cl}_{20}$	$s_{1/2}$	1727	0,128(24)	0,25(2)	5,63	29	0,17	2,3	2,6
$^{39}_{22}\text{Cl}_{22}$	$s_{1/2}$	396	$> 1,4$	—	< 45	$> 3,7$	—	—	—
$^{39}_{19}\text{K}_{20}$	$s_{1/2}$	2523	0,061(3)	0,69(13)	2,73	61	0,30	3,7	3,6
$^{41}_{22}\text{K}_{22}$	$s_{1/2}$	980	0,28(3)	0,15(5)	14,8	11	0,49	5,8	9,6
$^{43}_{24}\text{Sc}_{22}$	$s_{1/2}$	855/704	22(3)	—	0,041	4070	—	—	—
$^{45}_{24}\text{Sc}_{24}$	$s_{1/2}$	939/927	$7,3^{+5,7}_{-3,2}$	—	0,65	255	—	—	—
$^{47}_{26}\text{Sc}_{26}$	$s_{1/2}$	1391/624	$> 4,2$	—	$< 0,58$	> 285	—	—	—
$^{49}_{28}\text{Sc}_{28}$	$d_{3/2}$	2372/143	1400(90)	—	0,067	2490	—	—	—

Примечания: Ссылки на экспериментальные значения $T_{1/2}$, δ_{γ} см. приложение к табл. 1; значение $T_{1/2}$ (^{39}K) взято из журнала «Ядерная физика», 1984, т. 39, с. 1069, значения $T_{1/2}$, δ_{γ} (^{41}K) — из Nucl. Phys. 1981, Vol. A 357, p. 268.
а, б См. примечания (а, б) к табл. 1.

В систематике энергетического положения уровней $2s_{1/2}$ (рис. 1) при приближении N к $N = 20$ ($Z = \text{const}$) наблюдаются скачки в положении уровней. Для изотопов Sc скачок происходит при $N = 28$.

Интересно было бы проанализировать, имеется ли зависимость значений факторов запрета F_M от значений спектроскопических факторов, получаемых в реакциях одноуклонных передач, т. е.

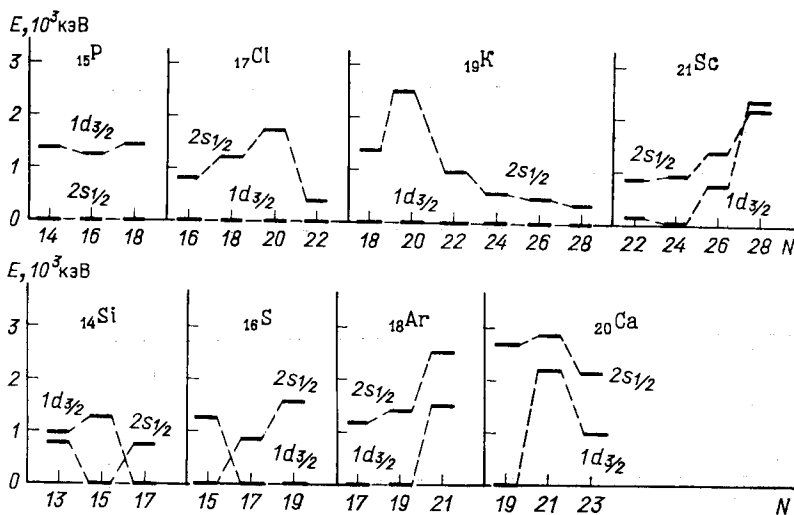


Рис. 1. Зависимость от N и Z энергетического положения одночастичных уровней подболочек $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$

от степени одночастичности состояний. Однако, ввиду неполноты данных и отсутствия единообразия обработки экспериментальных результатов ядерных реакций в работах разных лет, сделать это по широкому кругу ядер весьма затруднительно. Тем не менее из анализа частных случаев можно прийти к заключению, что однозначную зависимость установить трудно. Так, например, в реакциях $(d, {}^3\text{He})$ для изотопов ${}^{35}, {}^{37}\text{Cl}$ [6] получаются близкие значения спектроскопических факторов: $C^2S(1/2^+) = 1,34$; $C^2S(3/2^+) = 2,2$ (${}^{35}\text{Cl}$) и $C^2S(1/2^+) = 1,19$; $C^2S(3/2^+) = 2,32$ (${}^{37}\text{Cl}$), а значения F_M для переходов в них различаются в 2,5 раза (табл. 2). Для изотопов ${}^{45}, {}^{49}\text{Sc}$ в реакциях $(d, {}^3\text{He})$ [7] тоже получаются близкие значения спектроскопических факторов: $C^2S(1/2^+) = 1,50$; $C^2S(3/2^+) = 3,43$ (${}^{45}\text{Sc}$) и $C^2S(1/2^+) = 1,40$; $C^2S(3/2^+) = 3,62$ (${}^{49}\text{Sc}$), а значения F_M для переходов в них отличаются на порядок (табл. 2). Следует отметить, что как в ядрах ${}^{35}, {}^{37}\text{Cl}$, так и в ядрах ${}^{45}, {}^{49}\text{Sc}$ фрагментация состояния $1d_{3/2}$ очень мала ($2s_{1/2}$ практически не фрагментировано): нижние уровни $3/2^+$ содержат не менее 80—90 % компоненты $1d_{3/2}$.

Рассмотрим теперь случай, когда фрагментация состояний $2s_{1/2}$ или $1d_{3/2}$ весьма значительна. В изотопах $^{39}, ^{41}\text{K}$ [реакции $(d, ^3\text{He})$] [8] состояния $1d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$ в ^{39}K не фрагментированы, но нижний уровень $1/2^+$ в ^{41}K содержит только 50 % компоненты $2s_{1/2}$. При этом фактор запрета F_M перехода в ^{41}K меньше, чем в ^{39}K . Однако наблюдается и обратное явление; фактор запрета перехода в ^{39}Ca немного меньше, чем в ^{43}Ca , хотя по данным реакций (d, t) [8] фрагментация состояний $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ в первом ядре отсутствует, а во втором — заметна: нижние уровни $1/2^+$, $3/2^+$ несут 70—60 % компонент $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$.

Очевидно, что имеется множество различных причин, влияющих на запрет магнитных дипольных переходов, но наиболее наглядно это проявляется при близости числа нейтронов в рассматриваемых ядрах к магическим значениям N , равным 20, 28.

Если обратиться к анализу ускорений $E2$ -переходов, то, как видно из табл. 1, 2, значения $E_{\text{веч}}$ и $E_{\text{ост}}$, как правило, тем ближе, чем ближе N к магическому числу $N = 20$.

В работе Андрейчева и др. [3] обращалось внимание на свойства l -запрещенных переходов в зеркальных ядрах ($^{29}_{15}\text{P}_{14}$ и $^{29}_{14}\text{Si}_{15}$; $^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$ и $^{33}_{16}\text{S}_{17}$), поскольку каждая пара ядер имеет один и тот же четно-четный остов. Было отмечено, что приведенные вероятности $B(M1)$ протонных переходов всегда немного выше, чем в нейтронных. Однако это различие исчезает, если рассматривать не значения $B(M1)$, а факторы запрета F_M в оценках по Мошковскому, где учитывается разница магнитных моментов протона и нейтрона. Действительно, факторы F_M для каждой пары зеркальных ядер получают очень близкими: F_M равен 16 и 17 для ^{29}P , ^{29}Si ; F_M равен 28 и 21 для ^{33}Cl , ^{33}S . Для переходов в зеркальных ядрах, у которых четно-четные остовы $(A-1)$ разные, как, например, для пары ядер $^{39}_{19}\text{K}_{20}$ и $^{39}_{20}\text{Ca}_{19}$, получается заметное отличие как в значениях приведенных вероятностей $B(M1)$, так и в значениях F_M : $B(M1) = 3,20 \cdot 10^{-2} \mu_N^2$, $F_M = 52$ (^{39}K) и $B(M1) = 1,25 \cdot 10^{-2} \mu_N^2$, $F_M = 92$ (^{39}Ca).

2. Переходы в области ядер $105 \leq A \leq 151$. В данной области ядер рассматривались нейтронные и протонные l -запрещенные $M1$ -переходы, происходящие соответственно между уровнями подболочек ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$) и ($2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$). Эти состояния являются здесь наиболее низколежащими, причем большинство переходов идет на основное состояние ядра (табл. 3, 4).

Нейтронные переходы ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$). Наиболее обширные данные в этой области ядер имеются для нейтронных переходов типа ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$) (табл. 3). На рис. 2 представлена систематика энергетического положения состояний подболочек $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ в зависимости от N при $Z = \text{const}$. Как видно из рисунка, наблюдается, как правило, плавное уменьшение (увеличение) энергии уровней при переходе от изотопа к изотопу. При определенном N происходит инверсия положения подболочек $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$.

Приведенные вероятности $B(M1)$ l -запрещенных переходов ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$) удастся проследить в диапазоне чисел нейтронов

Таблица 3. λ -Запрещенные нейтронные переходы ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$)

Ядро	На- чаль- ное состо- яние	E _{ур} /E _γ , кэВ	Эксперимент		B(M1) _{эксп} ^б	B(M1) _{теор} ^б	F _M (M1)	B(E2) _{эксп} ^б	E(E2) _{печ}	E(E2) _{ост}
			T _{1/2} ур. ^{нс}	δ _γ (E2/M1) ^в						
¹⁰⁵ Pd ₅₉	s _{1/2}	344,5/63,98	0,88(5)	-0,025(30)	2,68	2,27 ^г	43	≤ 2,78	≤ 9,4	37
¹¹¹ Cd ₆₃	d _{3/2}	342,1	0,059(12)	0,39(2)	1,32	2,91	87	2,45	7,7	27
¹¹⁸ Cd ₆₅	d _{3/2}	298,5	0,032(3)	0,29(4)	4,10	4,61	28	5,83	18	33
¹¹⁹ Cd ₇₁	d _{3/2}	27,0	2,3(4)	0	3,74	4,53	31	—	—	—
¹¹⁹ Sn ₆₅	d _{3/2}	497,4	0,011(2)	0,21(2)	2,78	2,52	41	0,70	2,1	15
¹¹⁷ Sn ₆₇	d _{3/2}	158,6	0,279(9)	0,0133(15)	3,10	2,22	37	0,03	0,09	13
¹¹⁹ Sn ₆₉	d _{3/2}	23,87	18,08(12)	< 0,006	2,59	2,03	44	< 0,23	< 0,66	12
¹²¹ Te ₆₉	d _{3/2}	212,2	0,062(16)	0,23(4)	5,82	4,17	20	9,80	27	30
¹²³ Te ₇₁	d _{3/2}	159,0	0,196(9)	0,11(4)	4,18	5,03	28	2,89	7,9	48
¹²⁵ Te ₇₃	d _{3/2}	35,50	1,48(1)	0,027(4)	3,98	3,08	29	—	—	31
¹²³ Xe ₆₉	d _{3/2}	97,35	0,380(30)	0	5,95	6,89	19	—	—	—
¹²⁵ Xe ₇₁	d _{3/2}	111,8	0,350(20)	0	5,00	6,77	23	—	—	—
¹²⁷ Xe ₇₃	d _{3/2}	124,8	0,28(1)	0,09(2)	4,97	6,77	23	—	—	—
¹²⁹ Xe ₇₅	d _{3/2}	39,58	1,01(4)	-0,027(5)	4,77	6,84	24	—	—	—
¹³¹ Xe ₇₇	s _{1/2}	80,18	0,416(20)	0	7,17	7,56	16	—	—	—
¹³¹ Ba ₇₅	d _{3/2}	108,4	0,35(5)	2%	4,86	3,14	24	—	—	—
¹³⁹ Ba ₇₇	d _{3/2}	12,33	7,0(3)	0	4,60	3,11	25	11,8	30	64
¹³⁵ Ba ₇₉	s _{1/2}	221,0	—	—	0,56 ^д	—	200	1,88 ^д	—	—
¹³⁵ La ₇₉	d _{3/2}	82,6	0,53(6)	0	4,38	2,97	26	—	—	—
¹³⁷ Ce ₇₇	s _{1/2}	160,3	0,79(14)	0	0,92	—	125	—	—	—
¹³⁹ Ce ₇₉	s _{1/2}	255,1	0,110(20)	≤ 2,2%	1,59	—	73	—	—	—
¹⁴¹ Nd ₈₁	s _{1/2}	193,7	1,17(15)	0,15(4) ^е	0,33	2,49	350	—	—	—
¹⁴³ Cd ₈₁	d _{3/2}	27,3	11,5(3)	0,090(22)	0,79	0,89	145	—	—	—

Примечание. Ссылки на экспериментальные значения T_{1/2ур}, δ_γ приведены в [4]; значение δ_γ(¹⁰⁵Pd) взято из Nucl. Data Sheets, 1986, Vol 47, P. 261.

а, б См. примечания (а, б) к табл. 1.

в Значения в колонке «δ_γ», данные в процентах, соответствуют доле компоненты E2 в виде: M1 + Δ%E2, где Δ = δ_γ/1 + δ_γ.

г При расчетах использовалась приближенная формула (33) (см. разд. 2).

д Данные получены из реакций кулоновского возбуждения.

е Приведено значение б_γ.

$N = 59 \div 81$ и протонов $Z = 46 \div 64$ (табл. 3). Обращает на себя внимание, что в области $N = 59 \div 77$ факторы запрета F_M переходов сравнительно малы, постоянны по величине и не зависят ни от Z , ни от N . Они не меняются и для переходов в ядрах Sn при магическом значении $Z = 50$. Факторы запрета F_M увеличиваются только при $N = 79, 81$, т. е. в непосредственной близости от $N = 82$ ($^{135}\text{Ba}_{79}$, $^{137}\text{Ce}_{79}$, $^{141}\text{Nd}_{81}$, $^{145}\text{Gd}_{81}$). Исключение из этого правила составляет лишь переход в $^{111}\text{Gd}_{63}$ ($F_M = 87$). Это увеличение F_M коррелирует

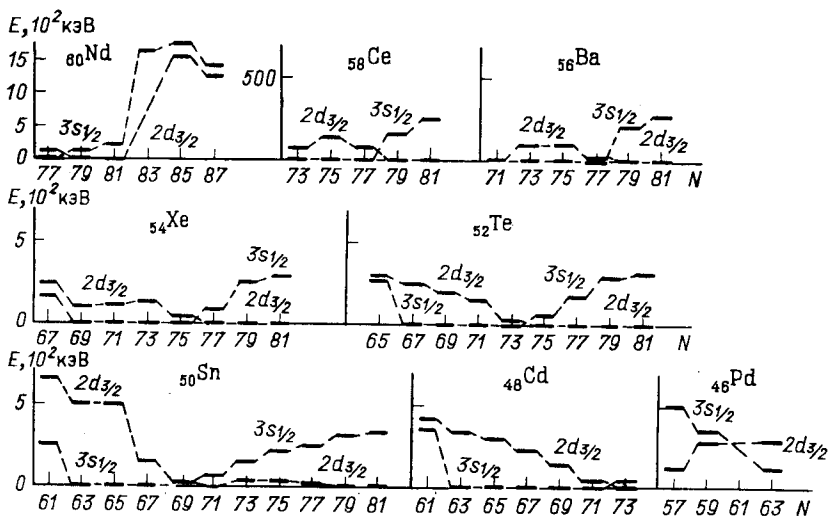


Рис. 2. Зависимость от N и Z энергетического положения одночастичных нейтронных уровней оболочек $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$

с энергетической систематикой хода оболочки $3s_{1/2}$ в соответствующих изотопах (для изотопов Nd также с ходом оболочки $2d_{3/2}$). При значениях N , соответствующих скачку значений F_M , происходит и скачок в значении энергии состояния оболочка (или по крайней мере в непосредственной близости от данного N , как в случае $^{141}\text{Nd}_{81}$ или $^{111}\text{Cd}_{63}$, рис. 2).

Для ядер, приведенных в табл. 3, в литературе имеются довольно разрозненные и неполные сведения из реакций однонуклонных передач. Кроме того, не всегда есть возможность точно определить степень фрагментации состояния $2d_{3/2}$, поскольку часто наблюдаются высоковозбужденные состояния с $l = 2$, спин которых определяется либо как $3/2^+$, либо как $5/2^+$. Однако сопоставление данных, где это возможно, показывает, что, как и в области легких ядер, нет определенной зависимости значений F_M от спектроскопического фактора или от степени фрагментации того или иного состояния. Так, в [9] по данным из реакций (^3He , α), (d , t) в изотопах 121 , 123 , ^{125}Te пред-

Таблица 4. *l*-Запрещенные протонные

Ядро	Начальное состояние	$E_{ур}/E_{\gamma}$, ^а кэВ	Экспе	
			$T_{1/2}$ ур, нс	δ_{γ} (E2/M1) ^б
¹¹⁹ Sb ₆₈	$g_{7/2}$	270,5	0,035(10)	-0,13(4)
¹²¹ Sb ₇₀	$g_{7/2}$	37,14	3,46(3)	0
¹²³ Sb ₇₂	$d_{5/2}$	160,3	0,61(4)	0,079(15)
¹²⁵ Sb ₇₄	$d_{5/2}$	332,0	0,163(10)	-0,59
¹²¹ I ₆₈	$g_{7/2}$	132,8	0,35(2)	0,02(4)
¹²³ I ₇₂	$g_{7/2}$	113,5	0,61(4)	0,12(2)
¹²⁷ I ₇₄	$g_{7/2}$	57,61	1,96(1)	-0,084(6)
¹²⁹ I ₇₆	$d_{5/2}$	27,79	16,8(2)	-0,045(14)
¹³¹ I ₇₈	$d_{5/2}$	149,7	0,94(3)	12(5)%
¹²⁹ Cs ₇₄	$g_{7/2}$	188,9/182,3	2,26(6)	0,25(2)
¹³¹ Cs ₆	$g_{7/2}$	78,7	9,38(30)	0,5%
¹³³ Cs ₇₈	$d_{5/2}$	81,00	6,36(3)	0,169
¹³⁵ Cs ₈₀	$d_{5/2}$	249,7	0,28(8)	~ 15%
¹³¹ La ₇₄	$g_{7/2}$	195,5/169,4	0,20(5)	0,02 ^г
¹³³ La ₇₆	$g_{7/2}$	130,8	1,12(18)	5,4(12)%
¹³⁵ La ₇₈	$g_{7/2}$	119,4	4,1(1)	4%
¹³⁷ La ₈₀	$d_{5/2}$	10,56	89(4)	0
¹³⁹ La ₈₂	$d_{5/2}$	165,9	1,48(3)	0,034
¹⁴¹ La ₈₄	$d_{5/2}$	190,3	1,27 ⁺⁶ ₋₁₀	< 8%
¹⁴³ La ₈₆	$d_{5/2}$	211,3	0,69(7)	0
¹³⁹ Pr ₈₀	$g_{7/2}$	113,9	2,60(8)	2,6(3)%
¹⁴¹ Pr ₈₂	$g_{7/2}$	145,5	1,85(2)	0,069(2)
¹⁴³ Pr ₈₄	$d_{5/2}$	57,37	4,16(4)	9(1) ^г
¹⁴⁵ Pr ₈₆	$d_{5/2}$	62,6	4,0	0
¹⁴¹ Pm ₈₀	$g_{7/2}$	196,6	0,23(3)	~ 0,1
¹⁴³ Pm ₈₂	$g_{7/2}$	271,8	1,06(8)	—
¹⁴⁵ Pm ₈₄	$g_{7/2}$	61,25	2,69(8)	0,15(5)%
¹⁴⁷ Pm ₈₆	$d_{5/2}$	91,11	2,50(5)	0,086(7)
¹⁴⁹ Pm ₈₈	$d_{5/2}$	114,3	2,52(2)	0,180(24)
¹⁴⁷ Eu ₈₄	$g_{7/2}$	229,3	0,18(2)	3%
¹⁴⁹ Eu ₈₆	$g_{7/2}$	149,7	0,32(2)	0,15(4)
¹⁵¹ Eu ₈₈	$g_{7/2}$	21,54	9,4(4)	0,088%

Примечание. Ссылки на экспериментальные значения $T_{1/2}$ ур, δ_{γ} приведены

а, б См. примечания (а, б) к табл. 1.

в См. примечание (в) к табл. 3.

г Приведено $\delta_{\gamma}^2 \cdot 10^{-4}$.

полагается, что фрагментировано лишь состояние $2d_{3/2}$ в ¹²³Te. Однако сопоставление спектроскопических факторов, представленных в [9], показывает, что их значения в случае ¹²¹Te несколько меньше [$C^2S(1/2^+) = 0,67$ и $C^2S(3/2^+) = 1,24$], чем в случае ¹²³, ¹²⁵Te ($C^2S(1/2^+) = 1,22 \div 1,00$ и $C^2S(3/2^+) = 1,70 \div 1,80$). Нельзя исключить, что это связано с определенной фрагментацией состояний и в ¹²¹Te, так как в нем имеется ряд высоковозбужденных состояний с $l = 2$, спин которых определен как $(3/2^+, 5/2^+)$, а высоковозбужден-

переходы ($2 d_{5/2} \rightleftharpoons 1 g_{7/2}$)

римент		$F_M(M1)$	$B(E2)_{\text{теор}}^{\delta}$	$E(E2)_{\text{неч}}$	$E(E2)_{\text{ост}}$
$B(M1)_{\text{эксц}}^{\delta}$	$B(M1)_{\text{теор}}^{\delta}$				
5,48	3,45	30	1,78	6,9	9,3
1,84	3,27	90	—	—	—
1,33	2,89	125	0,46	1,25	11
0,48	4,33	350	2,15	5,7	8,9
3,56	3,47	47	0,11	0,3	30
2,96	3,24	56	4,70	13	31
2,20	3,11	75	6,67	17	24
1,82	2,82	90	6,73	17	20
0,87	2,09	190	7,49	19	15
0,23	0,59	725	0,62	1,6	82
0,31	0,56	540	0,36	0,89	64
0,42	0,58	400	2,57	6,3	36
0,72	0,61	230	2,94	7,0	22
3,0	—	55	2,97	7,2	64
0,98	0,70	170	4,65	11	36
0,33	0,52	500	1,41	3,3	33
0,31	0,62	530	—	—	—
0,47	0,62	350	0,028	0,06	9,7
0,35	—	470	< 1,2	< 2,7	—
0,53	—	320	—	—	—
0,52	1,17	320	1,51	3,4	—
0,48	1,09	350	0,15	0,34	8,2
0,68	0,98	245	0,27	0,61	21
0,67	1,03	245	—	—	—
1,82	1,45	90	0,67	1,6	—
0,17	1,75	980	—	—	—
0,85	1,27	195	0,49	1,1	22
0,68	1,44	245	0,86	1,8	32
0,51	1,36	320	1,60	3,4	58
1,49	1,34	110	1,25	2,7	—
2,27	1,32	75	1,98	4,2	33
1,43	1,35	115	3,83	8,0	—

в работе [4]; значения δ_{γ} (^{149}Pm , ^{148}Eu) — из Nucl. Data Sheets. 1985. Vol 46. P. 1.

ные состояния с $l = 0$ ($1/2^+$), возможно, имеют энергию за пределами экспериментально наблюдаемых уровней. Тем не менее факторы запрета F_M для $M1$ -переходов во всех трех изотопах Те мало отличаются (табл. 3). Для переходов в ядрах $^{139}\text{Ce}_{81}$ и $^{141}\text{Nd}_{81}$ факторы запрета F_M отличаются в 5 раз, хотя спектроскопические факторы в реакциях (d, t), ($^3\text{He}, \alpha$) [10] для нижних состояний $1/2^+$, $3/2^+$ практически одинаковы: $C^2S(3/2^+) = 4$ и $C^2S(1/2^+) = 1,7 \div 1,8$ и близки возможные доли фрагментации состояний $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ в обоих ядрах.

Среди данных табл. 3 имеются сведения об изотопах ${}_{50}\text{Sn}$, которые являются сферическими ядрами, а переходы в них одночастичными. Это проявляется в небольшом ускорении примесного $E2$ -перехода в этих изотопах относительно ускорения $E2$ -переходов в четных ядрах-оставах. Как видно из табл. 3, для большинства $E2$ -переходов в нечетных ядрах характерны ускорения в несколько раз меньшие, чем ускорения $E2$ -переходов в соответствующих четных ядрах, что говорит в какой-то мере об их одночастичном характере. Исключение

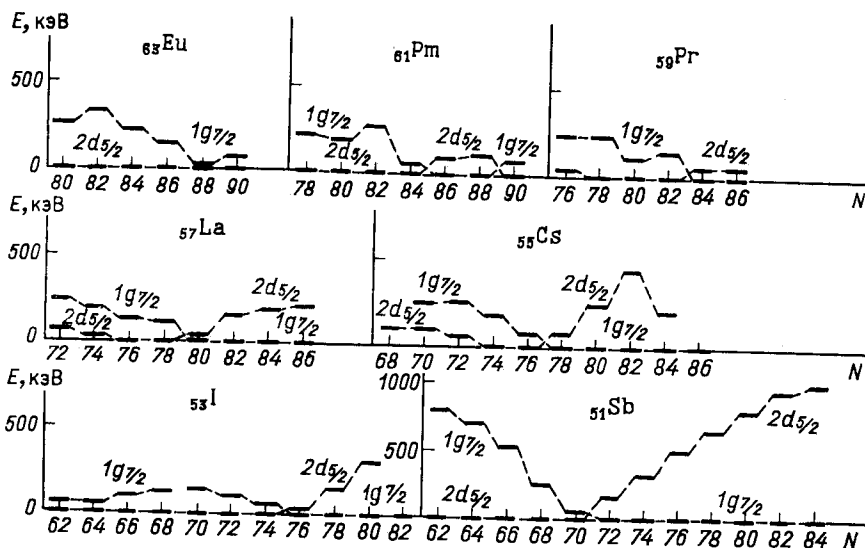


Рис. 3. Зависимость от N и Z энергетического положения одночастичных протонных уровней подболочек $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$

составляет $E2$ -переход в ${}^{121}\text{Te}$, ускорение которого очень близко к ускорению $E2$ -перехода в четном остове. В соседних изотопах 123 , ${}^{125}\text{Te}$ этого не наблюдается. Как упоминалось выше, нельзя исключить фрагментацию состояний ${}^{121}\text{Te}$. Однако нельзя исключить и погрешность в экспериментальном значении δ_γ для перехода в ${}^{121}\text{Te}$.

Протонные переходы ($2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$). Для l -запрещенных протонных $M1$ -переходов типа ($2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$) имеется довольно обширная систематика (табл. 4). Положение уровней подболочек $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ плавно меняется в зависимости от N (рис. 3) и, как и в случае нейтронных подболочек $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, при определенном N ($Z = \text{const}$) наблюдается их инверсия. Как правило, одно из состояний $2d_{5/2}$ или $1g_{7/2}$ является основным, а второе — наиболее низколежащим.

Зависимость приведенных вероятностей $B(M1)$ от N можно проанализировать по довольно большому количеству изотопов в пе-

реходной области ядер от околomagического $Z = 51$ до $Z = 63$, близкого к полумagическому $Z = 64$, при значениях $N = 68 \div 88$. Обращает на себя внимание прежде всего то, что приведенные вероятности $B(M1)$ протонных переходов ($2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$) много меньше (факторы запрета F_M много выше), чем значения $B(M1)$ для нейтронных переходов ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$). Второе отличие от нейтронных переходов заключается в том, что для протонных факторы запрета довольно монотонно растут по мере приближения к $N = 82$, а не являются постоянными, увеличиваясь только скачком в окрестности $N = 82$. Далее для $N > 82$ наблюдается обратная картина — спад значений F_M , однако уже нерегулярным образом. Исключение из общего правила составляют $M1$ -переходы в изотопах Cs, где по мере приближения N к $N = 82$ происходит не уменьшение, а увеличение $B(M1)$ (спад F_M).

В большинстве случаев (табл. 4) в нечетных ядрах наблюдаются меньшие значения ускорения $E2$ -переходов по сравнению с ускорениями коллективных переходов $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в соответствующих четных ядрах-оставах. Это можно рассматривать как свидетельство одночастичного характера переходов в нечетных ядрах. Однако есть и исключения. Так, в изотопах $^{119}, ^{125}\text{Sb}$ $E2$ -переходы имеют ускорения лишь в 1,5 раза меньшие, чем ускорения $E_{\text{ост}}$, а в изотопах $^{127}, ^{129}, ^{131}\text{I}$ наблюдаются ускорения $E2$ -переходов, практически равные ускорениям коллективных $E2$ -переходов в четных ядрах-оставах (табл. 4).

В реакциях ($^3\text{He}, d$) исследовалась структура состояний в изотопах $^{119-125}\text{Sb}$ [11] и $^{121-131}\text{I}$ [12]. Как показал опыт, состояние $1g_{7/2}$ в изотопах Sb не фрагментировано, а состояние $2d_{5/2}$ испытывает фрагментацию. Причем нельзя исключить, что в изотопах $^{119}, ^{125}\text{Sb}$ доля компоненты $2d_{5/2}$ в первом состоянии $5/2^+$ несколько меньше (60—70 %), чем в изотопах $^{121}, ^{123}\text{Sb}$ (80 %). В изотопах же I фрагментируются оба состояния $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$, однако первое незначительно, а второе весьма заметно и гораздо больше, чем в изотопах Sb. Доля компоненты $2d_{5/2}$ в первых уровнях $5/2^+$ в ядрах I может составлять от 40 до 60 %. Приведенные цифры долей компоненты $2d_{5/2}$ для Sb и I следует понимать как оценки, так как в реакциях однонуклонных передач для высоковозбужденных состояний с $l = 2$, как правило, спин указывается либо как $5/2^+$, либо $3/2^+$. Тем не менее эти оценки не противоречат данным по $E2$ -переходам, и, вероятно, в изотопах $^{119}, ^{125}\text{Sb}$ и $^{127}, ^{129}, ^{131}\text{I}$ достаточно заметна связь нечетного нуклона с фоонными возбуждениями остова, особенно в случае I, т. е. мы имеем здесь структуру состояний более сложную, чем одночастичная. Однако для обеих цепочек изотопов Sb и I наблюдается та же тенденция роста факторов запрета $M1$ -переходов по мере роста числа нейтронов в ядре. По-видимому, близость N к магическому $N = 82$ является основной причиной, влияющей на l -запрет протонных переходов в этой области, и это проявляется наиболее наглядно, однако в действительности в ряде случаев может иметь

место наложение и других факторов, влияющих на степень запрета $M1$ -переходов, — таких, как связь нечетного нуклона с фононными возбуждениями остова или определенная степень деформации ядра.

3. **Переходы в области ядер $193 \leq A \leq 211$.** Структура состояний данной переходной области ядер является наиболее сложной. С одной стороны, эта группа изотопов примыкает к области стабильной деформации ($A < 191$), с другой — она оказывается вблизи магических чисел $Z = 82$, $N = 126$.

Сведения о возможных l -запрещенных нейтронах и протонных переходах с нижайших уровней здесь весьма скудны, и в анализ

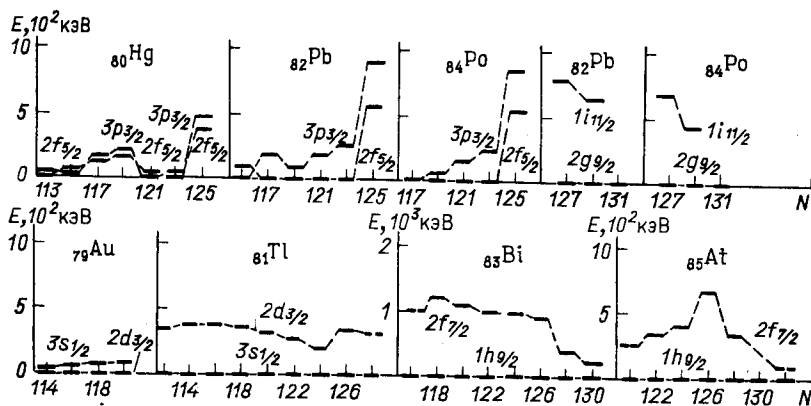


Рис. 4. Зависимость от N и Z энергетического положения нижайших одночастичных уровней различных подоболочек в области тяжелых ядер

включены переходы с различных подоболочек ядер (табл. 5, 6). В систематике положения уровней этих подоболочек мы использовали сведения по изотопам Po и At (рис. 4), хотя экспериментальных данных для расчетов приведенных вероятностей l -запрещенных переходов для них нет.

Протонные переходы ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$). Протонные переходы между нижайшими состояниями, которые могут быть отнесены к подоболочкам $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$, рассматриваются в изотопах Tl и Au (табл. 5). Как видно из таблицы, факторы запрета F_M для протонных переходов весьма высокие. Наблюдается монотонное изменение значений F_M по мере приближения N к магическому $N = 126$. Это напоминает ситуацию с протонными переходами в области ядер $105 \leq A \leq 151$ при приближении там N к $N = 82$. Однако имеется и отличие: при $N = 126$ происходит резкий скачок вниз в значениях F_M ($^{207}_{81}\text{Tl}_{126}$), в то время как при $N = 82$ происходило, как правило, увеличение F_M (табл. 4).

Интересно отметить, что при столь значительном изменении F_M в зависимости от N ($Z = \text{const}$) систематика уровней подоболочек

Т а б л и ц а 5. l -Запрещенные протонные переходы ($3 s_{1/2} \rightleftharpoons 2 d_{3/2}$) и ($2 f_{7/2} \rightleftharpoons 1 h_{9/2}$)

Ядро	Начальное состояние	E _{ур} , кэВ	Эксперимент		F _M (M1)	B(E2) _{эксп} ^б	E(E2) _{теор}	E(E2) _{ост}
			T _{1/2} ур, нс	δ_{γ} (E2/M1)				
¹⁹⁹ Au ₁₁₄	s _{1/2}	38,22	3,81(18)	0,46(2)	4110	31	46	69
	s _{1/2}	61,43	3,0(2)	0,45(1)	477	27	39	58
	s _{1/2}	77,35	4,91(1)	-0,352(5)	220	22	32	46
	s _{1/2}	77,20	4,3(2)	0,22(6)	419	16	23	35
²⁰¹ Tl ₁₂₀	d _{3/2}	334,2	0,070(20)	4,33(6)	340	11,3	16	27
	d _{3/2}	279,2	0,278(2)	4,17(5)	725	5,63	7,9	18
²⁰⁵ Tl ₁₂₄	d _{3/2}	203,7	4,46(8)	4,56(15)	2570	5,40	7,5	12
	d _{3/2}	351,1	0,030(7)	0,274(4)	73	0,93	1,3	—
²⁰⁹ Bi ₁₂₆	f _{7/2}	896,4	9,7(11) ^в	-0,70(5)	469	0,33	0,44	7,2
	f _{7/2}	404,9	0,317(11)	-4,39(0)	2880	0,98	1,3	—

Примечание. Экспериментальные значения T_{1/2}, δ_{γ} взяты из обзоров: Nucl. Data. Sheets, 1981. Vol. 34, P. 101. «A = 197»; 1985. Vol. 46, P. 287. «A = 203»; 1978. Vol. 23, P. 287. «A = 205»; 1978. Vol. 25, P. 397. «A = 211». Для остальных «A» — см. примечание к табл. 6. Значение δ_{γ} (²⁰⁹Bi) — из Z. Phys. 1988. Vol. A 322. P. 641.

^б См. примечание (б) к табл. 1.

^в Значение T_{1/2} дано в нс.

Т а б л и ц а 6. *l*-Запрещенные нейтронные переходы ($2 f_{5/2} \rightleftharpoons 3 p_{3/2}$) и ($1 i_{11/2} \rightarrow 2 g_{9/2}$)

Ядро	Начальное состояние	E _{ур/Е_γ} , кэВ	Эксперимент		V (M ¹) _{эксп} б	F _M (M ¹)	B (E ₂) _{эксп} б	E (E ₂) _{неч}	E (E ₂) _{ост}
			T _{1/2} ур, нс	δ _γ (E ₂ /M ¹)					
¹⁹³ Hg ₁₁₃ ⁸⁰	f _{5/2}	39,49	0,63(3)	0,062(11)	4,02	29	14	21	—
	f _{5/2}	53,30/16,20	0,72(3)	0,024(6)	3,70	31	44,6	17	—
¹⁹⁹ Hg ₁₁₉	p _{3/2}	208,2/49,83	0,069(5)	-0,045(3)	7,98	14	9,23	13	30
²⁰¹ Hg ₁₂₁	f _{5/2}	26,3	0,63(5)	—	5,67	20	—	—	—
	p _{3/2}	897,7/328,1	0,13(3) ^в	—	4,98	23	—	—	—
²⁰⁹ Pb ₁₂₇ ⁸²	i _{11/2}	779,0	8,2(9) ^в	—	0,98	118	—	—	—

(2f_{5/2} ↔ 3 p_{3/2})

(1 i_{11/2} → 2 g_{9/2})

П р и м е ч а н и е. Экспериментальные значения T_{1/2}; δ_γ взяты из обзоров: Nucl. Data Sheets, 1981. Vol. 32. P. 593. «A = 193»; 1978. Vol. 23. P. 607. «A = 195»; 1978. Vol. 24. P. 57. «A = 199»; 1978. Vol. 25. P. 193. «A = 201»; 1984. Vol. 43. P. 383. «A = 207»; 1977. Vol. 22. P. 545. «A = 209».

а, б См. примечания (а, б) к табл. 1.

в Значение T_{1/2} дано в пс.

$3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ в изотопах Tl и Au имеет очень плавный ход, испытывая небольшой скачок (изотопы Tl), только при $N = 126$ (рис. 4).

Ход значений F_M при движении N к $N = 126$ имеет противоположную тенденцию в ядрах Au и Tl: в первом случае факторы запрета уменьшаются, во втором — увеличиваются. Возможно причиной этого является бóльшая деформация ядер Au по сравнению с ядрами Tl. Изотопы Au находятся вблизи области стабильной деформации $A < 191$ и гораздо дальше от дважды магического ядра ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. Ускорение примесных $E2$ -переходов в ядрах Au больше, чем в ядрах Tl, и их значение постепенно падает с ростом N . Естественно связать это ускорение в нечетных изотопах Au в основном с деформацией ядра, так как и в четных ядрах-оставах ($A-1$) ускорение $E2$ -переходов падает с ростом N в той же самой пропорции. Отношение $E_{\text{неч}}/E_{\text{ост}}$ практически постоянно и равно 0,66—0,69 для изотопов ${}^{193-199}\text{Au}$ (табл. 5).

Недостаток данных из реакций однопуклонных передач не дает возможности более детально проанализировать структуру состояний $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ в ядрах ${}^{193-199}\text{Au}$. Сведения о структуре состояний изотопов ${}^{203-207}\text{Tl}$ имеются из реакций (t, α) [13] и др. В сферическом ядре ${}^{207}_{81}\text{Tl}_{126}$ состояния $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ не фрагментированы. В ядрах 203 , ${}^{205}\text{Tl}$ основное состояние $3s_{1/2}$ тоже практически не фрагментировано. Однако нижние уровни $3/2^+$ несут 60—70 % компоненты $2d_{3/2}$, что свидетельствует о заметной связи нечетного нуклона с фоновными возбуждениями остова. Тем не менее, несмотря на достаточно сложную структуру состояний в ядрах Tl и Au, для $M1$ -переходов в них происходит изменение факторов запрета по мере приближения N к магическому $N = 126$, сходное с поведением аналогичных факторов протонных l -запрещенных переходов в других областях ядер.

Протонные переходы ($2f_{7/2} \rightarrow 1h_{9/2}$). Переходы подобного типа между нижайшими состояниями наблюдаются только в изотопах ${}^{209}_{81}\text{Bi}_{128}$ и ${}^{211}_{81}\text{Bi}_{128}$ (табл. 5). Однако они представляют несомненный интерес, так как происходят в ядрах, у которых Z и N находятся в непосредственной близости от магических значений $Z = 82$, $N = 126$. Оба изотопа Bi являются сферическими ядрами, а переходы в них одночастичными. Ускорение примесных $E2$ -компонент в них очень мало.

Так же как и в случае изотопов Tl, большее значение $B(M1)$ (меньшее F_M) наблюдается для перехода при $N = 126$ (${}^{209}\text{Bi}$). Однако скачок в значениях F_M при изменении N от $N = 126$ до $N = 128$ (${}^{211}\text{Bi}$) не столь велик, как при изменении N от $N = 124$ до $N = 126$ в переходах в ядрах 205 , ${}^{207}\text{Tl}$.

Систематика хода состояний подболочки $2f_{7/2}$ отражает изменение значений $B(M1)$, F_M в окрестности $N = 126$ (рис. 4): при переходе от $N = 126$ к $N = 128$ энергия уровня $2f_{7/2}$ резко падает. Скачок энергии состояния $2f_{7/2}$ при $N = 126$ наблюдается и в соседних нечетных изотопах ${}^{85}\text{At}$ (рис. 4).

Нейтронные переходы ($2f_{5/2} \rightleftharpoons 3p_{3/2}$). Характеристики нейтронных переходов данного типа приведены в табл. 6 для изотопов Hg и ядра $^{207}_{82}\text{Pb}_{125}$. Как видно из таблицы, факторы запрета F_M для l -запрещенных нейтронных переходов практически постоянны, не меняются по мере приближения N к магическому $N = 126$ и значительно меньше, чем F_M для протонных переходов ($3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$) в ядрах данной области. Это напоминает ситуацию для l -запрещенных нейтронных переходов в области $105 \leq A \leq 151$ (см. п. 2).

Для более полной картины явления было бы интересно исследовать l -запрещенные нейтронные переходы в ядрах $^{203}, ^{205}\text{Hg}$ и $^{203}_{82}\text{Pb}_{123}$. Как видно из систематики энергий подболочек $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ (рис. 4), в изотопах Hg, Pb, Po происходит резкий скачок положения уровней при переходе от $N = 123$ к $N = 125$. Не исключено, что при $N = 123$ мог бы произойти и скачок в значении F_M , как это было, например, в случае $^{41}_{60}\text{Nd}_{81}$ (см. п. 2).

Для ядер $^{199}, ^{201}\text{Hg}$ и ^{207}Pb известны данные из реакций однонуклонных передач. Как следует, например, из результатов реакций (d, t), состояния $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$ в ^{207}Pb [14] практически не фрагментированы, а в изотопах $^{199}, ^{201}\text{Hg}$ [15] фрагментация их весьма значительна. Нижние уровни $3/2^-$ в ^{199}Hg и ^{201}Hg содержат 40 и 60 % компоненты $3p_{3/2}$ соответственно. Тем не менее столь значительная разница в структуре этих состояний в ядрах $^{199}, ^{201}\text{Hg}$ и ^{207}Pb не сказывается существенным образом на факторах запрета $M1$ -переходов (табл. 6).

Нейтронные переходы ($1i_{11/2} \rightarrow 2g_{9/2}$). l -Запрещенный $M1$ -переход этого типа наблюдается только в ядре $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$ (табл. 6). Однако он интересен тем, что происходит в ядре, четный остов которого $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ является дважды магическим сферическим ядром. Соответственно и ядро ^{209}Pb можно считать сферическим, а переход в нем одночастичным. Как следует и из реакций (d, p), ($\alpha, ^3\text{He}$) (d, n) [14], в ядре ^{209}Pb состояния $2g_{9/2}$, $1i_{11/2}$ не фрагментированы. Фактор запрета $M1$ -перехода ($1i_{11/2} \rightarrow 2g_{9/2}$) значительно выше ($F_M = 118$), чем для нейтронных переходов ($2f_{5/2} \rightleftharpoons 3p_{3/2}$) в изотопах Hg и ядре ^{207}Pb ($F_M = 14 \div 31$).

Систематика хода уровней подболочки $1i_{11/2}$ для $N > 126$ в изотопах Pb и Po показывает плавное изменение энергии как функции N .

Выводы. 1. Наиболее четко проявляется зависимость приведенных вероятностей B ($M1$) l -запрещенных переходов от близости числа нейтронов в ядре к магическим значениям $N = 20, 28; N = 82, N = 126$.

2. Для l -запрещенных переходов в легких ядрах ($27 \leq A \leq 49$) не наблюдается, как правило, заметного различия в скорости нейтронных и протонных переходов. Исключение составляют переходы в изотопах Sc, для которых факторы запрета много выше остальных. Как для нейтронных, так и для протонных переходов характерно увеличение факторов запрета (при $Z = \text{const}$) по мере приближения N к $N = 20, 28$.

3. Для l -запрещенных переходов в парах зеркальных ядер, имеющих одинаковые четно-четные остовы ($A-1$), получаются близкие по значению факторы запрета F_M , если в оценках скорости переходов учитывать разницу в магнитных моментах протона и нейтрона.

4. В области средних и тяжелых ядер наблюдается различный характер нейтронных и протонных l -запрещенных переходов. Это проявляется как в значениях приведенных вероятностей $B(M1)$ (факторах запрета F_M), так и в тенденции изменения значений $B(M1)$, F_M как функции N . Для нейтронных переходов факторы запрета достаточно близки и имеют небольшие значения (десятки единиц), увеличиваясь лишь скачком в окрестности $N = 82$ или при $N > 126$. Для протонных переходов факторы запрета, как правило, гораздо выше (сотни и даже тысячи единиц), и внутри групп изотопов они монотонно увеличиваются (в изотопах Cs, Au — уменьшаются) по мере приближения N к $N = 82$ или $N = 126$.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ l -ЗАПРЕЩЕННЫХ $M1$ -ПЕРЕХОДОВ

Как было впервые показано в работе [16], ответственным за снятие l -запрета является остаточное взаимодействие нуклонов в ядре. По способу учета остаточного взаимодействия нуклонов теоретические работы, посвященные данной проблеме, условно можно разделить на две основные группы. К одной из них отнесем работы, в которых выбор того или иного вида остаточного взаимодействия используется для уточнения структуры волновых функций начального и конечного состояний ядра при неизменном операторе $M1$ -перехода. Как правило, эти расчеты выполняются по теории возмущений и параметры взаимодействия неуниверсальны.

Работы второй группы основываются на теории конечных ферми-систем (ТКФС) [17]. В этой теории главный эффект от учета взаимодействия квазичастиц в основном проявляется в изменении вида оператора $M1$ -перехода, а именно в появлении дополнительного слагаемого, снимающего l -запрет. Расчеты на основе ТКФС проводятся с универсальными константами взаимодействия квазичастиц и не используют теорию возмущений. Ниже более подробно мы обсудим результаты работ каждой группы по рассматриваемой проблеме.

Расчеты на основе теории возмущений. Кластерно-вибрационная модель. В рамках оболочечной модели расчеты значений приведенных вероятностей $B(M1)$ для l -запрещенных переходов выполнялись в работах [16, 18]. Снятие l -запрета осуществлялось за счет примесей конфигураций с отличными от нуля сеньорити к волновым функциям состояний, между которыми происходит γ -переход. Величины примесей находились в первом порядке теории возмущений по остаточному взаимодействию между нуклонами, которое имело вид

$$V_{12} = (V_0 + V_1 \sigma_1 \cdot \sigma_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где V_0 и V_1 — параметры. Полученные результаты удовлетворительно описывали экспериментальные данные только для околomagических ядер, однако и в этом случае применимость теории возмущений в системе сильновзаимодействующих частиц вызывает сомнения. Как было показано в [19] на примере расчета в той же схеме магнитных моментов околomagических ядер, учет уже второго порядка теории возмущений разрушает согласие теории и эксперимента, полученное в [16].

Другая возможность снятия l -запрета связана с учетом взаимодействия частицы или группы частиц (кластера) с низколежащими коллективными возбуждениями четно-четного остова. В этом подходе гамильтониан нечетного ядра записывается в виде

$$H = H_p + H_{\text{col}} + H_{\text{int}}, \quad (2)$$

где H_p — гамильтониан частицы (кластера); H_{col} — гамильтониан коллективного движения в ядре-остове и H_{int} — гамильтониан взаимодействия. Различные работы, в которых производился расчет магнитных свойств ядер, включая и вероятности $B(M1)$ l -запрещенных γ -переходов, отличаются выбором того или иного конкретного вида указанных гамильтонианов [20—31].

В [20, 21] в рамках обобщенной модели влияние взаимодействия квазичастица — фонон оценивалось для ядер в районе ^{208}Pb . H_{int} брался в виде

$$H_{\text{int}} = -kr \frac{\partial U}{\partial r} \sum_{\mu} \alpha_{\mu\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где k — феноменологический параметр; U — одночастичный потенциал; λ — угловой момент фонона. Расчеты вероятностей $B(M1)$ в [20, 21] приводят к неудовлетворительному описанию экспериментальных данных для l -запрещенных переходов [$B(M1)_{\text{эксп}}/B(M1)_{\text{теор}} \sim 10$], и причину авторы видят в неучете спиновой поляризуемости остова.

Схема расчета, учитывающая взаимодействие одночастичных и коллективных степеней свободы ядра, применялась и в [22] для расчета спектров и вероятностей переходов между низколежащими состояниями изотопов $^{113}, ^{115}\text{In}$. В этой работе гамильтониан ядра имел вид

$$\begin{aligned} H = E_0 + \sum_{\lambda} b_{\lambda}^{\dagger} b_{\lambda} [\hbar\omega_{\lambda} + (2\lambda + 1)/2] + \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \\ + \sum_{\alpha, \alpha'} \sum_{\lambda, \mu} \langle \alpha | Y_{\lambda\mu}^* | \alpha' \rangle [b_{\lambda\mu}^{\dagger} + (-1)^{\mu} b_{\lambda-\mu}] a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha'} + \\ + \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь E_0 — полная энергия основного (0^+) состояния четно-четного ядра-остова ^{114}Sn ; b_{λ}^{\dagger} (b_{λ}) — оператор рождения (уничтожения) фо-

нона мультипольности λ (учитывались вибрационные состояния 2^+ и 3^-); a_α^+ (a_α^-) — оператор рождения (уничтожения) протона в состоянии α . На первом этапе решалась задача диагонализации гамильтониана, чтобы описать низколежащие состояния четно-четного ядра ^{114}Cd , откуда выбирались параметры модели. На втором этапе учитывалось взаимодействие нечетного протона с низколежащими возбуждениями остова и рассчитывались спектры изотопов $^{113}, ^{115}\text{In}$, спектроскопические факторы, магнитные и квадрупольные моменты, приведенные вероятности $B(M1)$ и $B(E2)$. Если для $E2$ -переходов теоретические значения $B(E2)$ удовлетворительно согласуются с экспериментом, то для $B(M1)$ согласие значительно хуже. В частности, для l -запрещенных переходов $B(M1)_{\text{теор}}$ на порядок меньше экспериментальных.

Дальнейшее развитие подход на основе общего гамильтониана (2) получил в рамках так называемой кластерно-вибрационной модели (КВМ) [23—31].

В КВМ основным понятием является динамический кластер, состоящий из трех протонов (нейтронов) оболочки $1g - 2d - 3s$, взаимодействующий с квадрупольными колебаниями остова. В соответствии с этим гамильтониан H_{int} берется в виде

$$H_{\text{int}} = k \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu}^*(\theta_i, \varphi_i), \quad (5)$$

где k — силовой параметр и суммирование по i проводится по нуклонам кластера. Кроме того, в H_p [см. (2)] включается остаточное взаимодействие между частицами кластера. Взаимодействие кластера с коллективными возбуждениями ядра-остова приводит к появлению состояний колебательного, вращательного типов, а также состояний, связанных с возбуждениями самого кластера. Оператор $M1$ -перехода в КВМ берется в виде

$$\Gamma(M1) = g_R \mathbf{I} + (g_l - g_R) \mathbf{J} + (g_s - g_l) \mathbf{S} + \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} g_p (Y_2 \times \mathbf{S})_1. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{I} — полный угловой момент ядра; \mathbf{J} и \mathbf{S} — полный угловой момент и спин кластера. Для гиромангнитного отношения g_R используется гидродинамическое значение $g_R = Z/A$, а остаточное взаимодействие нуклонов учитывается перенормировкой g_s -фактора протона ($g_s \approx 0,5 g_s^{(0)}$, где $g_s^{(0)}$ — спиновое гиромангнитное отношение для свободного нуклона). Последний член в (6) феноменологически учитывает поляризацию остова и поправки, связанные с обменными мезонными токами.

В работе [24] КВМ применялась для расчета спектров и приведенных вероятностей $M1$ и $E2$ γ -переходов между нижними состояниями изотопов иода и серебра. Было получено удовлетворительное описание указанных характеристик, в том числе и вероятностей $M1$ -переходов, которые классифицируются в одночастичной модели как

l -запрещенные. Также достаточно успешным было применение КВМ и для описания свойств изотопов ксенона, золота, таллия, астата.

В работе [32] исследовались магнитные свойства изотонов с числом нейтронов $N = 126$. Главное внимание уделялось изменению вида оператора $M1$ -перехода из-за мезонных поправок. Этот оператор записывался в виде

$$\Gamma(M1) = g_l \mathbf{l} + g_s \mathbf{S} + g_p (\mathbf{Y}_2 \times \mathbf{S})_1, \quad (7)$$

где для g -факторов протона использовались эффективные значения: $g_l = 1,155$, $g_s = 5,699$, $g_p = -0,063$. Волновые функции ядерных состояний строились с учетом спиновой поляризации остова в трех различных схемах: в первом порядке теории возмущения, в приближении Тамма — Данкова, в приближении хаотических фаз и при различном выборе вида остаточного взаимодействия. В качестве базисных одночастичных функций использовались волновые функции гармонического осциллятора. Было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями $B(M1)$ l -запрещенных переходов.

Недавно в работе [33] были проведены расчеты приведенных вероятностей $M1$ -переходов, в том числе и l -запрещенных, для ряда изотопов Cs и Xe в рамках модели взаимодействующих фермионов и бозонов. Существуют различные варианты моделей такого типа, интенсивно развиваемые в последнее время (обзор этих моделей можно найти, например, в работе [34]). Математический формализм этих моделей довольно сложен, поэтому мы, не останавливаясь на деталях конкретного расчета [33], отметим только, что теория дает завышенные значения $B(M1)$ по сравнению с экспериментальными.

Общим недостатком работ рассмотренной выше группы является использование на том или ином этапе теории возмущений по межнуклонному взаимодействию, которое в ядрах не мало, и отсутствие универсальных параметров как этого взаимодействия, так и взаимодействия частица (кластер) — фонон. Как следствие, это обстоятельство заставляет варьировать вводимые параметры иногда даже для соседних изотопов. Однако следует отметить, что, за исключением работ [16, 18], авторы ставят своей целью не только расчет вероятностей l -запрещенных переходов, а пытаются теоретически описать широкий круг экспериментальных данных по конкретным изотомам, в том числе и их магнитные свойства.

2. Подходы, основанные на теории конечных ферми-систем. Согласно теории конечных ферми-систем [17], под действием внешнего поля, задаваемого оператором V_0 , в ядре возникает эффективное поле (оператор V), матричные элементы которого определяют вероятность γ -перехода. Для нахождения V необходимо решить интегральное уравнение, которое имеет следующий операторный вид:

$$V = e_q V_0 + \mathcal{F} A V. \quad (8)$$

Здесь \mathcal{F} — неприводимая в канале частица — дырка амплитуда рассеяния квазичастиц; A — частично-дырочный пропагатор; e_q — эффективный заряд квазичастицы по отношению к данному типу поля. В случае магнитно-дипольных переходов оператор V_0 действует на спиновые координаты нуклонов (структуру V_0 мы рассмотрим ниже). В соответствии с этим в амплитуде рассеяния \mathcal{F} можно оставить только члены, включающие спиновые операторы. В импульсном представлении имеем

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\pi + \mathcal{F}_{1s}. \quad (9)$$

Здесь

$$\mathcal{F}_0 = C_0 (g_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2 + g'_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2 \tau_1 \cdot \tau_2), \quad (10)$$

\mathcal{F}_π — неприводимая амплитуда однопионного обменного взаимодействия в аннигиляционном канале [35] *:

$$\mathcal{F}_\pi = -1,38C_0 (1 - 2\xi_s)^2 \sigma_1 \cdot \mathbf{k} \sigma_2 \cdot \mathbf{k} \gamma_\pi(k^2) \tau_1 \cdot \tau_2; \quad (11)$$

$$\gamma_\pi(k^2) = \left[m_\pi^2 + k^2 - \frac{0,9(1-\alpha)k^2}{1 + 0,23k^2/m_\pi^2} \right]^{-1}; \quad (12)$$

\mathcal{F}_{1s} — амплитуда двухчастичного спин-орбитального взаимодействия:

$$\mathcal{F}_{1s} = \frac{1}{2} C_1 (\kappa + \kappa' \tau_1 \cdot \tau_2) [\mathbf{p}_{12}, \mathbf{k}] \cdot (\sigma_1 + \sigma_2). \quad (13)$$

В формулах (10) — (13): σ_1, τ — операторы спина и изоспина; \mathbf{k} — импульс, переданный в процессе взаимодействия двух квазичастиц; m_π — масса π -мезона; $\mathbf{p}_{12} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, \mathbf{p}_i — оператор импульса нуклона; $g_0, g'_0, \xi_s, \alpha, \kappa, \kappa'$ — универсальные константы ТКФС; C_0 и C_1 — обезразмеривающие множители.

Работы различных авторов, основанные на ТКФС и посвященные обсуждаемой проблеме, различаются учетом тех или иных слагаемых в амплитуде рассеяния \mathcal{F} и способом решения уравнения для нахождения эффективного поля V . Впервые для исследования l -запрещенных $M1$ -переходов уравнение (8) применялось в работе В. А. Ходеля [36]. Было показано, что решение этого уравнения в общем случае имеет следующую структуру:

$$V = \alpha(r) \sigma + \beta(r) \mathbf{n} (\sigma \cdot \mathbf{n}),$$

где $\alpha(r)$ и $\beta(r)$ — некоторые функции [их вид зависит от выбора конкретной системы (ядра)]; $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Благодаря наличию члена $\mathbf{n} (\sigma \cdot \mathbf{n})$, обязанному спин-спиновому взаимодействию квазичастиц в ядре, l -запрет снимается. Хотя в [36] расчеты приведенных вероятностей конкретных переходов не проводились, общая оценка дает значение $B(M1) \sim 10^{-2}$ в единицах ядерного магнетона, что соответствует по порядку величины экспериментальным данным.

* Здесь и далее используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$.

Численные расчеты магнитных свойств ядер, в том числе и вероятностей $B(M1)$ l -запрещенных переходов, выполнялись в [37—49]. Наиболее обширные расчеты вместе с систематикой экспериментальных данных проведены в [37]. В этой работе уравнение (8) решалось в λ -представлении ($\lambda \equiv n, l, j, m_j$) с использованием осцилляторного базиса и с учетом спаривания квазичастиц. В амплитуду \mathcal{F} вносимые \mathcal{F}_π и \mathcal{F}_{1s} не включались ($\mathcal{F} = \mathcal{F}_0$), а константы g_0 и g'_0 использовались как свободные параметры. Их значения были найдены из требования наилучшего согласия $B(M1)_{\text{теор}}$ с экспериментальными по всем рассматриваемым группам ядер (изучались переходы в ядрах диапазона массовых чисел $61 \leq A \leq 205$). Оператор внешнего поля V_0 имел вид (в единицах ядерного магнетона):

$$e_q V_0 = \tilde{g}_s \mathbf{s} + \tilde{g}_l \mathbf{l}; \quad (14)$$

$$\tilde{g}_s^{(n)} \equiv e_q g_s^{(n)} = g_s^{(n)} (1 - \zeta_s) + g_s^{(p)} \zeta_s; \quad \tilde{g}_s^{(p)} \equiv e_q g_s^{(p)} = g_s^{(p)} (1 - \zeta_s) + g_s^{(n)} \zeta_s; \quad (15)$$

$$\tilde{g}_l^{(n)} = \zeta_l g_l^{(p)}; \quad \tilde{g}_l^{(p)} = (1 - \zeta_l) g_l^{(p)};$$

ζ_l — константа теории конечных ферми-систем; g_s, g_l — g -факторы свободных нуклонов.

Было получено, что для всех рассматриваемых групп ядер (оболочки $2p - 1f, 1g - 2d - 3s$ и район ^{208}Pb) можно получить универсальные значения констант g_0 и g'_0 , однако теоретические и экспериментальные значения $B(M1)$ в оболочках $2p - 1f$ и $1g - 2d - 3s$ в среднем различаются в 3 раза, а в районе ^{208}Pb — в 20 раз.

В работах [38—41] изучались магнитные свойства, включая и l -запрещенные $M1$ -переходы, околомагнитических ядер $^{207}\text{Tl}, ^{207, 209}\text{Pb}, ^{209}\text{Bi}$. Уравнение (8) также решалось в λ -представлении, вносимые \mathcal{F}_π и \mathcal{F}_{1s} в амплитуду \mathcal{F} не включались, однако одночастичные базисные функции рассчитывались в потенциале Саксона — Вудса. Наиболее существенным моментом в [38—41] было введение в оператор внешнего поля V_0 [см. (14)] тензорного члена $(3/4\pi)^{1/2} k r^2 (Y_2 \times \boldsymbol{\sigma})_1$, снимающего l -запрет, причем параметр k рассматривался как свободный. Благодаря наличию в операторе V_0 указанного члена удалось получить удовлетворительное описание l -запрещенных переходов [для четырех известных переходов в указанных ядрах в среднем отношение $B(M1)_{\text{эксп}}/B(M1)_{\text{теор}} \sim 3$, т. е. достигло того же уровня, что и для l -запрещенных $M1$ -переходов в других группах ядер].

В работе [40], использовавшей ту же схему расчета, к амплитуде рассеяния \mathcal{F}_0 были добавлены члены, связанные с обменом π - и ρ -мезонами. В результате по сравнению с работами [38, 39] было получено значительно лучшее описание l -запрещенных переходов в изотопах $^{207}\text{Tl}, ^{207, 209}\text{Pb}, ^{209}\text{Bi}$.

В работе [41] при расчете магнитных свойств изотопа ^{205}Tl был осуществлен выход за рамки чисто одноквазичастичного приближе-

ния, хотя схема расчета оператора эффективного поля была такой же, как и в [38]. Волновые функции состояний ядра ^{205}Tl строились как трехквартичные, причем предварительно решалась задача диагонализации для получения состояний ядра-остова ^{206}Pb . При построении волновых функций нечетного ядра ^{205}Tl вводилось взаимодействие нечетного протона с нейтронной дыркой и вновь решалась задача диагонализации гамильтониана взаимодействия. Взаимодействие протона и нейтронной дырки изучалось в трех вариантах: поверхностное, контактное и зависящее от плотности. Наилучшие результаты были получены с силами, зависящими от плотности. В частности, для l -запрещенного перехода $3/2^+ - 1/2^+$ $B(M1)_{\text{экс}}/B(M1)_{\text{теор}} \approx 5$.

С теоретической точки зрения схема расчета магнитных свойств ядер, использованная в [38—41], вызывает возражения [17], поскольку наиболее существенную роль для l -запрещенных переходов в ней играет эмпирический член $r^2(Y_2 \times \sigma)_1$, снимающий l -запрет. Его введение эквивалентно заданию такого же вида и эффективного заряда квазичастицы e_q . Но эта структура оператора локального заряда e_q противоречит трансляционной инвариантности и имеет неправильный предел при $A \rightarrow \infty$ (локальный заряд растет $A^{2/3}$, вместо того, чтобы убывать или хотя бы стремиться к константе). В то же время хорошее описание l -запрещенных $M1$ -переходов в районе свинца удалось получить в основном только благодаря введению этого члена.

Неудовлетворительность подхода, предложенного в работах [38—41], и большое расхождение теоретических и экспериментальных значений $B(M1)$ для l -запрещенных переходов, полученное в [37], стимулировали проведение дальнейших исследований по ТКФС магнитных свойств ядер в районе свинца. В работе [42] было изучено влияние однонионного обменного взаимодействия квазичастиц на $B(M1)$ l -запрещенных переходов. Амплитуду рассеяния квазичастиц брали в виде $\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\pi$, оператор внешнего поля V_0 — в виде (14). Уравнение (8) для эффективного поля V решалось в координатном представлении, что позволило преодолеть недостатки λ -представления, обусловленные использованием ограниченного одночастичного базиса. В результате проведенных расчетов был сделан вывод о чувствительности вероятности l -запрещенного $M1$ -перехода к \mathcal{F}_π и к величине g'_0 . Однако усиление $B(M1)$, достаточное для объяснения наблюдаемых на эксперименте значений, осуществлялось лишь в области таких значений g'_0 , где ядерная материя становилась неустойчивой к появлению λ -конденсата. Следовательно, проблема осталась открытой, и авторы [42] в качестве возможной причины усиления l -запрещенных переходов указали на однонионный обмен в канале рассеяния, хотя и не провели соответствующих оценок.

Роль спин-орбитального взаимодействия квазичастиц \mathcal{F}_{1s} в снятии l -запрета оценивалась в [43—46]. Амплитуда \mathcal{F}_{1s} при решении уравнения (8) в случае электромагнитных полей проявляет себя двояким образом. Во-первых, будучи включенной в поляризационный

член $\mathcal{F}AV$ в уравнении (8), она так же, как и амплитуда \mathcal{F}_0 , приводит к перенормировке внешнего поля и снятию l -запрета. И, во-вторых, при наложении внешнего электромагнитного поля на систему (ядро) амплитуда \mathcal{F}_{1s} сама изменяется, поскольку зависит от импульсов взаимодействующих нуклонов, а они заменяются при наложении электромагнитного поля на обобщенные [т. е. \mathbf{p}_i заменяются $\mathbf{p}_i - e\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$, где $\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$ — векторный потенциал]. В результате меняется двухчастичный зарядово-обменный ток между нуклонами, и, как следствие, возникают дополнительные поправки к магнитным моментам и вероятностям $M1$ -переходов в ядрах. Поправки такого рода к магнитным моментам были получены в [50, 51], а к оператору $M1$ -перехода — в [43]. С учетом указанного изменения оператор внешнего поля V_0 можно представить в следующем виде [44—46]:

$$\begin{aligned} e_q V_0 &\rightarrow e_q V_0^{(1s)} = e_q V_0 + \Delta V^{(1s)} = \\ &= \sqrt{4\pi} \{V_0^{(0)}(r) T_{10}^\mu(\boldsymbol{\sigma}) + V_0^{(2)}(r) T_{12}^\mu(\boldsymbol{\sigma}) + g_1 T_{10}^\mu(j)\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь в случае $M1$ -перехода нечетного нейтрона

$$V_0^{(0)}(r) = \frac{1}{2} \tilde{g}_s^{(n)} - 2C_1 m (\kappa - \kappa') \frac{Z}{A} \left[\rho(r) + \frac{2}{3} r \frac{d\rho}{dr} \right]; \quad (17)$$

$$V_0^{(2)}(r) = -\frac{\sqrt{2}}{3} C_1 m (\kappa - \kappa') \frac{Z}{A} r \frac{d\rho}{dr}, \quad (18)$$

и в случае $M1$ -перехода нечетного протона

$$V_0^{(0)}(r) = \frac{1}{2} (g_s^{(p)} - 1) - 2C_1 m \left[(\kappa - \kappa') \frac{Z}{A} \rho(r) - \frac{2}{3} (\kappa - \kappa') \frac{N}{A} r \frac{d\rho}{dr} \right]; \quad (19)$$

$$V_0^{(2)}(r) = \frac{\sqrt{2}}{3} C_1 m (\kappa - \kappa') \frac{N}{A} r \frac{d\rho}{dr}. \quad (20)$$

Для удобства мы перешли к сферическим обозначениям, введя тензорные операторы

$$T_{KL}^\mu(\mathbf{a}) = \sum_v C_{1vL\mu-v}^{K\mu} Y_{L\mu-v}, \quad (21)$$

a_v — сферические компоненты вектора \mathbf{a} , в формулах (17) — (20) $\rho(r)$ — ядерная плотность. Как следует из (16), в результате действия спин-орбитальных сил в операторе, вызывающем $M1$ -переход, появился член с тензором $T_{12}^\mu(\boldsymbol{\sigma})$, снимающий l -запрет.

Уравнение (8) с оператором V_0 в виде (16) и с амплитудой рассеяния $\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_{1s}$ решалось в координатном представлении в [44] при расчете магнитных свойств ядер в районе свинца. Было найдено, что учет спин-орбитального взаимодействия квазичастиц также не решает проблему удовлетворительного описания l -запрещенных $M1$ -переходов в этой области.

Исследование l -запрещенных $M1$ -переходов в ядрах оболочки $1g - 2d - 3s$ ($A = 111 \div 141$) проводилось в [45—47]. В этой обла-

сти, в отличие от района Pb, существенно спаривание нуклонов. В работе [47] оценивалось влияние взаимодействия квазичастица — фонон на вероятности $B(M1)$. В отличие от [37], при решении уравнения для эффективного поля в λ -представлении использовались одночастичные волновые функции, полученные с потенциалом Саксона — Вудса. Расчет характеристик квадрупольного фонона (рассматривались 2_1^+ -состояния четно-четного остова) и амплитуды взаимодействия квазичастица — фонон также проводился в рамках ТКФС. Было показано, что, хотя взаимодействие этого типа также снимает l -запрет, оно не позволяет существенно уменьшить расхождение теоретических и экспериментальных значений $B(M1)$, которое в отдельных случаях оказывалось около порядка [учет взаимодействия квазичастица — фонон менял значение $B(M1)$ не более чем на 10—15 %].

В работах [45, 46] для ядер этой же области исследовалась роль спин-орбитального взаимодействия. Уравнение (8) также решалось в λ -представлении, оператор V_0 брался в виде (16) и амплитуда рассеяния $\mathcal{F} = \mathcal{F}_0$. В результате проведенных расчетов был сделан вывод, что учет спин-орбитального взаимодействия в данной области массовых чисел ($111 \leq A \leq 141$) позволяет значительно улучшить ситуацию с l -запрещенными переходами, и существенную роль при этом, в отличие от района свинца, играет именно замена оператора V_0 в виде (14) оператором $V_0^{(1s)}$ (16). Однако, поскольку в численных расчетах уравнение (8) решалось в λ -представлении и не учитывался однопионный обмен, невыясненная роль последнего, а также неизвестный вклад виртуальных переходов с участием непрерывного спектра оставляли вопрос количественного объяснения величин $B(M1)$ открытым и для данной группы ядер.

3. Уравнения для расчета эффективного поля $M1$ -переходов с учетом непрерывного спектра и спаривания квазичастиц. В работах [42—44] уравнение (8) для эффективного поля $M1$ -перехода решалось в координатном представлении. Такой способ позволяет избежать при решении уравнения для эффективного поля трудностей, связанных на практике с ограниченностью одночастичного базиса при использовании λ -представления. Однако способ решения уравнения (8) в координатном представлении, который был разработан в работе [52] и применен в работах [42—44], мог быть использован только для околomagических ядер, где спаривательное взаимодействие нуклонов несущественно. В то же время подавляющее большинство известных l -запрещенных $M1$ -переходов приходится на такие оболочки, в которых эффектом спаривания пренебречь нельзя (см. разд. 1). Кроме того, включение однопионного обмена (амплитуда \mathcal{F}_π) в амплитуду рассеяния \mathcal{F} вообще делает невозможным решение уравнения (8) в λ -представлении. Следовательно, для проведения расчетов $B(M1)$ в ядрах с развитым спариванием и с включением в \mathcal{F} амплитуды \mathcal{F}_π необходима такая трансформация расчетной схемы, которая, с одной стороны, сохранила бы преимущества

решения в координатном представлении, а с другой, позволила бы учесть спаривательное взаимодействие квазичастиц. Эта задача была решена в [48, 49].

Наибольшую сложность при решении (8) представляет расчет частично-дырочного пропагатора A . Для околomagических ядер задача построения A была решена в [52]. Согласно этой работе, в координатном представлении $A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ имеет вид

$$A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \sum_{\lambda} n_{\lambda} \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}_2) \times \\ \times [G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \varepsilon_{\lambda} + \omega) + G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \varepsilon_{\lambda} - \omega)]. \quad (22)$$

Здесь ε_{λ} и $\varphi_{\lambda}(\mathbf{r})$ — одночастичные энергии и соответствующие волновые функции (напомним: $\lambda = n, l, j, m_j \equiv \nu, m_j$); n_{λ} — числа заполнения соответствующих состояний λ ; $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ — функция Грина одночастичного уравнения Шредингера, которую стандартным образом можно выразить через его регулярное и нерегулярное в начале координат решения; ω — энергия перехода.

Воспользуемся тем обстоятельством, что при расчете ядерной поляризуемости [второй член справа в уравнении (8)] наиболее существенный вклад эффект спаривания вносит лишь в виртуальные частично-дырочные возбуждения вблизи поверхности Ферми (как правило, в пределах оболочки с неполностью заполненными состояниями). Тогда можно использовать смешанное представление, представив пропагатор A в следующем виде:

$$A \rightarrow A_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) - A'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) + \\ + L'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega). \quad (23)$$

Здесь $A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$, как и раньше, — пропагатор без учета спаривания (22). $A'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ определим как часть полного пропагатора A , включающую суммирование только по состояниям неполностью заполненной оболочки:

$$A'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \sum'_{\lambda\lambda'} \frac{n_{\lambda} - n_{\lambda'}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} - \omega} \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}_2) \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda'}(\mathbf{r}_2), \quad (24)$$

$L'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ — пропагатор, построенный с помощью функции Грина системы со спариванием и также включающий суммирование по состояниям неполностью заполненной оболочки [последнее отражается, как и в (24), штрихом у знака суммы]:

$$L'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = - \sum'_{\lambda\lambda'} \eta_{\lambda\lambda'}^{(-)} (E_{\lambda\lambda'} \eta_{\lambda\lambda'}^{(-)} + \omega \eta_{\lambda\lambda'}^{(+)})(E_{\lambda\lambda'}^2 - \omega^2)^{-1} \varphi_{\lambda}(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda}^*(\mathbf{r}_2) \times \\ \times \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda'}(\mathbf{r}_2). \quad (25)$$

Здесь

$$E_{\lambda\lambda'} \equiv E_\lambda + E_{\lambda'}; E_\lambda = (\tilde{\epsilon}_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2)^{1/2};$$

$$\eta_{\lambda\lambda'}^{(\pm)} = u_\lambda v_{\lambda'} \pm u_{\lambda'} v_\lambda; u_\lambda = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\epsilon}_\lambda}{E_\lambda} \right) \right]^{1/2}; v_\lambda = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_\lambda}{E_\lambda} \right) \right]^{1/2};$$
(26)

$\tilde{\epsilon}_\lambda$ — одночастичные энергии, отсчитанные от соответствующего химического потенциала; Δ_λ — энергетическая щель.

Предлагаемый способ вычисления пропагатора $A_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ сохраняет схему расчета пропагатора $A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$, что позволяет в задаче со спариванием нуклонов полностью учесть вклад непрерывного спектра при расчете ядерной поляризуемости. Следовательно, появляется возможность рассчитывать магнитные, а также β -распадные (см. [53]) свойства ядер, удаленных от магических, сохраняя все преимущества координатного представления. Хотя вычисление A' и L' связано с суммированием по квазичастичным состояниям λ, λ' , из-за жестких правил отбора для спиновых операторов количество слагаемых невелико и их учет в уравнении (8) не представляет существенных трудностей. Для конкретных примеров нами была оценена точность предлагаемого способа расширением области суммирования на оболочки, соседние с неполностью заполненной. Оказалось, что такое расширение области суммирования практически не меняет вероятности перехода (не более чем на 2—3 %).

В расчетной схеме работ [48, 49] используется оператор внешнего поля V_0 в виде (16), учитывающем вклад от изменения спин-орбитального взаимодействия \mathcal{F}_{1s} в электромагнитном поле. Как показали численные расчеты, проведенные в [43, 44], а также и наши, после введения спин-орбитальных добавок в оператор перехода V_0 включение в амплитуду рассеяния квазичастиц \mathcal{F} спин-орбитального члена \mathcal{F}_{1s} слабо влияет на $B(M1)$. Поэтому в дальнейшем мы оставим амплитуду \mathcal{F} в виде: $\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\pi$ [см. (10) и (11)].

Если разложить амплитуду \mathcal{F} и эффективное поле V по сферическим тензорным операторам $T_{KL}^\mu(\sigma)$:

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{KL_1L_2\mu} \mathcal{F}_{L_1L_2}^{(K)}(r_1, r_2) [T_{K,L}^\mu(\sigma)]^+ T_{KL_2}^\mu(\sigma); \quad (27)$$

$$V(r) = \sqrt{4\pi} \left\{ \sum_{L=0,2} v^{(L)}(r) T_{1L}^\mu(\sigma) + g_l T_{10}^\mu(j) \right\}, \quad (28)$$

то после интегрирования в уравнении (8) по угловым переменным и суммирования по магнитным квантовым числам получается следующая система радиальных уравнений для определения функций $v^{(L)}(r)$:

$$v^{(L)}(r) = e_q V_0^{(L)} + \int_0^\infty r_1^2 dr_1 \int_0^\infty r_2^2 dr_2 \sum_{L_1L_2} \mathcal{F}_{L_1L_2}^{(1)}(r, r_1) \times$$

$$\times A_{sL_1L_2}(r_1, r_2; \omega) v^{(L_2)}(r_2). \quad (29)$$

Здесь каждый из индексов L, L_1, L_2 принимает значения 0 и 2. Функции $V_0^{(0)}(r)$ и $V_0^{(2)}(r)$ определены формулами (17) и (18) для нейтронных и формулами (19) и (20) для протонных γ -переходов.

Вид функций $\mathcal{F}_{L_1 L_2}^{(1)}(r_1, r_2)$ и $A_{S_1 L_1 L_2}(r_1, r_2)$ дан в работе [35].

Приведенная вероятность $B(M1)$ l -запрещенного перехода $j_i \rightarrow j_f$ определяется следующим образом:

$$B(M1) = (2j_i + 1)^{-1} |M_{j_i \rightarrow j_f}(M1)|^2, \quad (30)$$

где ядерный матричный элемент в одноквазичастичном приближении имеет вид

$$M_{j_i \rightarrow j_f}(M1) = \sqrt{4\pi} \langle v_f || v^{(2)}(r) T_{12}(\sigma) || v_i \rangle \xi_{v_i v_f}^{(-)} \quad (31)$$

и

$$\xi_{v_1 v_2}^{(-)} = u_{v_1} u_{v_2} + v_{v_1} v_{v_2}. \quad (32)$$

Таким образом, для получения приведенной вероятности $B(M1)$ l -запрещенного перехода следует решать уравнение (29), в котором учитываются спиновое, спин-орбитальное и одноопионное обменное взаимодействия квазичастиц, и, кроме того, принимается во внимание также и спаривание нуклонов в ядре.

4. Результаты расчетов и их обсуждение. Одночастичные энергии, волновые функции и функции Грина, необходимые для решения уравнения (29), рассчитывались для потенциала Саксона — Вудса с включением спин-орбитального и кулоновского (для протонов) членов с параметрами, взятыми из работы [54]. Ядерная плотность $\rho(r)$ [см. (17) — (20)] бралась в виде: $\rho(r) = \rho_0 [1 + \exp(r - R)/a]^{-1}$, $\rho_0 = 9,6 \cdot 10^6$ ($= 0,17$ фм $^{-3}$), $R = 3,1 \cdot 10^{-3} A^{1/3}$, $a = 1,51 \cdot 10^{-3}$. Для констант, параметризующих амплитуду рассеяния квазичастиц \mathcal{F} , использовали значения из монографии [17] и работы [43]. При расчете химических потенциалов, величин $\eta_{\lambda\lambda'}^{(\pm)}$, $\xi_{\lambda\lambda'}^{(-)}$, зависимостью энергетической щели Δ_λ от состояния λ , как правило, пренебрегали и значения Δ_λ брали из работы [55]. Исключение было сделано лишь при расчете характеристик нейтронных γ -переходов в нуклидах с $67 \leq N \leq 81$, у которых происходит инверсия в заполнении нейтронных подоболочек $3s_{1/2}$ и $1i_{11/2}$. Введение в расчет зависимости Δ_λ от состояния λ в указанных нуклидах улучшает описание нейтронной поверхности Ферми (подробнее см. [48]).

Анализ вклада отдельных компонент амплитуды рассеяния квазичастиц в перенормировку оператора $M1$ -перехода показывает, что для объяснения эксперимента недостаточно учесть только спиновое взаимодействие квазичастиц. Существенное влияние на согласие между теоретическими и экспериментальными значениями $B(M1)$ оказывает спин-орбитальная поправка к оператору $M1$ -перехода. Данное обстоятельство позволяет получить приближенную оценку вероятности l -запрещенного $M1$ -перехода в одночастичном приближении. Пренебрегая остаточным взаимодействием квазичастиц, но

используя в качестве оператора перехода V_0^{1s} [см. (16)], получаем

$$B(M1) = 4\pi (2j_i + 1)^{-1} |\langle v_j || V_0^{(2)}(r) T_{12}(\sigma) || v_i \rangle|^2 (\xi_{v_i v_j}^{(-)})^2. \quad (33)$$

Эту формулу использовали в ряде случаев при оценках $B(M1)$ γ -переходов между возбужденными состояниями. Если пойти дальше и учесть, что с точностью до членов порядка $(a/R)^2$ можно положить $\partial\rho/\partial r \approx -\rho_0\delta(r-R)$, пренебречь спариванием ($\xi_{v_i v_j}^{(-)} \approx 1$) и использовать в качестве функций $R_v(r)$ волновые функции гармонического осциллятора, то, независимо от значений v и массового числа A , получим приближенную одночастичную оценку (в единицах ядерного магнетона): $B(M1) = 7 \cdot 10^{-2}$. Это значение можно использовать в качестве единицы измерения при оценке времени жизни ядерных состояний по отношению к l -запрещенным переходам.

В нашей теории мы ограничились одноквазичастичной схемой, основанной на сферическом базисе, хотя возможности ТКФС позволяют, в принципе, как принять во внимание деформацию ядра [17], так и учесть, например, взаимодействие квазичастицы с фононами [56, 57]. Реализация обеих возможностей связана со значительным усложнением расчетной схемы, хотя в этом не всегда может возникнуть необходимость. Во-первых, если деформация мала, а состояния, между которыми происходит γ -переход, идентифицированы правильно, в волновых функциях основными по-прежнему будут компоненты, остающиеся при переходе к сферическому пределу, и наша схема, построенная на сферическом базисе, будет неплохим приближением.

Во-вторых, примесь к одноквазичастичным состояниям коллективной компоненты при включении взаимодействия квазичастица — фонон также не всегда сможет существенно изменить вероятность $B(M1)$, рассчитанную в одноквазичастичном приближении [47]. Здесь свою роль играют как довольно жесткие правила отбора для $M1$ -перехода, так и взаимное сокращение в матричном элементе отдельных слагаемых, появившихся в результате учета коллективных возбуждений остова. Конечно, возможны и исключения.

В нашей одноквазичастичной схеме максимально полно учитывается спиновая поляризация остова, которая, как известно, наиболее существенна именно для $M1$ -переходов. Поэтому если обнаруживается значительное отличие результатов расчета от эксперимента, то это, ввиду вышеперечисленных соображений, будет указывать на необходимость установления особых причин неадекватности расчетной схемы, причем не следует исключать и неправильную идентификацию ядерных состояний.

Обсудим в отдельности для каждой из рассмотренных групп ядер результаты расчетов вероятностей $B(M1)$ (см. разд. 1).

а. Область $27 \leq A \leq 49$. Ядра этой области достаточно сложны для расчетов, поскольку, с одной стороны, не всегда известны спаривательные константы Δ_λ , а с другой — ввиду небольшого числа частиц

в оболочке относительно более существенную роль играют мало-частичные конфигурации (например, трехквaziчастичные). Мы рассмотрели лишь нейтронные l -запрещенные переходы типа $2s_{1/2} \rightleftharpoons 1d_{3/2}$ в ядрах с $N = 19$. Получены следующие значения $B(M1)$: $^{35}\text{S} - 1,17$; $^{37}\text{Ag} - 1,94$; $^{39}\text{Ca} - 1,27$ (все значения даны в единицах $10^{-2} \mu_N^2$). Сравнение их с экспериментальными значениями $B(M1)$ показывает хорошее согласие для изотопов ^{37}Ag и ^{39}Ca и несколько хуже — для ^{35}S (см. табл. 1). В разд. 1, п. 1 отмечалась близость значений $B(M1)$ для протонных и нейтронных переходов. Данное обстоятельство, по-видимому, связано со сходством структуры нейтронных и протонных состояний, между которыми происходят переходы в легких ядрах, поскольку и в том, и в другом случае нейтроны и протоны заполняют одни и те же подоболочки.

б. Область $105 \leq A \leq 151$. В этой области массовых чисел расчеты $B(M1)$ были проведены практически для всех $M1$ -переходов, идущих на основное состояние, а также для некоторых $M1$ -переходов между возбужденными состояниями (всего 39 переходов). Результаты представлены в табл. 3 и 4. Как видно из этих таблиц, для подавляющего большинства γ -переходов рассчитанные нами значения $B(M1)$ отличаются от экспериментальных менее чем в 2 раза. Это дает основание считать такие γ -переходы в основном одноквaziчастичными. Однако имеются три l -запрещенных γ -перехода, для которых расхождение между $B(M1)_{\text{теор}}$ и $B(M1)_{\text{эксп}}$ значительное (около одного порядка): ^{125}Sb , ^{141}Nd , ^{143}Pm . Данное обстоятельство следует рассматривать как указание на необходимость поиска причин такого расхождения. Свою роль здесь могут играть и взаимодействие квази-частица — фонон, и наличие трехквaziчастичных конфигураций и пр. Не исключены также пока неизвестные нам причины, которые существенно выделяют по значениям фактора запрета $M1$ -переходы в ядрах с числами нейтронов или протонов 81—83 [см. разд. 1, а также п. (в), рассмотренный ниже].

Как отмечалось в разд. 1, п. 2, вероятности $B(M1)$ протонных переходов $2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2}$ значительно меньше вероятностей нейтронных $3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$. Наша расчетная схема отражает этот факт. Анализ показывает, что основными причинами являются как различие состояний, между которыми происходит $M1$ -переход (с ростом орбитального числа l состояний уменьшаются радиальные интегралы), так и разная структура нейтронных и протонных поверхностей Ферми, отражающаяся на числах заполнения соответствующих одно-частичных состояний.

в. Область $193 \leq A \leq 211$. Расчеты $B(M1)$ для l -запрещенных переходов в ядрах ^{207}Tl , $^{207}, ^{209}\text{Pb}$, ^{209}Bi проводились в работе [44]. Наша схема расчета для околomagических ядер отличается от работы [44] только введением в амплитуду рассеяния \mathcal{F} члена \mathcal{F}_π [см. (11)]. Расчеты $B(M1)$, проведенные нами для изотопов $^{207}, ^{209}\text{Pb}$, дали значения, практически совпадающие с результатами [44], т. е. отличающиеся от экспериментальных на 1—2 порядка (напомним, что сход-

ная ситуация для ядер этой области отмечалась и в [37]). Полученный нами результат не является неожиданным, поскольку учет амплитуды \mathcal{F}_π , проведенный ранее в [42], также не привел к улучшению согласия теории и эксперимента (правда, в [42] не принималось во внимание спин-орбитальное взаимодействие).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем некоторые общие выводы, вытекающие из проведенного изучения магнитных дипольных переходов, относящихся к категории l -запрещенных.

1. Переходы в ядрах, в которых существенно спаривание нуклонов, удается вполне удовлетворительно описать как в полуженонемологических моделях типа кластерно-вибрационной, так и в микроскопических, основанных на теории конечных ферми-систем. По крайней мере, для подавляющего большинства переходов одноквазичастичная расчетная схема ТКФС, не имеющая подгоночных параметров и принимающая во внимание спаривание нуклонов, спиновую поляризацию остова и спин-орбитальные поправки к оператору $M1$ -перехода, позволяет по большой группе переходов отражать экспериментальное поведение величин $B(M1)$ и воспроизводить их значения с точностью до коэффициента 2.

Микроскопические расчеты для вышеуказанной группы ядер выявили, что основную роль в снятии l -запрета играет спин-орбитальное взаимодействие квазичастиц. Что касается взаимодействия квазичастица + фонон, которое может быть существенно для формирования квазичастичных состояний, то его влияние на значения $B(M1)$ l -запрещенных переходов, за отдельными исключениями, не является, по-видимому, определяющим.

В количественных расчетах остался невыясненным вопрос о том, как отражается деформация ядра на значениях $B(M1)$ переходов, отнесенных к категории l -запрещенных. Последнее обстоятельство приобретает актуальность в связи с обнаружением у ядер, считавшихся сферическими, вращательных полос (например, в $^{117-127}\text{I}$ [58, 59], $^{119-133}\text{Cs}$ [60], $^{133-135}\text{La}$ [61] и др.). Однако, как следует из сравнения экспериментальных значений $B(M1)$ с рассчитанными по предложенной нами теории, наличие небольшой деформации ($\beta \leq \leq 0,15$), по-видимому, не нарушает согласия теории с экспериментом (см. табл. 4).

2. Не удается получить в рамках наиболее последовательных подходов (например, основанных на ТКФС) удовлетворительного описания экспериментальных данных для изотопов в области ^{208}Pb (ядра, содержащие дважды магический остов \pm один нуклон). Теории, учитывающие спиновую поляризацию остова, спин-орбитальное и однопионное обменное взаимодействие квазичастиц в аннигиляционном канале, дают значения $B(M1)$, на 1—2 порядка отличающиеся от экспериментальных. Этот факт кажется удивительным,

поскольку в указанных ядрах состояния, между которыми происходит γ -переход, с высокой точностью классифицируются как одночастичные. Напомним, что неудовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений $B(M1)$ получалось и в ядрах области $105 \leq A \leq 151$, когда число нейтронов N приближалось к магическому числу $N = 82$ ($^{141}\text{Nd}_{81}$, $^{143}\text{Pm}_{82}$). В связи с этими обстоятельствами представляют интерес исследования по учету однонионного обмена в канале рассеяния квазичастиц наряду с перечисленными выше слагаемыми в амплитуде \mathcal{F} .

Как отмечалось в разд. 2, п. 2, в работах [38—40] удалось добиться хорошего описания экспериментальных данных в нуклидах Tl, Pb и Bi за счет введения в локальный заряд квазичастицы члена вида $(\sigma\tau) r$, однако это противоречит трансляционной инвариантности. Было бы интересно для обсуждаемой проблемы оценить роль трансляционно-инвариантного члена типа $(\sigma\tau) r$. Исследование l -запрещенного β -перехода в ядре ^{90}Ca , проведенное в [62], показало, что по крайней мере в этом переходе его вклад существен.

Наконец, не исключено, что неудовлетворительность традиционных теоретических подходов к проблеме снятия l -запрета в районе ^{208}Pb свидетельствует о неадекватности наших представлений о ядре как системе частиц. В этом случае новые возможности для решения данной проблемы открывает релятивистская теория ядра, развиваемая Б. Л. Бирбрайром и др. (см., например, [63]). Приложение этой теории к обсуждаемой проблеме могло бы оказаться полезным как для конкретизации вводимых в ней параметров, так и для детального описания эксперимента, в первую очередь, в ядрах, соседних с дважды магическими.

3. Во всех областях ядер наблюдаются оболочечные эффекты, сказывающиеся на значениях приведенных вероятностей $B(M1)_{\text{эксп}}$ по мере приближения к магическим числам $N = 20, 28; N = 82; N = 126$.

Как отмечалось при систематике l -запрещенных $M1$ -переходов (см. разд. 1), в переходных областях ядер ($105 \leq A \leq 151$ и $193 \leq A \leq 211$) приведенные вероятности нейтронных переходов в среднем больше протонных. В этих ядрах протоны и нейтроны заполняют разные подоболочки и приходится сравнивать факторы запрета разного типа [например, $(3s_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2})$ и $(2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2})$]. Экспериментальных данных об одночастичных однотипных переходах в настоящее время очень немного и для однозначного вывода не хватает статистики. Поэтому для окончательного заключения о соотношении вероятностей протонных и нейтронных переходов было бы целесообразно расширить экспериментальную информацию о протонных $(3_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2})$ и нейтронных переходах $(2d_{5/2} \rightleftharpoons 1g_{7/2})$ в ядрах, где одно из указанных состояний является основным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берлович Э. Е. Препринт ФТИ № 110, Л., 1968.
2. Марупов Н. З., Морозов В. А., Муминов Т. М. Препринт ОИЯИ Р6-9005, Дубна, 1975.
3. Andreitcheff W., Zamick L., Marupov N. Z. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A351. P. 54—63.
4. Бонч-Осмоловская Н. А., Долгополов М. А., Копытин И. В., Морозов В. А. Препринт ОИЯИ Р6-85-868, Дубна, 1985.
5. Войханский М. Е. Гамма-лучи. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1961. С. 10—13.
6. Doll P., Mackh H., Mairle G., Wagner G. J.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A230. P. 329—342.
7. Doll P., Mairle G., Breuer H.//J. Phys. (Lond.). 1979. Vol. G5. P. 1421—1431.
8. Doll P., Wagner G. J., Knöpfle K. T., Mairle G.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A263. P. 210—236.
9. Fernandes M. A. G., Rao M. N.//J. Phys. (Lond.). 1977. Vol. G3. P. 1397—1413.
10. Berrier G., Vergnes M., Rotlard G., Kalifa I.//J. Phys. (Paris). 1976. Vol. 37. P. 311—328.
11. Conjeaud M., Harar S., Cassagnou Y.//Nucl. Phys. 1968. Vol. A117, P. 449—471.
12. Szanto de Toledo A., Hafner H., Klapdor H. V.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A320. P. 309—334.
13. Flynn E. R., Hardekopf R. A., Sherman J. D. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A279. P. 394—412.
14. Moyer R. A., Cohen B. L., Diehl R. C.//Phys. Rev. 1970. Vol. C2. P. 1898—1916.
15. Moyer R. A.//Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 1678—1705.
16. Arima A., Horie H., Sano M.//Progr. Theoret. Phys. 1957. Vol. 17. P. 567—581.
17. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
18. Берлович Э. Е., Букат Г. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 214—221.
19. Mavromatis H. A., Zamik L., Brown G. E.//Nucl. Phys. 1966. Vol. A80. P. 545—564.
20. Hamamoto I.//Phys. Lett. 1976. Vol. B61. P. 343—346.
21. Häusser O., Khanna F. C., Ward D.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A194. P. 113—138.
22. Heyde K., Waroquier M., Meyer R. A.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 1219—1244.
23. Alaga G., Ialongo G.//Nucl. Phys. 1967. Vol. A97. P. 600—608.
24. Paar V.//Nucl. Phys. 1973. Vol. A211. P. 29—76.
25. Paar V.//Phys. Lett. 1972. Vol. B39. P. 587—590.
26. Paar V., Brant S.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A303. P. 96—110.
27. Paar V.//Phys. Rev. 1975. Vol. C11. P. 1432—1442.
28. Paar V., Vieu Ch., Dionisio J. S.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A284. P. 199—208.
29. Paar V., Koene B. K. S.//Z. Phys. 1976. Vol. A279. P. 203—211.
30. Szanto de Toledo A., Rao M. N., Sala O., Kempotic F.//Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 438—452.
31. Giannatiempo A., Perego A.//Z. Phys. 1984. Vol. A317. P. 79—81.
32. Towner I. S., Khanna F. C., Häusser O.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A277. P. 285—300.
33. Arias J. M., Alonso C. E., Bijker R.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A445. P. 333—349.

34. Джолос Р. В., Лемберг И. Х., Михайлов В. М. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 280—348.
35. Борзов И. Н., Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 848—904.
36. Ходель В. А. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 24—27.
37. Бирбраир Б. Л., Ерохина К. И., Исаков В. И., Лемберг И. Х. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1618—1624.
38. Bauer V., Speth J., Klemt V. e.a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. A209. P. 535—556.
39. Speth J., Werner R., Wild W. // Phys. Rep. 1977. Vol. 33C. P. 127—208.
40. Speth J., Klemt V., Wambach J., Brown G. E. // Nucl. Phys. 1980. Vol. A343. P. 382—416.
41. Zamick L., Klemt V., Speth J. // Nucl. Phys. 1975. Vol. A245. P. 365—375.
42. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. С. 2061—2066.
43. Садовникова В. А. // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1527—1530.
44. Dmitriev V. F., Telitsin V. B. // Nucl. Phys. 1983. Vol. A402. P. 581—595.
45. Долгополов М. А., Копытин И. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 102—104.
46. Долгополов М. А., Копытин И. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 85—87.
47. Долгополов М. А., Копытин И. В., Кулапин Л. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 2397—2401.
48. Бонч-Осмоловская И. А., Долгополов М. А., Копытин И. В., Морозов В. А. Сообщение ОИЯИ Р4-85-759, Дубна, 1985.
49. Долгополов М. А., Копытин И. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1023—1028.
50. Пик-Пичак Г. А. // ЯФ. 1967. Т. 6. С. 265—269.
51. Lipparini E., Stringari S., Traini M. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A293. P. 29—45.
52. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 221—285.
53. Долгополов М. А., Копытин И. В. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 579—586.
54. Фаянс С. А. Препринт ИАЭ-1593, М., 1968.
55. Kisslinger L. S., Sorensen R. A. // Rev. Mod. Phys. 1963. Vol. 35. P. 853—915.
56. Бирбраир Б. Л., Кирьянов К. Е. Препринт ЛИЯФ № 140, Л., 1975.
57. Бирбраир Б. Л. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1223—1240.
58. Gordon D. M., Gai M., Gaigalas A. K. e.a. // Phys. Lett. 1977. Vol. B67. P. 161—164.
59. Hagemann U., Keller H. J., Brinckmann H.-F. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A289. P. 292—316.
60. Gard U., Sjoreen T. P., Fossan D. B. // Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 207—228.
61. Chiba J., Hayano R. S., Sekimoto M. e.a. // J. Phys. Soc. (Japan). 1977. Vol. 43. P. 1109—1118.
62. Хафизов Р. У. Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. // Тезисы докл. XXXVI совещания. Л.: Наука, 1986. С. 255.
63. Бирбраир Б. Л., Савушкин Л. Н., Фоменко В. Н. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 44—51.