

УДК 539.14

О МАГИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ЯДРА ^{146}Gd И СВОЙСТВАХ СОСЕДНИХ ЯДЕР

С. А. Артамонов, В. И. Исаков, Ю. Н. Новиков,
С. Г. Оглоблин, В. Р. Шагинян

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Ленинград

И. А. Ломаченков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На основе представлений о магическом характере ядра ^{146}Gd проведен систематический теоретический анализ большой совокупности экспериментальных данных для ряда четных и нечетных ядер вблизи ^{146}Gd . Результаты вычислений свидетельствуют о том, что ядро ^{146}Gd обладает всеми свойствами, присущими магическому нуклиду.

On the basis of the idea of the magedcity of ^{146}Gd nuclei a systematic theoretical analysis of numerous experimental data has been performed. The results indicate that the ^{146}Gd nuclei peculiaritis are the same that those of other magic nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени известно около 300 стабильных ядер, свойства которых изучены весьма подробно. Примерно о двух с половиной тысячах ядер, которые являются нестабильными, имеется та или иная экспериментальная информация. Еще две-три тысячи нуклоноустойчивых ядер предстоит открыть. Таким образом, всего в области, лежащей на нуклидной карте рис. 1 между границами $B_p = 0$ с «северо-запада», $B_n = 0$ с «юго-востока» и границей, соответствующей большим ширинам α -распада и обращению в нуль барьера спонтанного деления — с «северо-востока», имеется примерно пять-шесть тысяч ядер [1].

Среди всего этого количества нуклидов существует лишь небольшое число ядер, называемых магическими, у которых заполнены протонные и нейтронные оболочки и которые в силу этого обладают повышенной устойчивостью и рядом других характерных особенностей.

На рис. 1 параллели и меридианы отмечают протонные и нейтронные магические числа. Кроме классических магических ядер с $Z(N) = 2, 8, 20, Z = 50, 82$ и $N = 82, 126$, изображенных черными кружками, на карте заштрихованными кружками изображены также и другие нуклиды, проявляющие магические свойства. Среди последних следует отметить ядро $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$, у которого классическая магич-

ность по нейтронам $N = 50$ способствует проявлению магичности протонной конфигурации с $Z = 40$, а также ядро $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$, которое в последнее время также рассматривается как магическое. Из всех открытых к настоящему времени магических ядер два, а именно $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$ и $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$, расположены вне долины стабильности и поэтому нестабильны относительно β -распада, проявляя во всех других отношениях характерные для магических ядер свойства. Повышенный интерес к магическим ядрам проявляется прежде всего потому,

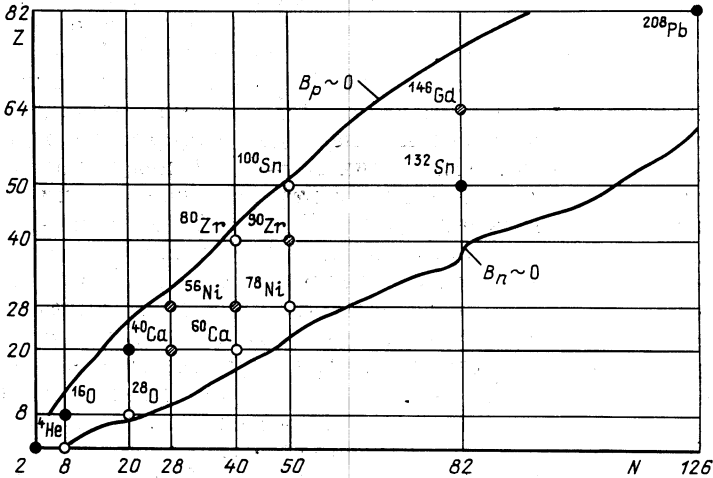


Рис. 1. Нуклидная карта:

● — классические магические ядра; ◐ — ядра, проявляющие магические свойства; ○ — пока экспериментально не обнаруженные кандидаты на статус магических ядер.

что среди сложных ядер, состоящих из многих частиц, они являются объектами, к которым наиболее применимы многие из используемых в ядерной физике расчетных методов. В этом смысле они являются полигоном для исследования как применимости различных приближений, используемых в ядерных расчетах, так и свойств эффективно-го взаимодействия в ядрах. Именно поэтому появление каждого нового кандидата на статус магического ядра является событием, достойным внимания.

Ниже мы сначала рассмотрим ряд экспериментальных фактов, на основании которых можно сделать вывод о магичности ^{146}Gd , а затем на основе представлений о магичности этого ядра опишем широкую совокупность экспериментальных данных, касающихся как самого ядра ^{146}Gd , так и окрестных ядер.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Исторически первой экспериментальной работой, в которой обращалось внимание на аномалию в энергетике α -распада ядер с $Z \approx 64$ при $N \sim 82$, была работа Расмуссена и др. [2]. Особенно отчетливо при этом проявились эффекты, связанные с оболочкой $N = 82$; в частности, обнаружилось, что E_α максимальны для $N = 84$, а по энергии α -частиц E_α при $N \geq 84$ существенно больше жидкокапельных оценок. Вместе с тем был отмечен и тот факт, что при $N = 84$ увеличение E_α при переходе от $Z = 64$ к $Z = 65$ в материнском ядре существенно больше аналогичного увеличения, происходящего при переходе от $Z = 63$ к $Z = 64$, что свидетельствует об аномалии при $Z = 64$. Свидетельством особенностей α -распада ядер вблизи ^{146}Gd явились также и результаты работы [3], где были проведены систематические измерения энергий и периодов полураспада ряда четно-четных изотонов, соответствующих $N = 84$. Проведенная авторами обработка экспериментальных результатов выявила минимальность приведенной ширины α -распада для $Z = 64$. В то же время энергии α -частиц, испускаемых такими ядрами, монотонно возрастают с увеличением Z , претерпевают скачок при переходе от $Z = 64$ к $Z = 66$ в материнском ядре. В последнее время проведены систематические измерения энергий и времен жизни многочисленных α -излучателей в рассматриваемой области ядер. При этом выяснилось, что приведенные ширины α -распада обладают характерной особенностью, а именно в любой цепочке изотонов, имеющей нечетные значения Z , приведенная ширина α -распада всегда имеет резкий минимум, соответствующий «пересечению» при α -распаде $Z = 64$, т.е. минимум при α -распаде материнского ядра с $Z = 65$ [4] (рис. 2). Этот минимум возникает из-за возрастания степени заторможенности указанных α -переходов и связан с резкой сменой протонных орбиталей, обусловленной существованием большой энергетической щели в спектре одночастичных протонных уровней при $Z = 64$.

Другими важными указаниями на особенность ядра ^{146}Gd являются свойства спектра этого ядра и систематика энергий первых фононных 2_1^- и 3_1^- -состояний в четно-четных ядрах с $N = 82$. Так, в [5] было выяснено, что первым возбужденным уровнем в ^{146}Gd является не состояние 2_1^+ , как это имеет место в тяжелых четно-четных ядрах, удаленных от магических, а уровень 3_1^- , энергия которого сравнительно велика (1,58 МэВ). Выяснилось также, что состояние 3_1^- , о котором идет речь, является сильно коллективизированным, а именно $B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_1^+) = 37 \text{ W.u.}$ [6]. В то же время уровень 2_1^+ в ^{146}Gd лежит достаточно высоко ($\omega_{2_1^+} = 1,97 \text{ МэВ}$), а коллективизация его, по всей видимости, небольшая: $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \geq 0,4 \text{ W.u.}$ [7]. Все это вместе взятое сильно напоминает ситуацию в ядре ^{208}Pb , являющемся классическим «дважды магом», и в котором $\omega_{3_1^-} = 2,62 \text{ МэВ}$, $\omega_{2_1^+} = 4,08 \text{ МэВ}$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 8 \text{ W.u.}$ и

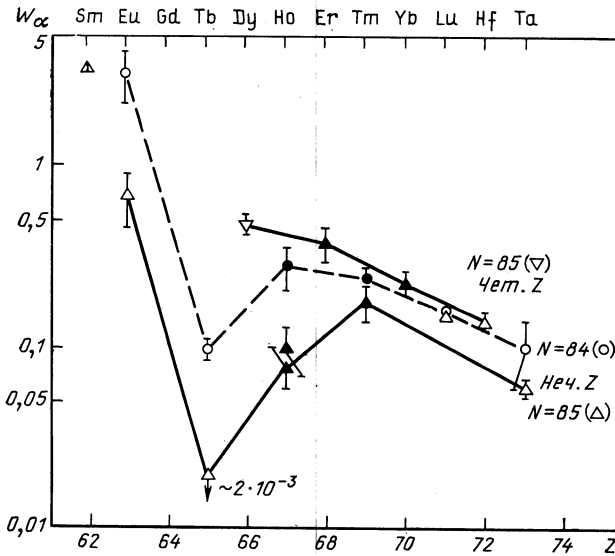


Рис. 2. Систематика приведенных ширин α -распадов при пересечении $Z = 64$: черные кружки и треугольники — результат измерений на установке ИРИС

$B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_1^+) = 30 \text{ W.u.}$ На рис. 3 приведена систематика энергий 3_1^- и 2_1^+ -состояний в четно-четных изотопах с $N = 82$, где видна

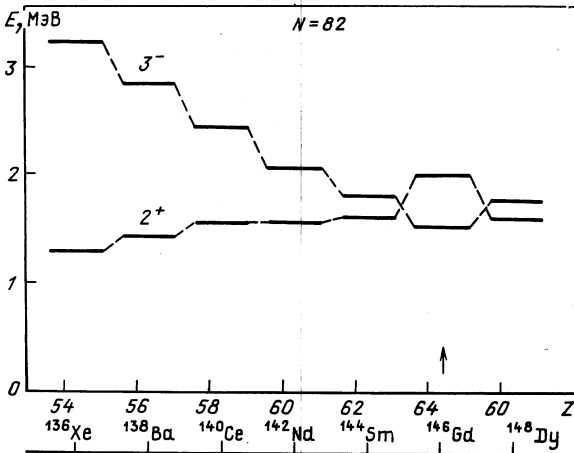


Рис. 3. Систематика энергий первых 2^+ - и 3^- -уровней в ядрах вблизи ^{146}Gd

отчетливая аномалия, соответствующая $Z = 64$. Для сравнения на рис. 4 приведены аналогичные данные для области $A = 90$, где протонная оболочка 28—50 при $N = 50$ также расщепляется на две

оболочки, образуя магическую конфигурацию, соответствующую $Z = 40, N = 50$. Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что по систематике энергий первых фоновых уровней ядро ^{146}Gd является «магичнее», чем ядро ^{90}Zr .

На рис. 5 в координатах Z, N изображены изоэнергетические линии [8] для состояний 2^+ в четно-четных ядрах интересующей нас

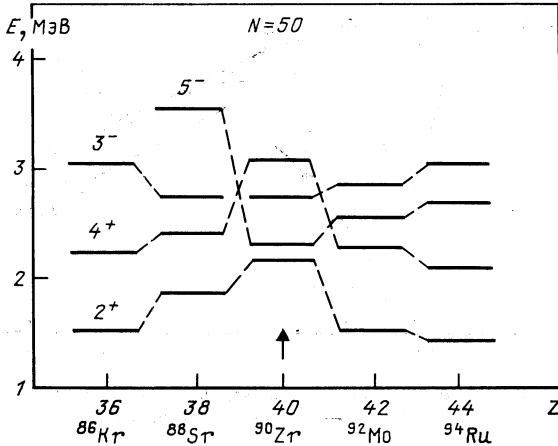


Рис. 4. Систематика энергий первых 2^+ -, 4^+ -, 3^- - и 5^- -уровней вблизи ^{90}Zr

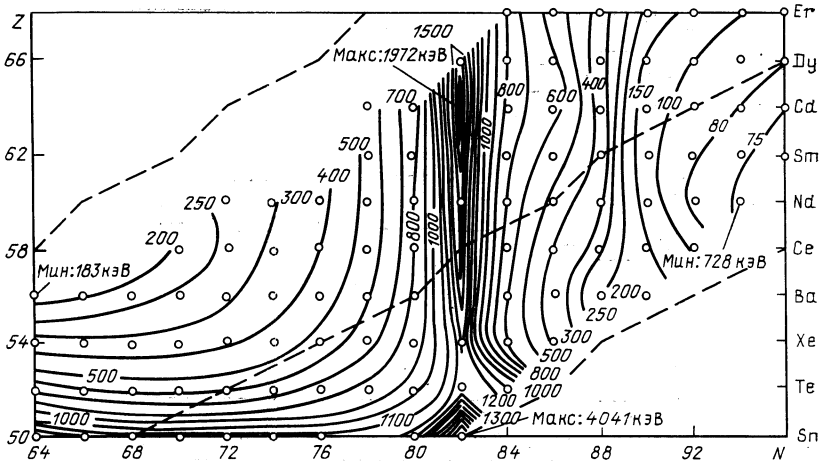
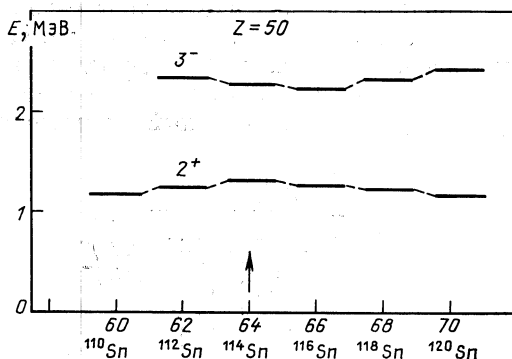


Рис. 5. Рельеф энергетической поверхности для 2^+ -уровней, охватывающей области ядер ^{132}Sn и ^{146}Gd

области. Видно, что ядру ^{146}Gd соответствует вершина поверхности, причем на таких же вершинах расположены и другие магические

Рис. 6. Систематика энергий 2^+_{1-} и 3^-_{1-} уровней в изотопах Sn



ядра. В связи со сказанным выше встает вопрос о том, в какой мере магические свойства конфигурации с 64 нуклонами проявляются в нейтронной системе. На рис. 6 изображена систематика энергий 3^-_{1-} и 2^+_{1-} уровней в четно-четных изотопах Sn, где протоны образуют замкнутую конфигурацию с $Z=50$. Видно, что эффект здесь

значительно слабее, чем на рис. 3, так что можно считать, что в нейтронной системе небольшое сближение состояний 3^-_{1-} и 2^+_{1-} при $N=64$ соответствует заполнению подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$. Заметно также

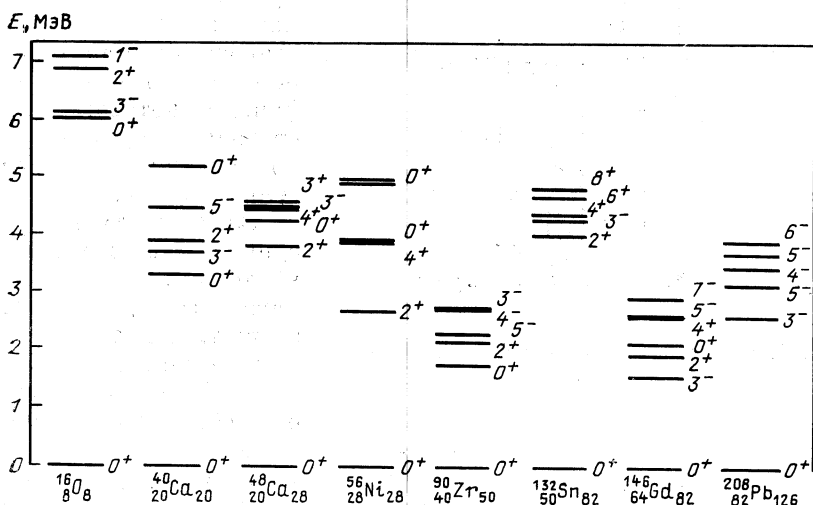


Рис. 7. Спектры нижних уровней магических ядер

и существенное различие в абсолютных энергиях первых 2^+_{1-} состояний в сферических ядрах с одной заполненной оболочкой ^{114}Sn , когда $\omega_{2^+_{1-}} \sim 1$ МэВ и энергии 2^+_{1-} уровня в ^{146}Gd , где $\omega_{2^+_{1-}} \sim 2$ МэВ. На рис. 7 приведены спектры нижних состояний ядер, считающихся в настоящее время магическими. Видно, что система уровней в ^{146}Gd напоминает таковую в ядре ^{208}Pb , хотя и следует отметить, что ядро ^{208}Pb является более «жестким».

Аналогию ядра ^{146}Gd с классическим «магом» ^{208}Pb можно показать и на примере свойств соседних с упомянутыми нуклидами нечетных ядер. Так, в ядре ^{209}Bi наблюдается, как известно, узкий мультиплет фонов-квазичастичных состояний, имеющих природу $\{p1h_{9/2} \otimes 3^-\}$. Аналогичный мультиплет уровней, имеющих структуру $\{n2f_{7/2} \otimes 3^-\}$, наблюдается [9] и в нечетном ядре ^{147}Gd (рис. 8). Состояние $13/2^+$ этого мультиплета должно быть сильно смешано с расположенным ниже одночастичным состоянием $n1i_{13/2}$ и значительно сдвинуто по энергии вверх. В этой связи вызывает сомнение трактовка авторами [9] состояния $13/2^+$ (997,1 кэВ) в ^{147}Gd как чисто мультиплетного. По-видимому (см. далее), этот уровень является также сильно смешанным, в волновой функции которого одночастичная и мультиплетная компоненты составляют сравнимые доли.

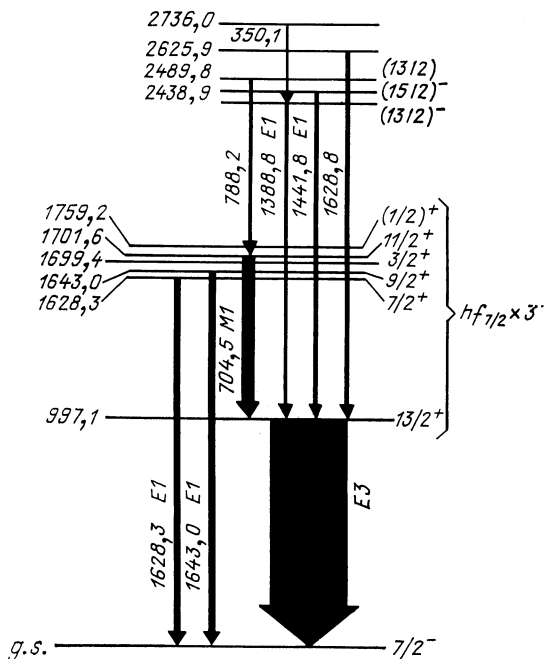


Рис. 8. Фонов-квазичастичный мультиплет в ^{147}Gd

Следует отметить, что одним из самых главных критериев, определяющих магичность ядра, является энергетическая щель в спектре одночастичных состояний между занятыми и свободными уровнями.

В табл. 1 представлены имеющиеся к настоящему времени данные об одночастичных протонных и нейтронных щелях δ_p и δ_n в спектрах магических ядер. Соответствующие данные получены из разностей масс основных состояний магического и соседних нечетных ядер

Таблица 1. Экспериментальные значения одночастичных протонной и нейтронной щелей δ_p и δ_n в магических ядрах. Данные взяты из [10, 11]

Ядро	^{40}Ca	^{90}Zr	^{132}Sn	^{146}Gd	^{208}Pb
δ_p , МэВ	7,24	3,20	5,68	3,40	4,21
δ_n , МэВ	7,28	4,78	5,86	3,87	3,43

с использованием теоремы Коопмана, справедливой в отсутствие спаривательных корреляций. В свою очередь, отсутствие таких корреляций демонстрируется в случае магических ядер на всем объеме информации о свойствах таких объектов.

Из данных табл. 1 явствует, что разрыв в одночастичном спектре в ядре ^{146}Gd имеется и значение разрыва примерно то же, что и в других магических ядрах.

Что касается одночастичных характеристик спектра, то имеется еще один серьезный аргумент, указывающий на то, что эффекты,

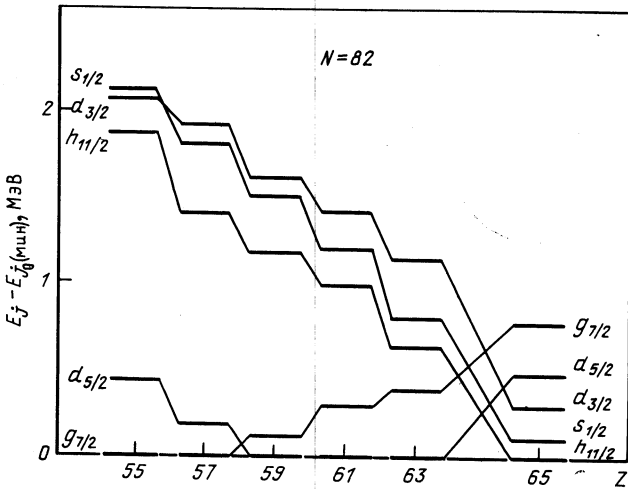


Рис. 9. Энергии одноквазичастичных уровней в изотопах с $N = 82$ [12]

проявляющиеся в ^{146}Gd , связаны с заполнением не подоболочек, а с возникновением новой оболочки $Z = 64$ при $N = 82$. Рассмотрим ряд изотонов с нечетными Z и четными N , в котором Z постепенно возрастает, изменяясь, чтобы не менялся тип системы, на две единицы. Из-за монотонной и плавной вариации положения химического потенциала λ_p энергии протонных квазичастичных состояний будут меняться таким образом, что в пределах заполняющейся оболочки по мере возрастания числа частиц будут происходить последовательные, одно за другим, пересечения квазичастичных уровней. Совершенно другая картина наблюдается, если мы переходим «через оболочку». В этом случае изменение положения химического потенциала значительно больше, чем расстояния между подоболочками, так что происходит одновременное пересечение нескольких орбиталей. На рис. 9 приведен экспериментальный [12] спектр одноквазичастичных состояний в нечетно-протонных ядрах с $N = 82$, в котором явственно проявляется упомянутая тенденция. Такие скачки энергий групп уровней служат еще одним доказательством магичности ^{146}Gd .

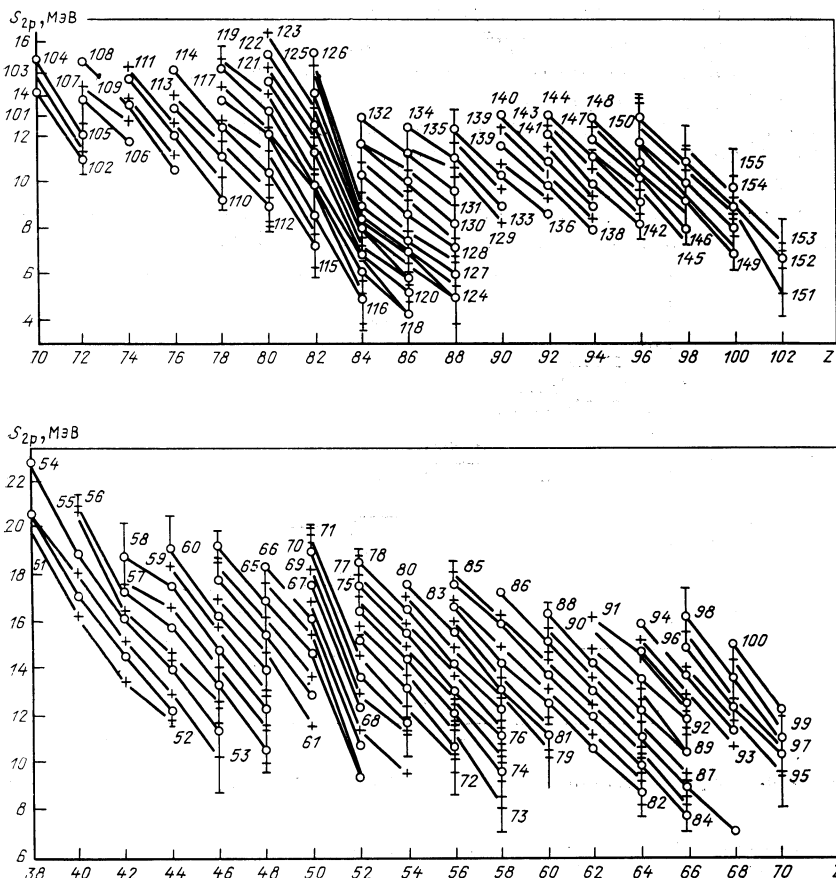


Рис. 10. Энергии отделения двух протонов в стабильных ядрах

Рассмотрим также круг экспериментальных результатов, появившихся в последнее время и касающихся парных энергий отделения протонов S_{2p} в ядрах интересующей нас области. Как известно, при переходе «через оболочку» значение парной энергии отделения имеет характерный бросок в сторону уменьшения, накладывающийся на общую плавную зависимость от числа нуклонов. Такой излом значения S_{2p} давно известен около классических магических ядер (рис. 10, взятый из [10]). В последнее время появились аналогичные данные и для ядер области $Z = 64$, $N = 82$ [11, 13]. На рис. 11 изображены значения S_{2p} для ядер области ^{146}Gd , взятые из [13], причем отчетливо виден характерный излом, аналогичный таковому на рис. 10. Следует отметить, что, как видно из рис. 11, магичность

протонной конфигурации с $Z = 64$ довольно быстро исчезает при изменении числа нейтронов от $N = 82$ на несколько единиц, так что ее не видно уже при $N > 86$. Аналогичный вывод можно сделать и из анализа данных по α -распаду ядер рассматриваемой области. Сам по себе факт «взаимной стабилизации» оболочек не представляется неожиданным. Так, известно, что очень хорошая протонная оболочка с $Z = 82$ разрушается при существенном уменьшении числа нейтронов от $N = 126$ [14]. Аналогичная картина наблюдается и в изотопах Zr. Особенность магичности, связанной с $Z=64$, $N=82$, состоит по сравнению с областью свинца в том, что она носит более локальный характер.

Еще одним аргументом в пользу предположения о магичности ^{146}Gd является поведение протонных парных энергий. Парной энергией $P=2D$ по определению называется удвоенное расстояние между энергетическими поверхностями с четными и нечетными числами

нуклонов соответствующего сорта (при фиксированном числе нуклонов другого сорта). В случае систем с развитой сверхтекучестью значение D совпадает со значением сверхтекучей корреляционной функции Δ . Если число нейтронов N четно, усредненное значение Δ_p описывается формулой $D_p^{(Z, Z+1)} = \Delta_p \approx 9,57Z^{-0,53}$ МэВ [10]. Однако вблизи замкнутых оболочек, когда в магическом ядре сверхтекучесть обращается в нуль, величина D теряет физический смысл корреляционной функции, являясь комбинацией масс ядер, отражающей меру неоднородности спектра одночастичных состояний. По значению же D_p оказывается существенно больше средних значений, описываемых приведенной выше формулой. Пики D_p видны при $Z = 82$ (рис. 12 из [10]). Из рисунка видно, что для ядер с $N \sim 82$ при подходе к $Z = 64$ слева происходит возрастание D_p . Этот факт также является эмпирическим свидетельством магичности протонной оболочки $Z = 64$ при $N = 82$. Здесь следует указать, что в последнее время экспериментаторам удалось продвинуться в область больших значений Z . При этом выяснилось, что при приближении к границе протонной нестабильности, когда Z уже достаточно удалено от $Z = 64$, соответствующего магической конфигурации, и D_p снова обретает смысл корреляционной функции Δ_p , значение D_p продолжает монотонный рост [15], что, возможно, связано с изменением формы ядер при приближении к границе протонной устойчивости.

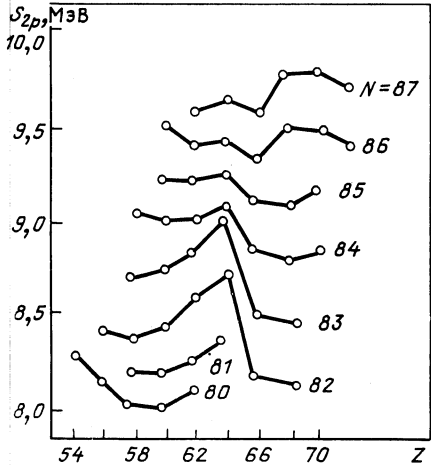


Рис. 11. Энергии S_{2p} в ядрах вблизи ^{146}Gd

Тем не менее при N , близком к 82, и Z вблизи 64 в поведении Δ_p (Z) аномалия сохраняется (см. ниже).

Одним из наиболее характерных свойств магических ядер является сферичность их формы, ибо в противном случае нельзя надеяться на ярко выраженное группирование одночастичных уровней среднего ядерного потенциала в оболочке (мы не рассматриваем здесь

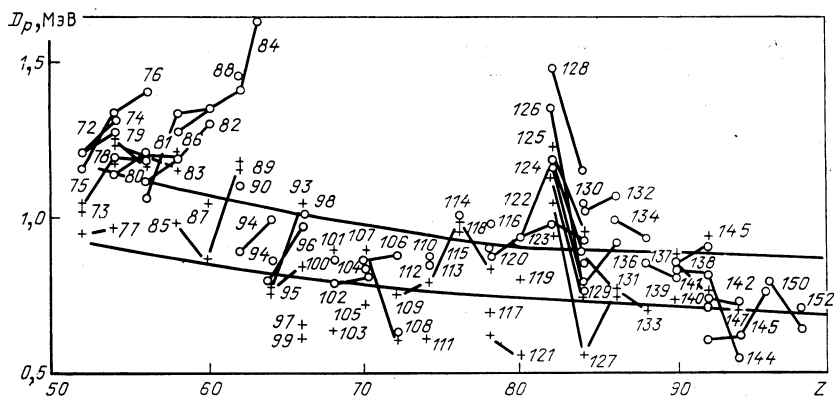


Рис. 12. Парные протонные энергии стабильных ядер

очень сильные деформации, когда возможно появление новых оболочек и изомеров формы [16, 17]). Хорошо известны классические области деформированных ядер: ядра редкоземельных элементов, актиноиды и легкие ядра с $N, Z \sim 10$, а также с $A \sim 8$. Экспериментально открыты также и новые области деформации, в частности район нейтронно-дефицитных ядер с $50 < Z, N < 82$. Впервые указания на деформацию ядер этой области появились в [18]. Ядро ^{146}Gd лежит как бы посередине между этой новой областью деформации и традиционной областью деформации ядер редкоземельных элементов, в непосредственной близости к указанным районам. Поэтому вполне резонно поставить вопрос о том, является ли упомянутое ядро сферическим. В этой связи можно сослаться на проведенные в последнее время систематические расчеты ядерных деформаций, сделанные в [8], где были вычислены поверхности потенциальной энергии для очень большого числа ядер, как стабильных, так и удаленных от дорожки стабильности. Расчеты проводились с использованием метода оболочечной поправки, предложенного в работах Струтинского [19]. На рис. 13 представлен результат вычислений, причем овалами изображены области N и Z , характеризующиеся деформацией в основном состоянии. Видно, что расчет правильно воспроизводит экспериментально установленные области деформации и при этом подтверждается, что ядро ^{146}Gd , так же как и ^{90}Zr , является сферическим. Расчет демонстрирует, что упомянутые ядра имеют общее свойство,

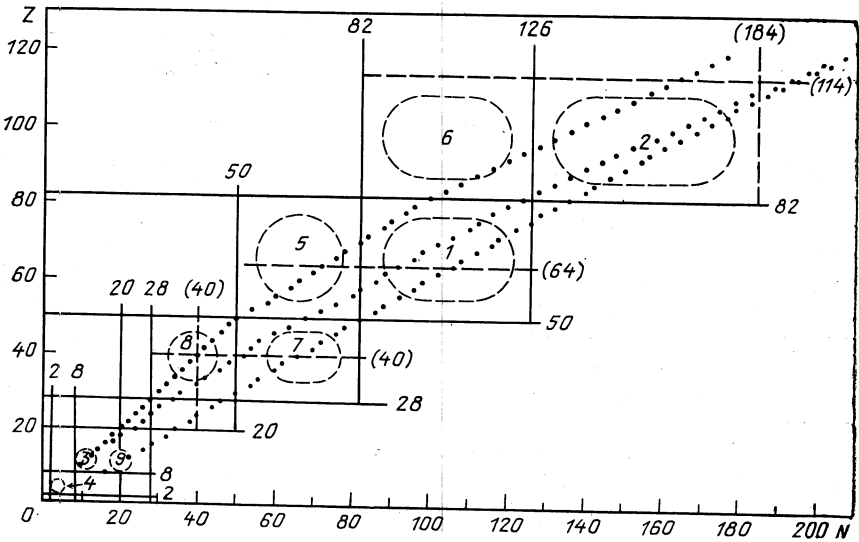


Рис. 13. Области расчетных ядерных деформаций: средняя линия, обозначенная черными точками, соответствует ядрам, принадлежащим β -стабильности; верхняя (нижняя) линия ограничивает области протонно(нейтронно)-избыточных ядер

а именно магичность протонной оболочки с $Z = 64$ (40) проявляется только при N , близком 82 (50), т.е. имеет локальный характер в отличие, например, от ядра ^{208}Pb . Это совпадает с аналогичным утверждением, высказанным выше на основе анализа экспериментальных данных по α -распаду, и значением S_{2p} в ядрах области $Z = 64$, $N = 82$.

В заключение обзора данных, свидетельствующих о магичности ^{146}Gd , отметим и такое косвенное свидетельство магичности, как наличие в ядрах этой области большого числа изомеров, которые можно интерпретировать как изомеры «конфигурационной» природы [20, 21]. Аналогичная картина наблюдается и в ядрах вблизи свинца [22, 23]. Причина такой изомерии заключается в несистематической зависимости энергии расщепления малочастичных конфигураций в результате действия остаточных сил от полного спина J . В этом смысле ситуация резко отличается от имеющей место в четно-четных ядрах вдали от магических, где наблюдается монотонное возрастание энергий с увеличением спина, характерное для коллективного движения.

Далее мы рассмотрим результаты расчетов, описывающих большую совокупность экспериментальных данных о ^{146}Gd и соседних с ним ядрах, базируясь на представлениях, развитых выше для описания свойств ядер вблизи магического нуклида ^{208}Pb . Естественно

считать, что основным теоретическим аргументом в пользу магичности ^{146}Gd является возможность описания всего круга экспериментальных данных на основе указанных представлений.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ

Одночастичные характеристики ядер вблизи ^{146}Gd . Отталкиваясь от изложенного выше, дальнейший анализ мы будем проводить, основываясь на утверждении о сферической форме ^{146}Gd . К настоящему времени имеется подробная информация о массах четных и нечетных ядер и о структуре спектров нечетных ядер рассматриваемой области. Эти данные позволяют с достаточной точностью восстановить структуру одночастичного спектра вблизи поверхности Ферми. Соответствующие протонные спектры изображены на рис. 14. Отметим, что экспериментальные данные указывают на то, что низколежащее состояние $13/2^+$ в ^{147}Gd имеет сильную примесь мультиплетного компонента $\{n2f_{7/2} \otimes 3^-\}$, что согласуется с имеющимися в литературе указаниями на проявление существенного вклада одночастичной силы состояния $i_{13/2}$ при энергиях, больших экспериментальной энергии уровня $13/2_1^+$ в ^{147}Gd [24].

Первым шагом в понимании экспериментальной ситуации в ядрах района ^{146}Gd должно быть воспроизведение экспериментального одночастичного спектра с помощью феноменологического потенциала типа Вудса — Саксона. Это было сделано в [25—27]. Известно, что такой потенциал хорошо воспроизводит усредненные данные в районе доли-

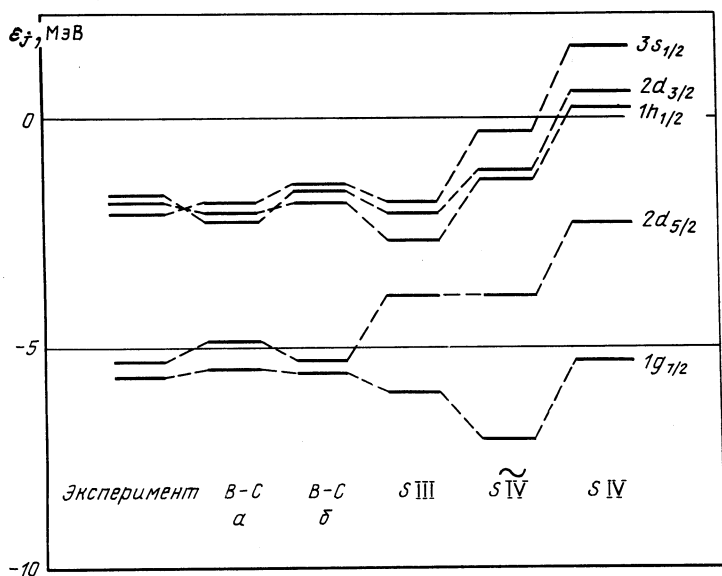


Рис. 14. Одночастичные протонные спектры в районе ^{146}Gd

ны стабильности. В [25—29] феноменологический потенциал, так же как и при описании ядер в районе долины стабильности, параметризовался в виде, аналогичном [30]:

$$\left. \begin{aligned} v^{(n,p)} &= u^{(n,p)}(r) + u_{LS}^{(n,p)}(r, \xi) + u_{\text{coul}}(1/2 - t_z); \\ u &= V/\{1 + \exp[(r - R)/a]\}, \quad u_{LS} = \frac{\kappa}{r} \frac{du}{dr} \sigma_l. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Входящие в потенциал (1) параметры подбирались из условия наилучшего согласия с опытом по энергиям одночастичных состояний в ядрах типа ¹⁴⁶Gd ± нуклон минимизацией соответствующего функционала. Процедура определения параметров была повторена дважды. В первом варианте подгонки (вариант «а» [25, 29] на рис. 14) значения $R = r_0 A^{1/3}$ фм, $R_{\text{coul}} = r_c A^{1/3}$ фм брались аналогичными работе [30], в то время как параметры V , a и κ подбирались из условия наилучшего согласия с опытом. Во втором варианте подгонки (вариант «б» [26—28] на рис. 14) допускалась вариация значений r_0 и r_{coul} для дырочных уровней от значений работы [30]. При этом согласие с опытом существенно улучшается, а минимум функционала достигается при значениях $r_c = 1,30$ фм, $r_0 = 1,24$ фм для протонов и $r_0 = 1,21$ фм для нейтронов ($r_c = 1,15$ фм для частичных уровней). Значения оптимальных параметров V , κ и a , полученных в результате минимизации, а также соответствующие значения из [30], экстраполированные к ядру ¹⁴⁶Gd, приведены в табл. 2. Из нее

Таблица 2. Сравнение параметров одночастичного потенциала, полученных нами, с параметрами работы [30]

Параметр	Протоны			Нейтроны		
	[30]	«а»	«б»	[30]	«а»	«б»
V , МэВ	-55,3	-59,1	-58,7	-48,7	-49,0	-50,1
κ , фм ²	0,28	0,28	0,30	0,28	0,44	0,41
a , фм	0,73	0,70	0,73	0,73	0,61	0,64

следует, что по сравнению с прежними результатами [30—32] имеются два основных различия. Во-первых, константы спин-орбитального расщепления κ_n оказалась в 1,5 раза больше, чем в [30]. На значение κ_n оказывает сильное влияние положение уровня $1i_{13/2}$. Если учесть наблюдающуюся экспериментально фрагментацию одночастичного состояния $1i_{13/2}$, т.е. что истинное одночастичное состояние $1i_{13/2}$ лежит существенно выше, чем его нижняя $13/2^+$ -компонента, это приведет к существенному уменьшению константы, приблизив ее к общепринятому значению. Во-вторых, протонный потенциал оказался примерно на 4 МэВ глубже, чем ожидалось экстраполяцией из области стабильных ядер. Это приводит к существенному возрастанию

изовекторной части оптического потенциала. Так, если, следуя [33], записать центральную часть ядерного потенциала в виде потенциала Лейна [34]:

$$V = V_0 + \frac{V_1}{A} \hat{T} (A-1) \hat{t}, \quad (2)$$

т.е. в случае диагональных по проекции изоспина нечетного нуклона процессов в виде

$$V = V_0 + V_1 \frac{N-Z}{2A} t_z, \quad (3)$$

то согласно [33] $V_0 \sim -50$ МэВ и $V_1 \sim +100$ МэВ. Потенциалу [30, 31] соответствует $V_0 = -52$ МэВ и $V_1 = +108$ МэВ. В то же время из наших данных следует, что в районе ^{146}Gd $V_0 = -54$ МэВ и $V_1 = +140 \div +160$ МэВ соответственно для вариантов подгонки «б» и «а». Таким образом, значение V_1 оказывается примерно на 50 % больше ее стандартного значения в области стабильных ядер. Это должно привести для нейтронно-дефицитных ядер указанной области к заметному возрастанию параметра симметрии в массовой формуле и приблизить границу протонной неустойчивости по сравнению с ее стандартными оценками. Такая тенденция обнаруживается в экспериментах [15]. То же самое явление можно объяснить и в рамках одночастичной схемы как результат более быстрого выталкивания протонных уровней в непрерывный спектр с увеличением Z .

Найденные параметры потенциала Вудса — Саксона существенно улучшают по сравнению с работами [35—39] описание всех уровней в районе ^{146}Gd . Так, в случае варианта «б» параметров отклонение расчетных одночастичных протонных уровней от экспериментальных не превышает 70 кэВ. В случае нейтронного спектра согласие с опытом получается несколько хуже, однако щель в спектре при $N = 82$ воспроизводится хорошо. Следует также отметить, что описание одночастичных спектров достигнуто с меньшим числом параметров, чем, например, в [35, 39, 40].

Проведенный выше анализ носил феноменологический характер. Поскольку в настоящее время в ядерных расчетах для описания основных состояний ядер хорошо зарекомендовал себя метод Хартри—Фока, то уместно привести также и результаты, полученные на его основе с использованием взаимодействий типа Скирма. Как отмечалось выше, есть несколько параметризаций этих сил, отличающихся главным образом характером их зависимости от плотности. В [28, 29] при расчетах свойств ядер в районе ^{146}Gd использовались две основные параметризации: SIII и SIV, характеризующиеся соответственно сильной и слабой плотностными зависимостями и большой (малой) эффективной массой. В случае сил SIII при $\rho_0 = 0,16$ нуклон/фм³ $m^* = 0,76m_N$, а для сил SIV $m^* = 0,46m_N$. Оба взаимодействия приводят к одинаково хорошим результатам при рассмотрении масс стабильных дважды магических ядер, но вариант SIV приводит к заниженной плотности одночастичных уровней вблизи поверхности

Ферми. Результаты расчета одночастичного спектра на основе метода Хартри — Фока также представлены на рис. 14. В случае сил SIII протонная щель δ_p равна всего 1,2 МэВ. При более корректном учете спин-орбитального взаимодействия и в случае точного (не по методу Слетера) учета кулоновских сил ширина протонной щели возрастает до 1,7 МэВ, что еще в 2 раза меньше наблюдаемого значения. Расчетная полная энергия связи ^{146}Gd в случае сил SIII хорошо

совпадает с экспериментальной ($B = 1201,7$ и $1204,5$ МэВ соответственно). При использовании сил SIV, как видно из рис. 14, протонная щель близка к экспериментально наблюдаемой, но триплет уровней $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$, в противоречии с экспериментом, лежит в непрерывном спектре, а энергия связи оказывается велика (1216,2 МэВ). При любых стандартных наборах сил Скирма расчетная нейтронная щель δ_N оказывается завышенной. Отметим, что при всех вариантах взаимодействия расчетные среднеквадратичные радиусы распределения одночастичных плотностей нейтронов $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и протонов $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ практически совпадают: $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = 5,08$ фм и $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 5,05$ фм, что

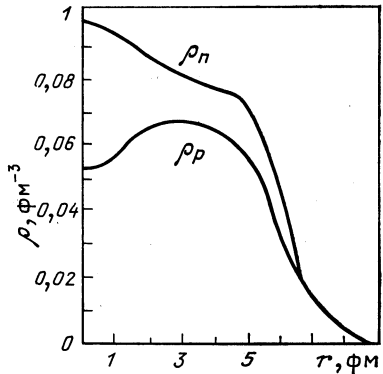


Рис. 15. Расчетные нуклонные плотности в ядре ^{146}Gd

необычно для ядер в районе дорожки стабильности. Распределения плотностей нейтронов и протонов изображены на рис. 15. Видно, что в центре ядра нейтронная плотность более чем в 1,5 раза превышает плотность протонов.

В [25, 29] было показано, что можно добиться лучшего согласия одновременно по спектрам одночастичных уровней и полной энергии связи ^{146}Gd , если от стандартных наборов сил Скирма перейти к силам с увеличенными изовекторными компонентами, увеличивая параметр κ_0 . Этот параметр определяет в функционале энергии, генерируемом силами Скирма, слагаемое $-\kappa_0 t_0 (\rho_n - \rho_p)^2$. При его увеличении углубляется самосогласованный потенциал, действующий на протоны, и уменьшается нейтронный потенциал. Качественно это приводит к тому же эффекту, что и увеличение члена V_1 в потенциале типа Лейна. Модифицированные таким образом силы типа $\tilde{\text{SIII}}$ и $\tilde{\text{SIV}}$ позволяют удовлетворительно описать обсуждавшиеся выше экспериментальные данные в районе ^{146}Gd . Следует заметить, что поскольку рост κ_0 примерно в 1,5 раза также приводит к возрастанию энергии симметрии ядра, то в силе остаются и выводы о границе протонной неустойчивости, сделанные выше при обсуждении феноменологического оптического потенциала.

Спаривательные свойства ядер в окрестности $Z = 64, N = 82$. Ниже мы займемся исследованием в ядрах области ^{146}Gd сверхтеку-

чих корреляций спаривательного типа. Анализ будет основан на одночастичном экспериментальном спектре, воспроизводимом феноменологическим потенциалом, и самосогласованном методе с увеличенными константами V и κ_0 . В конкретных расчетах здесь и всюду ниже используются теоретические спектры работы [27]; параметры потенциала приведены в табл. 2, вариант «б». Одночастичный базис содержит все уровни, начиная от глубины около -20 МэВ до непрерывного спектра, включая все квазидискретные подбарьерные состояния. Всего было учтено 11 протонных и 13 нейтронных орбиталей, соответствующих сферически-симметричному полю.

Сначала исследуем сверхтекучие свойства четно-четных ядер. С целью получения более однозначного ответа используем прибли-

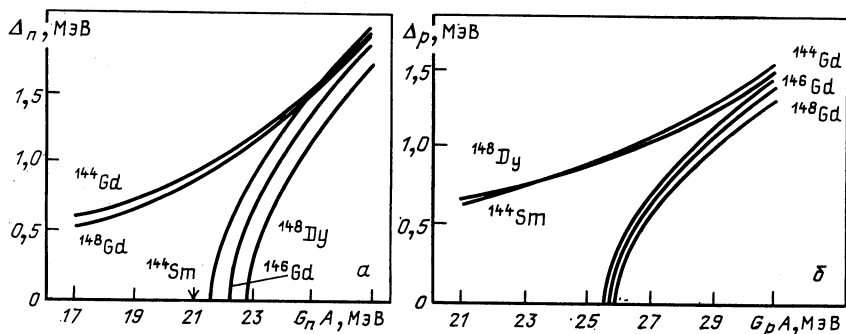


Рис. 16. Нейтронные (а) и протонные (б) корреляционные функции в ядрах около ^{146}Gd в зависимости от константы связи

жение константного спаривания, область значений параметров которого определена достаточно надежно. В [41] рекомендованы следующие значения G_p и G_n : $G_n = (19,5 \pm 0,5)/A$ МэВ, $G_p = (22,5 \pm 0,5)/A$ МэВ для $100 < A < 150$; $G_n = (22,5 \pm 0,5)/A$ МэВ, $G_p = (26,5 \pm 0,5)/A$ МэВ для $150 < A < 256$.

В [42] при использовании потенциала Вудса — Саксона в области $100 < A < 250$ предложены следующие значения: $G_n A = 17 \div 20$ МэВ, $G_p A = 19 \div 25$ МэВ, а в [36] использованы значения $G_n = 17,05/A$ МэВ и $G_p = 24,45/A$ МэВ. В наших конкретных расчетах характеристик ядер, определяемых спариванием, мы приняли $G_n = 21/A$ МэВ, $G_p = 25/A$ МэВ. При таком выборе G_p и G_n главным представляется то, что для ядер с $A \sim 146$ их значения не являются заниженными. На рис. 16 приводятся результаты исследования зависимости протонных и нейтронных корреляционных функций Δ_p и Δ_n от спаривательных констант $G_{p,n}$ для различных четно-четных ядер вблизи ^{146}Gd , включая и основное ядро. Из рис. 16, соответствующего результатам [26], видно, что при значениях G_n , меньших некоторого критического, нейтронные корреляционные функции для ядер $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$, $^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$ и $^{148}_{66}\text{Dy}_{82}$ обращаются в нуль. В то же время

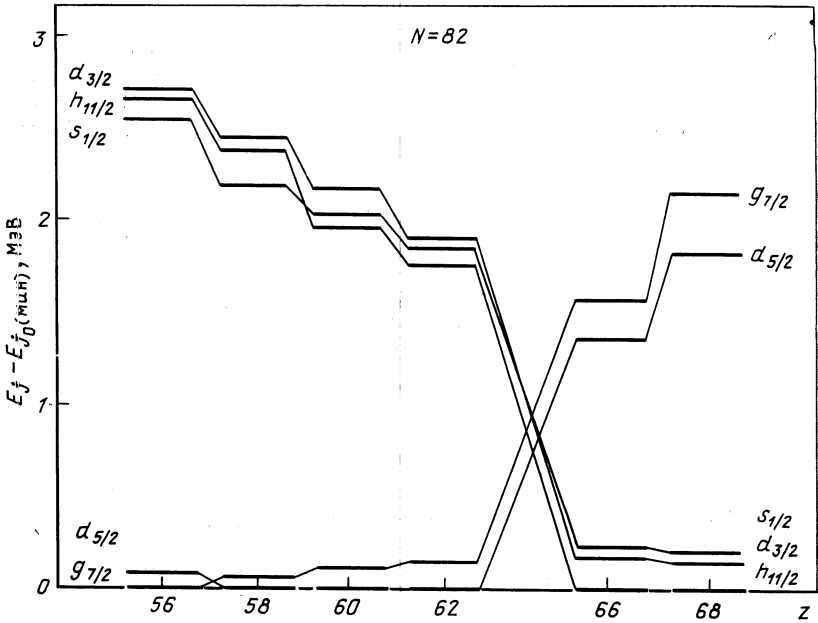


Рис. 17. Расчетные разности протонных квазичастичных энергий в изотонах с $N = 82$

зависимость $\Delta_n(G_n)$ для ядер $^{144}\text{Gd}_{80}$ и $^{148}\text{Gd}_{84}$ существенно иная, и при уменьшении константы связи сверхтекучесть нейтронного компонента не исчезает. Стрелкой на оси абсцисс указано значение $G_n = 21/A$. Видно, что все ядра с $N = 82$ являются по нейтронам не сверхтекучими, что характерно при замыкании «хороших» оболочек.

Зависимости $\Delta_p(G_p)$ изображены на рис. 16, б. Видно, что кривые, соответствующие изотопам Gd, с уменьшением G_p круто падают, а при $G_p = 25/A$ $\Delta_p = 0$, что и свидетельствует об отсутствии сверхтекучести в протонной системе, т.е. о замыкании протонной оболочки $Z = 64$ при $N = 82$. В то же время из рис. 16 видно, что протонная и нейтронная системы находятся вблизи точки фазового перехода в сверхтекучее состояние. Результатом этого является локальный характер области магичности ($Z, N = 64, 82$), о чем уже говорилось выше. Заметим, что при использовании сил конечного радиуса, определенных нами из расчетов в методе RPA свойств ядер в районе свинца [43, 44], корреляционные функции $\Delta_{p,n}$ для ($Z, N = 64, 82$) также обращаются в нуль.

На рис. 17 представлены расчетные значения энергий протонных квазичастиц, вычисленные в различных четных ядрах с $N = 82$. Видно, что при переходе от $Z = 62 < 64$ к $Z = 66 > 64$ происходит

изменение в положении энергий сразу двух групп уровней (ядро ^{146}Gd , в котором исчезает сверхтекучесть, опущено). Совершенно сходная картина получается, если учесть эффект блокировки и построить соответствующие спектры в ядрах с нечетными Z (для $Z = 63$ и $Z = 65$ это сделано в [25, 29]). Сравнение рис. 9 и 17 показывает, что систематика энергий квазичастичных состояний воспроизводится верно.

Разделение протонной оболочки 50—82 при $N \sim 82$ на две оболочки было замечено в свое время в экспериментах, где исследовались прямые реакции срыва и подхвата [45]. При этом орбитали $g_{7/2}$ и $d_{5/2}$ резко отделялись от орбиталей $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$, что проявлялось в существенно разном значении S -факторов подхвата с этих уровней. Сравнение экспериментальных $S_{\text{эксп}}$ (подхват) = $\langle nlj \rangle / (2j + 1)$ и теоретических $S_{\text{теор}} = v_j^2$, вычисленных нами при $G_p = 25/A$ МэВ, проводится в табл. 3. Видно, что расчет в целом хорошо воспро-

Таблица 3. Вероятности заполнения протонных орбиталей в ядрах с $N = 82$

Ядро	Орбиталь	$\frac{\langle nlj \rangle}{2j+1}$ [45]	v_j^2	
			$G_p = 25/A$ МэВ	$G_p = 21/A$ МэВ
$^{136}_{54}\text{Xe}_{82}$	$1g_{7/2}$	$0,44 \pm 0,05$	0,266	0,267
	$2d_{5/2}$	$0,08 \pm 0,03$	0,283	0,291
	$1h_{11/2}$	0	0,017	0,010
	$3s_{1/2}$	0	0,018	0,011
	$2d_{3/2}$	0	0,017	0,011
$^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$	$1g_{7/2}$	$0,54 \pm 0,05$	0,411	0,419
	$2d_{5/2}$	$0,12 \pm 0,05$	0,406	0,413
	$1h_{11/2}$	0	0,023	0,014
	$3s_{1/2}$	0	0,024	0,014
	$2d_{3/2}$	0	0,023	0,014
$^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$	$1g_{7/2}$	$0,70 \pm 0,05$	0,559	0,574
	$2d_{5/2}$	$0,30 \pm 0,04$	0,528	0,533
	$1h_{11/2}$	0	0,027	0,015
	$3s_{1/2}$	0	0,027	0,015
	$2d_{3/2}$	0	0,026	0,015
$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$	$1g_{7/2}$	$0,72 \pm 0,05$	0,706	0,727
	$2d_{5/2}$	$0,44 \pm 0,05$	0,627	0,662
	$1h_{11/2}$	$0,10 \pm 0,05$	0,028	0,015
	$3s_{1/2}$	$0,10 \pm 0,05$	0,028	0,014
	$2d_{3/2}$	$0,05 \pm 0,03$	0,027	0,014
$^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$	$1g_{7/2}$	$0,79 \pm 0,03$	0,849	0,871
	$2d_{5/2}$	$0,60 \pm 0,03$	0,804	0,812
	$1h_{11/2}$	$0,13 \pm 0,03$	0,024	0,012
	$3s_{1/2}$	$0,10 \pm 0,05$	0,023	0,010
	$2d_{3/2}$	$0,10 \pm 0,03$	0,023	0,010

изводит указанную тенденцию. Тем не менее расчетные значения S -факторов подхвата для уровней $1h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$, расположенных выше щели, в ближайших к ^{146}Gd ядрах ^{142}Nd и ^{144}Sm оказываются

систематически ниже экспериментальных, хотя последние и малы. Различие может быть связано, в частности, с тем, что сверхтекучесть не является единственной причиной, определяющей S -факторы. Другим таким механизмом является примесь в квазичастичные состояния фононных компонентов. В ядрах, прилегающих к магическим, где $\Delta \rightarrow 0$, этот механизм является самым важным. Он будет рассмотрен далее.

Известно, что структура одночастичного спектра и сверхтекучие эффекты сильно влияют на значения четно-нечетных разностей масс ядер. Приближения, сделанные нами в расчетах четно-нечетных эффектов, заключаются в том, что указанные расчеты проводились в предположении константного спаривания и плавной A -зависимости потенциальной энергии, за исключением имеющих флуктуационный характер спаривательных корреляционных членов. Поскольку в рассматриваемые ниже четно-нечетные разности масс плавные по A компоненты полной энергии связи не вносят вклад, то для наших целей их можно вообще не учитывать. Тогда для четных ядер сумма одночастичной и спаривательной энергии есть

$$\mathcal{E} = \sum_j (2j + 1) v_j^2 \varepsilon_j - \Delta^2/G, \tag{4}$$

причем

$$\left. \begin{aligned} 1 &= \frac{G}{4} \sum_j (2j + 1)/E_j = \frac{G}{4} \sum_j (2j + 1)/\sqrt{(\varepsilon - \lambda)^2 + \Delta^2}; \\ N &= \sum_j (2j + 1)v_j^2 = \sum_j (2j + 1) \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_j - \lambda}{E_j} \right]. \end{aligned} \right\} \tag{4'}$$

Для системы из нечетного числа частиц, где неспаренная частица занимает состояние $\{j_0\}$, с учетом эффекта блокировки [41]

$$\mathcal{E}(j_0) = [1 + (2j_0 - 1)v_{j_0}^2(j_0)] \varepsilon_{j_0} + \sum_{j \neq j_0} (2j + 1)v_j^2(j_0) \varepsilon_j - \frac{\Delta^2(j_0)}{G}, \tag{5}$$

причем

$$\left. \begin{aligned} N &= 1 + (2j_0 - 1)v_{j_0}^2(j_0) + \sum_{j \neq j_0} (2j + 1)v_j^2(j_0); \\ v_{j_0}^2(j_0) &= \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_{j_0} - \lambda(j_0)}{E_{j_0}(j_0)} \right]; \\ E_{j_0}(j_0) &= \sqrt{[\varepsilon_{j_0} - \lambda(j_0)]^2 + \Delta^2(j_0)}. \end{aligned} \right\} \tag{5'}$$

На рис. 18 изображены результаты расчета [46] протонных парных энергий $D_p(Z, N)$ для изотонов с $N = 84$ в районе ¹⁴⁶Gd. При этом в качестве значений B брались $B = -\mathcal{E}$ из формул (4) и (5). Как видно из рис. 18, расчеты, не содержащие ни одного свободного параметра [46], приводят к вполне удовлетворительному согласию с экспериментальными данными [15].

Как отмечалось выше (см. также рис. 12), значения D_p вблизи оболочек в области долины стабильности имеют максимум. Такое

увеличение D_p обусловлено наличием «магической неоднородности» в одночастичном спектре. В [15] было обнаружено, что при приближении к границе протонной устойчивости (в нашем случае при Z , существенно большем 64, когда уже $D_p \approx \Delta_p$) значения D_p , а значит, и Δ_p существенно возрастают. Тенденция роста D_p при приближении к границе протонной устойчивости отчетливо видна из данных [15] и, возможно, связана [47] с изменением формы ядер при прибли-

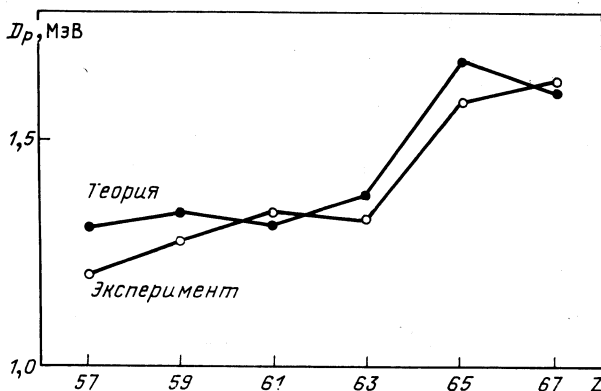


Рис. 18. Величины $D_p(Z, N) = (-1)^{Z+1} [3B(Z-1, N) - 3B(Z, N) - B(Z-2, N) + B(Z+1, N)]/4$ для ядер в районе ^{146}Gd

жении к границе нуклонной устойчивости. Суммарный эффект в виде излома на возрастающей кривой виден из рис. 18. Отметим, что характерная особенность при $Z \sim 64$ на кривых типа изображенных на рис. 18 ослабевает при удалении N от 82. Так, из данных [15] следует, что кривая $D_p(Z, N)$ при $N = 86$ характеризуется уже более монотонным возрастанием D_p с ростом Z . Это является еще одним указанием на «локальность» оболочки с $Z = 64$, проявляющуюся только при N , близких 82.

Следует отметить, что в [48] свойства самого ядра ^{146}Gd рассматриваются в модели, где существуют очень сильные сверхтекучие корреляции (используемая авторами щель в протонном спектре составляет всего $\delta_p \sim 1,6$ МэВ). В этом случае массы соседних с ^{146}Gd нечетно-протонных ядер должны одновременно удовлетворять двум условиям: $2B_{\text{теор}}(^{146}\text{Gd}) - B_{\text{теор}}(^{147}\text{Tb}) - B_{\text{теор}}(^{145}\text{Eu}) = 3,40$ МэВ, а также $-B_{\text{эксп}}(^{147}\text{Tb}) = -B_{\text{эксп}}(^{146}\text{Gd}) + \lambda_p(^{146}\text{Gd}) + E_{p1h_{11/2}}$ и $-B_{\text{эксп}}(^{145}\text{Eu}) = -B_{\text{эксп}}(^{146}\text{Gd}) - \lambda_p(^{146}\text{Gd}) + E_{p2d_{5/2}}$. Проведенная нами проверка показала, что первое условие со спектром, использованным в [48], выполнить можно только при наличии очень сильных ($\Delta_p \sim 1,6$ МэВ) сверхтекучих корреляций. Таким образом, в принципе энергетическую щель δ_p можно представить себе как щель в пространстве квазичастиц. Второе усло-

вие можно выполнить только, если «поднять» весь одночастичный спектр протонов, использованный в [48], примерно на 1 МэВ. В то же время, поскольку в цитированной работе $\Delta_p \sim \delta_p$, никакой особенности в протонных парных энергиях, соответствующей заполненной оболочке, спектр одночастичных состояний [48] воспроизводить не должен. В табл. 4 приведены определенные по трехчленной

Таблица 4. Значение $\frac{1}{2} P_p(Z, N) \equiv$

$$\equiv (-1)^{Z+1} \frac{B(Z-1, N) + B(Z+1, N) - 2B(Z, N)}{2}$$
,
 МэВ, в ядрах вблизи ¹⁴⁶Gd

Z	N	Эксперимент	Расчет	
			[27]	[48]
63	82	1,00	0,91	1,66
65	82	1,34	1,26	1,62

(чтобы избежать сглаживания по числу протонов близ не очень сильной оболочки) формуле значения протонных парных энергий $P_p(Z, N)$. Видно, что согласие с экспериментом в случае $\delta_p \sim \sim 3,3$ МэВ [26—28] есть, а в случае спектра работы [48] нет. Отметим, также, что при $\delta_p = 1,6$ МэВ, для состояния $ph_{11/2}$ ядра ¹⁴⁶Gd $u^2 \sim 0,5$, что находится в резком противоречии с имеющимися экспериментальными данными [49], согласно которым уровень $ph_{11/2}$ в ядре ¹⁴⁶Gd практически свободен (S -фактор в реакции срыва протона, приводящей к образованию ядра ¹⁴⁹Tb₈₄, равен 0,85 и целиком объясняется связью с фононами).

Спектр возбужденных состояний и вероятности электромагнитных переходов в ядрах ¹⁴⁶Gd и ²⁰⁸Pb. Как указывалось, спектр возбужденных состояний в ¹⁴⁶Gd напоминает спектр ²⁰⁸Pb. Естественно поэтому провести расчет свойств этих двух нуклидов в рамках единой теоретической схемы. В качестве таковой при расчетах как магических ядер, так и ядер со структурой «магическое $\pm p \mp n$ » и «магическое ± 2 нуклона» использовался метод RPA, применявшийся нами ранее [43, 44, 50] в расчетах ядер области свинца. Соответствующие уравнения могут быть получены либо в квазибозонном приближении, либо в рамках графической техники как уравнения на полюсные части частично-дырочной (для магического ядра и ядер «магического $\pm p \mp n$ ») либо частично-частичной (для ядер «магического ± 2 нуклона») функции Грина. Соответствующие графические выражения приведены на рис. 19.

Рисунок 19, б соответствует системе уравнений метода РРА

$$\left. \begin{aligned}
 (\omega - \varepsilon_1 + \varepsilon_2) x_{12'} - \sum_{34'} \langle 1\bar{2}' J | v | 3\bar{4}' J \rangle_a x_{34'} - \\
 - \sum_{3'4'} \langle 1\bar{2}' J | v | 3'4' J \rangle_a y_{3'4'} = 0; \\
 (\omega - \varepsilon_1 + \varepsilon_2) y_{1'2} + \sum_{3'4'} \langle 1'\bar{2} J | v | 3'\bar{4} J \rangle_a y_{3'4'} + \\
 + \sum_{34'} \langle 1'\bar{2} J | v | 3\bar{4}' J \rangle_a x_{34'} = 0.
 \end{aligned} \right\} (6)$$

В (6) и далее индексы без штриха определяют состояния с $\varepsilon > \varepsilon_F$, а со штрихом — состояния с $\varepsilon < \varepsilon_F$, $\langle i\bar{k}J | v | l\bar{m}J \rangle_a$ — антисимметризованный матричный элемент эффективного взаимодействия в ка-

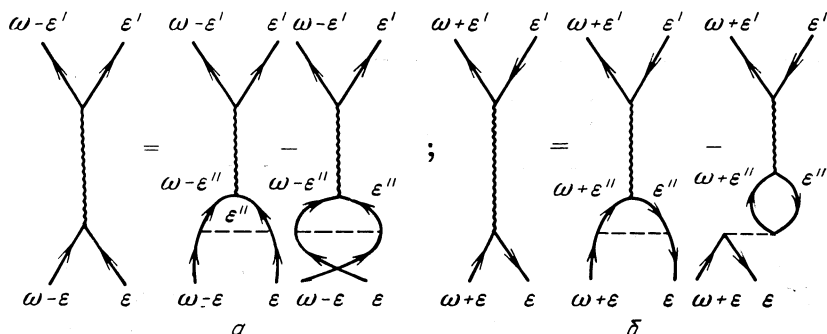


Рис. 19. Графическое изображение уравнений для полюсных частей функций Грина в каналах частица — частица (а) и частица — дырка (б)

нале частица — дырка с значением полного углового момента J . В случае магического ядра (Z, N) одночастичные индексы, характеризующие амплитуды x и y , относятся к частицам одного сорта, а в случае ядер $(Z \pm 1, N \mp 1)$ — к частицам разных сортов. В случае магических ядер (Z, N) спектр возбуждений определяется положительными решениями системы (6). В ядрах же типа $(Z \pm 1, N \mp 1)$ энергии возбуждения, отсчитанные от экспериментальной энергии основного состояния соответствующего ядра, определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned}
 E_{\nu}^J(p \bar{n}) = \omega_{\nu}^{+J} + B(Z+1, N-1) - B(Z, N); \\
 E_{\mu}^J(\bar{p} n) = -\omega_{\mu}^{-J} + B(z-1, N+1) - B(Z, N).
 \end{aligned} \right\} (7)$$

В (7) ω_{ν}^{+} и ω_{μ}^{-} — положительные и отрицательные решения системы (6); $B(Z, N)$ — энергия связи соответствующего ядра в основном состоянии. Вектор ν -го состояния ядра с $(Z \pm 1, N \mp 1)$ нуклонами

дается выражением

$$\left. \begin{aligned}
 |(Z+1, N-1), \nu; JM\rangle &= Q_{JM}^+(\omega_\nu^+) |\tilde{0}\rangle = \\
 &= \left\{ \sum_{1'2'} x_{1'2'}(J, \omega_\nu^+) [a_{j_1}^+ a_{j_2'}]_{JM} - \right. \\
 &\quad \left. - \sum_{1'2} y_{1'2}(J, \omega_\nu^+) [a_{j_1}^+ a_{j_2}]_{JM} \right\} |\tilde{0}\rangle; \\
 |(Z-1, N+1), \mu; JM\rangle &= Q_{JM}^+(\omega_\mu^-) |\tilde{0}\rangle = \\
 &= \left\{ \sum_{1'2'} x_{1'2'}(J, \omega_\mu^-) [a_{j_1} a_{j_2'}]_{JM} - \right. \\
 &\quad \left. - \sum_{1'2} y_{1'2}(J, \omega_\mu^-) [a_{j_1} a_{j_2}^+]_{JM} \right\} |\tilde{0}\rangle,
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned}
 [a_{j_\alpha}^+ a_{j_\beta}]_{JM} &= \sum_{m_\alpha m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} (-1)^{j_\beta - m_\beta} a_{j_\alpha}^+ m_\alpha a_{j_\beta - m_\beta}; \\
 [a_{j_\alpha} a_{j_\beta}^+]_{JM} &= \sum_{m_\alpha m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} (-1)^{j_\alpha - m_\alpha} a_{j_\alpha} m_\alpha a_{j_\beta}^+ m_\beta.
 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В случае остовного ядра вектор состояния дается первым из соотношений (8), где индексы 1 и 2' (1' и 2) относятся к частицам одного сорта; $|\tilde{0}\rangle$ — основное состояние остовного ядра с учетом корреляций.

На рис. 20 изображены результаты расчета спектров состояний ядер ¹⁴⁶Gd и ²⁰⁸Pb. В вычислениях использовалось взаимодействие вида

$$\begin{aligned}
 |v = \exp(r^2/r_0^2) [V_0 + V_\sigma \sigma_1 \sigma_2 + V_\tau \tau_1 \tau_2 + V_{\tau\sigma} \sigma_1 \sigma_2 \tau_1 \tau_2 + \\
 + V_T S_{12} + V_{\tau T} S_{12} \tau_1 \tau_2] + (1/2 - t_{z_1})(1/2 - t_{z_2}) e^2/r, \quad (10)
 \end{aligned}$$

параметры которого, определенные в [43, 44] из расчетов методом РРА большой совокупности ядер в районе ²⁰⁸Pb, приведены в табл. 5. Набор I получен без учета, а набор II — с учетом тензорного взаимодействия. В табл. 5 фигурируют также силы набора III, определен-

Т а б л и ц а 5. Параметры эффективных сил, МэВ, используемые в расчетах; $r_0 = 1,8$ фм

V_0	V_τ	V_σ	$V_{\tau\sigma}$	V_T	$V_{\tau T}$	Набор
-8,99	5,48	2,91	5,21	0	0	I
-9,95	5,90	2,88	4,91	-1,47	1,51	II
-7,01	4,46	1,28	7,01	-4,20	6,07	III

ные с использованием метода «штрафных функций» и позволяющие, в частности, правильно описать порядок уровней в нечетно-нечетных

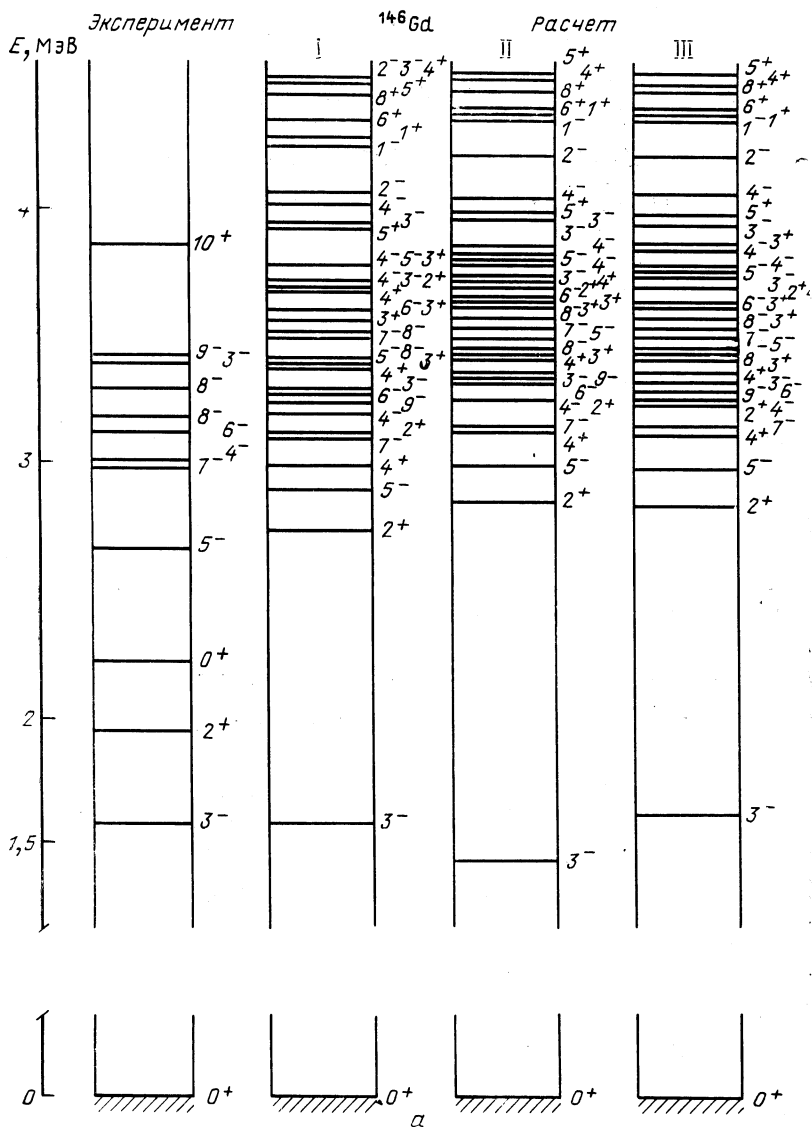
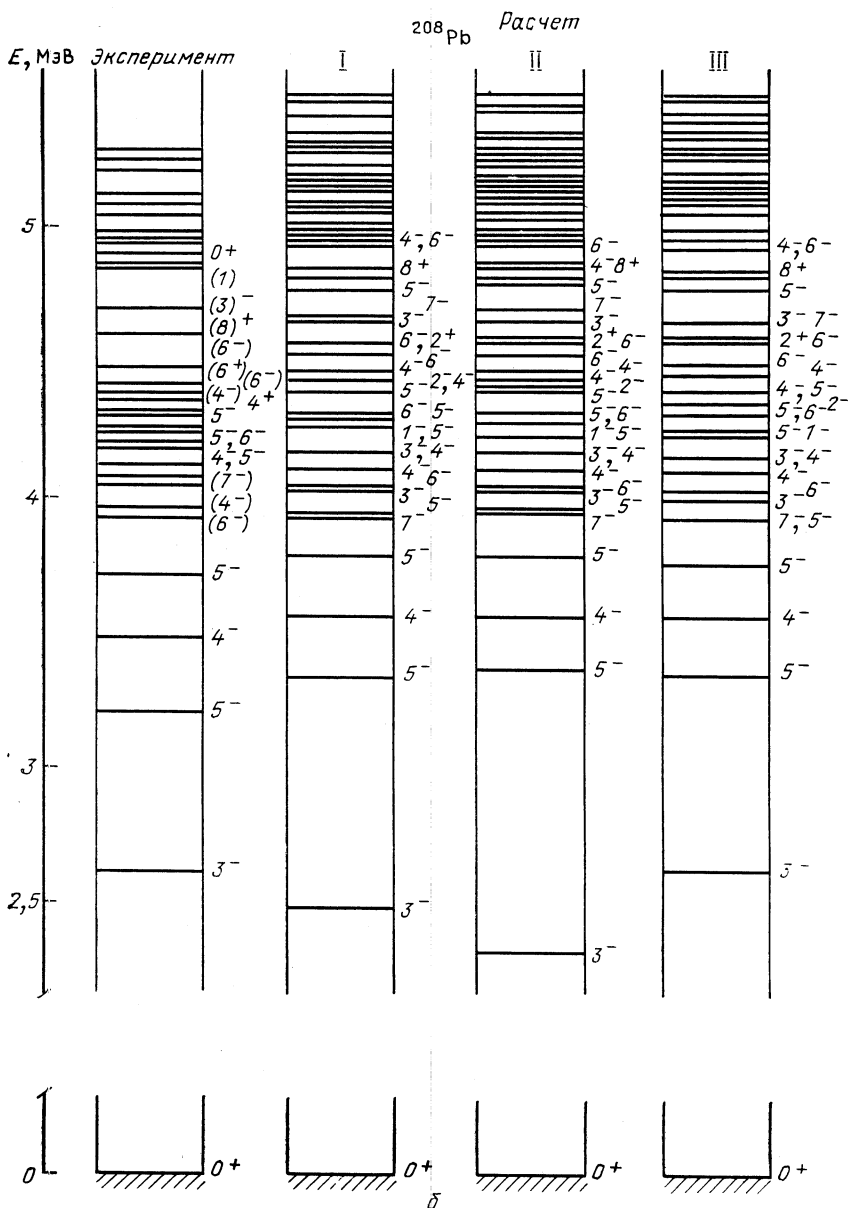


Рис. 20. Экспериментальные и рас



четные спектры ядер ^{146}Gd и ^{208}Pb

ядрах ^{210}Bi и ^{206}Tl . В целом наблюдается хорошее согласие с опытом, в особенности для уровней отрицательной четности, причем наилучшее согласие с опытом по спектру ^{146}Gd наблюдается для взаимодействия с набором параметров III, в котором обменные компоненты сил $V_{\tau\sigma}$ максимальны. Это согласуется с выводом об обменных компонентах взаимодействия, сделанным выше при обсуждении одночастичного спектра в районе ^{146}Gd . Согласие с опытом по энергиям уровней положительной четности несколько хуже. Так, в наших расчетах уровни 2_1^+ и 4_1^+ в ^{146}Gd расположены выше экспериментальных. Такая же ситуация имеет место и во всех без исключения существующих расчетах ядра ^{208}Pb [50—54], включая и наши. Наиболее разумное объяснение состоит в том, что здесь существенную роль играют эффекты, связанные с ангармоничностью слабоколлективизированных 2_1^+ -состояний в магических ядрах. В частности, учет примесей двухфононных $\{3_1^-\}^2$ состояний приведет к опусканию 2_1^+ - и 4_1^+ -уровней [53]. Среди нижних экспериментальных состояний имеется уровень 0^+ , который в наших расчетах вообще не воспроизводится. По-видимому, это состояние имеет другую природу и является согласно классификации [55] двухфононным уровнем парных вибраций, т.е. состоянием типа (1.1). С микроскопической точки зрения это, по-видимому, четырехквазичастичное ($2p - 2h$)-состояние с лидирующим компонентом $\{(nh_{9/2})^2 (n\bar{h}_{11/2})^2\}$.

Рассмотрим теперь вероятности электромагнитных переходов. Непосредственное вычисление в случае магических ядер дает следующие выражения для приведенных матричных элементов переходов, связывающих основное и возбужденное и возбужденные состояния друг с другом [28, 44]:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{0} \| \hat{m}(\lambda) \| \omega_{\nu}; J \rangle &= (-1)^{\lambda} \delta_{J\lambda} \delta_{\pi, \pi_{\lambda}} \left[\sum_{j j'} x_{j j'}(J, \omega_{\nu}) \langle j \| \hat{m}_{\lambda} \| j' \rangle + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j' j} y_{j' j}(J, \omega_{\nu}) \langle j' \| \hat{m}_{\lambda} \| j \rangle \right]; \quad (11) \\ \langle \omega_{\nu}; J' \| m(\lambda) \| \omega_{\mu}; J \rangle &= [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \sum_{j_1 j_1' j_2 j_2'} x_{j_1 j_1'}(J, \omega_{\mu}) x_{j_2 j_2'}(J', \omega_{\nu}) [\delta_{1'2'} W[\lambda j_2 J j_2'; j_1 J'] \langle j_2 \| m_{\lambda} \| j_1 \rangle_{\text{эф}} + \right. \\ &\quad + (-1)^{\lambda+1+j_1+j_1'+J+j_2+j_2'+J'} \delta_{12} W[\lambda j_2 J j_2'; j_1 J'] \times \\ &\quad \times \langle j_2' \| m_{\lambda} \| j_1' \rangle_{\text{эф}}] - \sum_{j_1 j_1' j_2 j_2'} y_{j_1 j_1'}(J, \omega_{\mu}) y_{j_2 j_2'}(J', \omega_{\nu}) \times \\ &\times [\delta_{12} W[\lambda j_2 J j_2'; j_1 J'] \langle j_2 \| m_{\lambda} \| j_1 \rangle_{\text{эф}} + (-1)^{\lambda+1+j_1+j_1'+J+j_2+j_2'+J'} \times \\ &\quad \times \delta_{1'2'} W[\lambda j_2 J j_2'; j_1 J'] \langle j_2' \| m_{\lambda} \| j_1' \rangle_{\text{эф}}] \}. \quad (12) \end{aligned}$$

Графически выражения (11) и (12) представляются в виде, изображенном на рис. 21. Отметим, что при вычислении по формулам типа (12) (переходы фонон-фонон между состояниями ядер, структура

которых определяется в методе RPA) следует учитывать перенормировку одночастичных вершин. Этот учет отражается в том, что в выражениях типа (12) фигурируют эффективные одночастичные матричные элементы, отличающиеся от затравочных за счет поляризации среды. Графически уравнения для эффективных вершин представлены на рис. 22. Если энергия перехода ω много меньше характерных

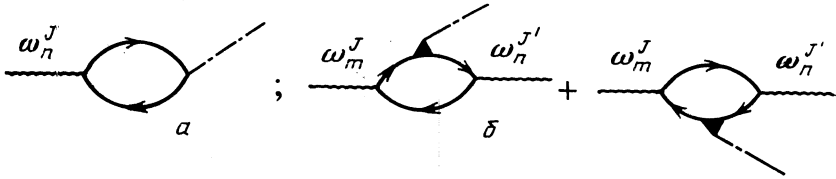


Рис. 21. Графическое изображение переходов типа фотон — вакуум (а) и фотон — фотон (б) в основном ядре

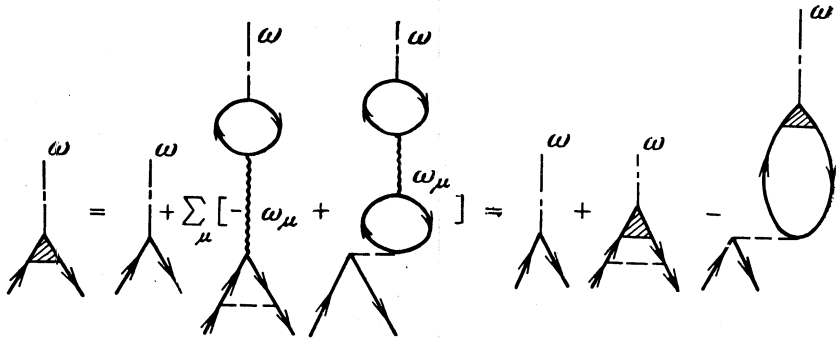


Рис. 22. Графическое изображение уравнения для эффективной одночастичной вершины

положительных собственных значений системы (6) для основного ядра, перенормировку одночастичных вершин можно учесть введением эффективных зарядов в затравочные вершины. При вычислениях вероятностей $E\lambda$ -переходов без изменения числа фононов в ядрах района ^{146}Gd мы использовали значения эффективных зарядов, определенных в области свинца, а именно $e_{эф}(p) = 1,6$ и $e_{эф}(n) = 0,9$. Результаты расчетов приведены в табл. 6.

Как видно из табл. 6, уровень 3^- в ^{146}Gd оказывается в расчете действительно сильно коллективизированным, хотя и не столь значительно, как это следует из эксперимента (отличие в 2 раза). Причина указанного расхождения заключается исключительно в ограниченности базисного набора, использованного в расчетах.

Одночастичные S-факторы нижних состояний в ядрах $^{146}\text{Gd} \pm$ нуклон. Как известно, в нечетных ядрах, непосредственно прилегающих к магическому ядру ^{208}Pb , значения спектроскопических факто-

Таблица 6. Вероятность электрических переходов в ^{146}Gd .
 Расчет проведен с различными вариантами эффективных сил (см. табл. 5)

Переход	Настоящий расчет			Эксперимент [6, 7]
	B_I (Ел)	B_{II} (Ел)	B_{III} (Ел)	
$3_1^- \rightarrow 0_1^+$; E3	1,88 (-2)	2,18 (-2)	1,80 (-2)	4,7 (-2); 37 W.u.
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$; E2	1,00 (-2)	1,01 (-2)	1,02 (-2)	
$5_1^- \rightarrow 3_1^-$; E2	1,23 (-3)	1,20 (-3)	1,42 (-3)	> 1,9 (-3)
$7_1^- \rightarrow 5_1^-$; E2	1,78 (-3)	1,74 (-3)	1,75 (-3)	—
				2,1 (-3)

ров S_j в реакциях однонуклонного срыва (при $\epsilon_j > \epsilon_F$) либо подхвата (при $\epsilon_j < \epsilon_F$) оказываются близкими к единице. Выше мы анализировали систематику значений S -факторов подхвата с протонных состояний в изотонах с $N = 82$ по мере приближения к $Z = 64$ «снизу». Мы видели, что эти данные свидетельствуют о возникновении при приближении к ^{146}Gd существенного разрыва в одночастичном спектре протонов, соответствующего выделению оболочки $Z = 64$.

Рассмотрим теперь ядра $^{146}\text{Gd} \pm$ нуклон. Поскольку, как было продемонстрировано выше, в ^{146}Gd спаривания нет, то отличие S -факторов от единицы можно целиком отнести за счет связи одночастичного движения с более сложными степенями свободы (фононами), так что [56]

$$S_j = \left(1 - \left. \frac{\partial \Sigma_j(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon = \epsilon_j} \right)^{-1}, \quad G_j = G_j^0 + G_j^0 \Sigma_j G_j, \quad (13)$$

где Σ_j — массовый оператор квазичастицы. При $\epsilon_j > \epsilon_F$ в (13) S_j означает спектроскопический фактор в реакции срыва, а при $\epsilon_j < \epsilon_F$ — спектроскопический фактор для реакции подхвата, причем $\sum_i S_j^{\text{срыв}}(i) = 1 - \sum_i S_j^{\text{подхват}}(i)$, где суммирование идет по всем состояниям с $J^\pi = j^\pi$. Поскольку ядро-остов ^{146}Gd является магическим, то эффективная константа связи квазичастицы с фононом мала и при вычислении массового оператора можно ограничиться простейшими графиками, изображенными на рис. 23. В этом случае

$$\Sigma_j(\epsilon) = \sum_{j_k, J_k^\pi, \omega_k > 0} g_{j_k j_k}^2 J_k^\pi(\omega_k) \left[\frac{1 - n_k}{\epsilon - \epsilon_k - \omega_k} + \frac{n_k}{\epsilon - \epsilon_k + \omega_k} \right]. \quad (14)$$

Входящие в соотношение (14) вершины взаимодействия фонона с квазичастицами можно либо вычислить в рамках модели поверхностных колебаний, либо провести их микроскопический расчет. Тогда

[57]

$$g_{j_i j_k J_\lambda^\pi}(\omega_\lambda) = \sqrt{\frac{2J_\lambda + 1}{2j_i + 1}} \left\{ \sum_{lm'} a \langle j_i \bar{j}_k J_\lambda^\pi | v | j_i \bar{j}_m' J_\lambda^\pi \rangle_a x_{lm'}(\lambda, \omega_\lambda) + \right. \\ \left. + \sum_{l'm} a \langle j_i \bar{j}_k J_\lambda^\pi | v | j_l' j_m J_\lambda^\pi \rangle_a y_{l'm}(\lambda, \omega_\lambda) \right\}, \quad (15)$$

где $x_{lm'}$, $y_{l'm}$ и ω_λ — компоненты амплитуды и собственные частоты, определяемые из системы (6) для ядра ¹⁴⁶Gd.

Результаты расчета [58] S -факторов и энергий одночастичных состояний с учетом их связи с фононами в рамках микроскопической процедуры приведены в табл. 7. В расчете учитывались все возбуж-

Таблица 7. Значения S -факторов и энергии состояний с максимальными одночастичными компонентами вблизи ¹⁴⁶Gd

Нейтроны			Протоны			
$n l j$	$\epsilon_{nlj}^{\text{теор}}, \text{МэВ}$	$S_{nlj}^{\text{теор}} [58]$	$n l j$	$\epsilon_{nlj}^{\text{теор}}, \text{МэВ}$	$S_{nlj}^{\text{теор}} [58]$	$S_{nlj}^{\text{эксп}} [49]$
$3p_{1/2}$	-5,52	0,83	$2d_{3/2}$	-1,63	0,80	0,82
$1h_{9/2}$	-5,97	0,82	$1h_{11/2}$	-1,85	0,82	0,85
$3p_{3/2}$	-6,22	0,83	$3s_{1/2}$	-1,88	0,83	0,80
$1i_{13/2}$	-6,73	0,59	$2d_{5/2}$	-5,26	0,85	0,73
$2f_{7/2}$	-7,37	0,85	$1g_{7/2}$	-5,59	0,87	0,84
$3s_{1/2}$	-11,05	0,78				
$2d_{3/2}$	-11,07	0,79				
$1h_{11/2}$	-11,80	0,83				
$2d_{5/2}$	-12,06	0,74				
$1g_{7/2}$	-12,46	0,79				

денные состояния остова до энергии примерно 6 МэВ и все одночастичные состояния ближайших оболочек. Видно, что по значению S -фак-

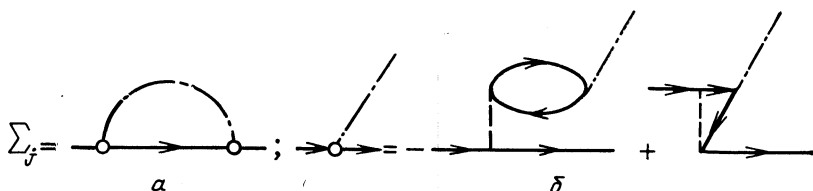


Рис. 23. Массовый оператор квазичастицы (а) и вершина связи фонона с квазичастицей (б)

торы близки к единице, что характерно для магических ядер. Единственным исключением является состояние $13/2+$ в ¹⁴⁷Gd, в котором есть сильная примесь лежащего выше по энергии мультиплетного

компонента $(2f_{7/2} \otimes 3^-)_{13/2^+}$. Как известно, аналогичная ситуация имеет место и в ядре ^{209}Pb , где имеется сильная примесь конфигурации $(2g_{9/2} \otimes 3^-)_{15/2^-}$ к одночастичному состоянию $1j_{15/2}$.

К настоящему времени из-за нестабильности ядра ^{146}Gd нет измерений S -факторов в ядрах, отличающихся от основного на один нуклон. Однако в [49] изучалась реакция срыва $^{148}\text{Gd}(\text{He}, d)^{149}\text{Tb}$ на (радиоактивной) мишени ^{148}Gd . В таблице для сравнения приведены результаты указанной работы. При этом для состояний с $\varepsilon_j < \varepsilon_F$ мы полагаем $S_j^{\text{экср}}(\text{подхват}) = 1 - S_j^{\text{экср}}(\text{срыв})$. Видно, что согласие с опытом вполне удовлетворительно.

Расчеты показывают, что в ядре ^{147}Gd при энергии возбуждения около 1,7 МэВ лежит еще одно состояние $13/2^+$, структура которого описывается волновым вектором с основными компонентами $0,51 (i_{13/2}) - 0,83 (2f_{7/2} \otimes 3^-)_{13/2^+}$, что согласуется с экспериментальными данными [24].

Спектры и характеристики одночастичных переходов в ближайших к ^{146}Gd ядрах с четными A . Рассмотрим теперь свойства некоторых ближайших к основному ядру ^{146}Gd ядер, имеющих четные значения массового числа A , а именно ядер типа «остов \pm две частицы» либо «остов $\pm p \mp n$ ». Учтем, что в основном ядре нет сверхтекучих корреляций, и выберем его в качестве вакуума. Тогда все, включая сюда и основные состояния ядер указанных типов, будут двухквaziчастичными. Уравнение для ядер «магическое $\pm p \mp n$ » приведено выше. Что касается ядер типа «магическое \pm две частицы», то их вектор состояния может быть представлен в виде

$$\left. \begin{aligned} |A+2, n; JM\rangle &= Q_{JM}^+(\omega_n^+) |\tilde{0}\rangle = \left\{ \sum_{12} x_{12}(J, \omega_n^+) [a_{j_1}^+ a_{j_2}^+]_{JM} - \right. \\ &\left. - \sum_{1'2'} y_{1'2'}(J, \omega_n^+) [a_{j_1'}^+ a_{j_2'}^+]_{JM} \right\} |\tilde{0}\rangle; \\ |A-2, m, JM\rangle &= Q_{JM}^+(\omega_m^-) |\tilde{0}\rangle = \left\{ \sum_{12} x_{12}(J, \omega_m^-) [a_{j_1} a_{j_2}]_{JM} - \right. \\ &\left. - \sum_{1'2'} y_{1'2'}(J, \omega_m^-) [a_{j_1'} a_{j_2'}]_{JM} \right\} |\tilde{0}\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где

$$\left. \begin{aligned} [a_{j_\alpha}^+ a_{j_\beta}^+]_{JM} &= (1 + \delta_{j_\alpha j_\beta})^{-1/2} \sum_{m_\alpha m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} a_{j_\alpha m_\alpha}^+ a_{j_\beta m_\beta}^+; \\ [a_{j_\alpha} a_{j_\beta}]_{JM} &= (1 + \delta_{j_\alpha j_\beta})^{-1/2} \sum_{m_\alpha m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} (-1)^{j_\alpha - m_\alpha + j_\beta - m_\beta} \times \\ &\times a_{j_\alpha - m_\alpha} a_{j_\beta - m_\beta}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Входящие в соотношения (16) амплитуды $x_{j_i j_k}$ и $y_{j_i j_k}$ определяются из решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} (\omega - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) x_{12} - \sum_{34} a \langle 12J | v | 34J \rangle_a x_{34} - \\ - \sum_{3'4'} a \langle 12J | v | 3'4'J \rangle_a y_{3'4'} = 0; \\ (\omega - \varepsilon_{1'} - \varepsilon_{2'}) y_{1'2'} + \sum_{3'4'} a \langle 1'2'J | v | 3'4'J \rangle_a y_{3'4'} + \\ + \sum_{34} a \langle 1'2'J | v | 34J \rangle_a x_{34} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

В (18) ${}_a \langle ikJ | v | lmJ \rangle_a$ — антисимметризованный матричный элемент эффективного взаимодействия в канале частица — частица. Уравнение (18), как и система (6), может быть также получено либо в рамках квазибозонного приближения, либо как уравнение на функцию Грина в канале частица — частица в лестничном приближении (см. рис. 19, б). «Верхние» решения системы (18) с $\omega \sim \varepsilon_{j_i} + \varepsilon_{j_k}$ определяют свойства ядер «магическое + две частицы», а «нижние» решения с $\omega \sim \varepsilon_{j_i} + \varepsilon_{j_k}$ — спектр и амплитуды ядер «магическое — два нуклона», причем энергии возбуждения определяются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} E_n^J(A+2) &= \omega_n^{+J} + B(A+2) - B(A); \\ E_m^J(A-2) &= -\omega_m^{-J} + B(A-2) - B(A). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

К настоящему времени уже накоплен довольно большой экспериментальный материал по спектрам и распадным характеристикам ядер рассматриваемого типа, что позволяет провести сравнение расчетов с экспериментом. На рис. 24, 25 приведены результаты вычислений [59] спектров уровней для четных ядер ¹⁴⁸Gd, ¹⁴⁴Gd, ¹⁴⁸Dy и ¹⁴⁴Sm. В качестве эффективных сил использовалось взаимодействие I из табл. 5, одночастичный спектр уровней соответствовал определенному выше потенциалу Вудса — Саксона. Видно, что согласие с опытом является вполне удовлетворительным, включая и полные энергии связи. Подавляющее большинство известных из эксперимента уровней имеет однозначную теоретическую интерпретацию, причем в целом правильно передается порядок следования уровней. Степень согласия примерно та же, что в [60], где в предположении развитой сверхтекучести был рассчитан спектр ядер ¹⁴⁴Sm и ¹⁴⁸Dy. В [60], однако, помимо упомянутого неадекватного предположения, параметры взаимодействия подбирались отдельно для каждого ядра, а уровень 3⁻ в ¹⁴⁶Gd не получился первым возбужденным. Из рис. 24, 25 видно, что в эксперименте во всех рассмотренных ядрах при энергии примерно 1,5 МэВ проявляется состояние 3⁻. Выше было показано, что этот уровень, проявляющийся при этой же энергии и в ¹⁴⁶Gd, является коллективным частично-дырочным фононом. Посколь-

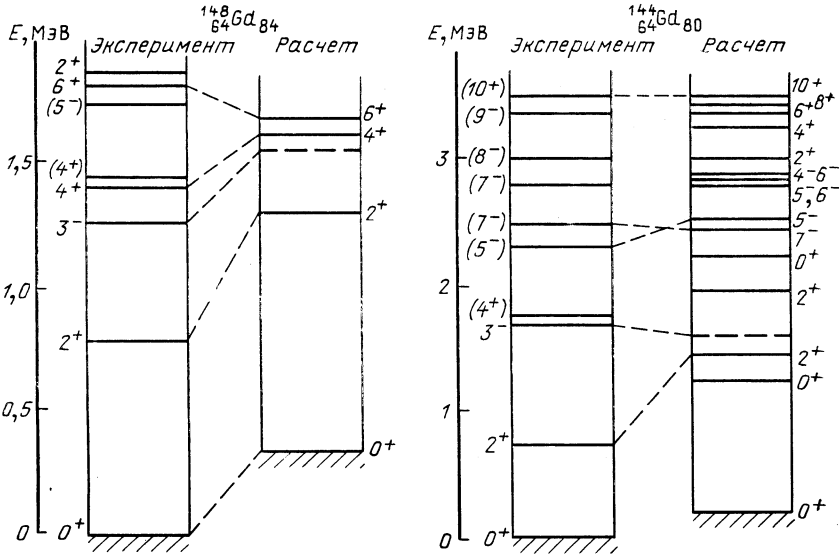


Рис. 24. Спектры ядер ^{148}Gd и ^{144}Gd

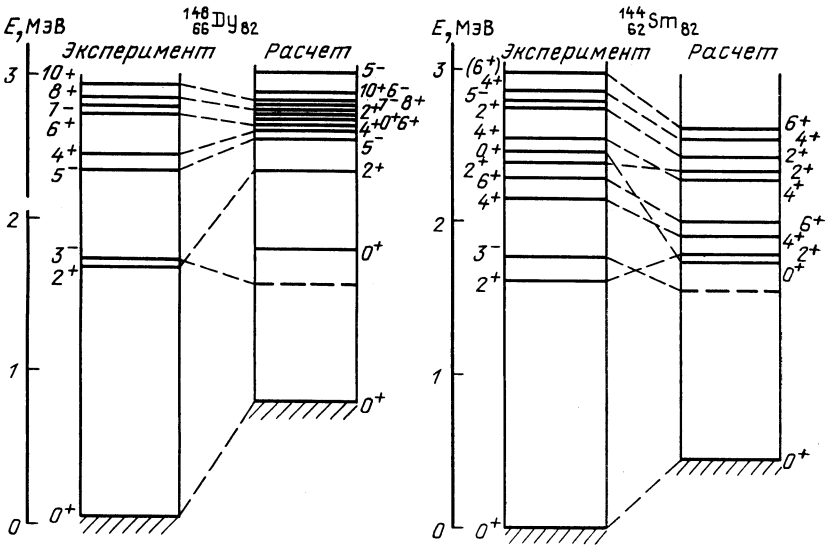


Рис. 25. Спектры ядер ^{144}Sm и ^{148}Dy

ку все упомянутые ядра лежат вблизи ^{146}Gd , где спаривания нет, а каналы частица — частица и частица — дырка поэтому расщеплены, то состояние 3^- во всех случаях, изображенных на рис. 24, 25,

имеет ту же структуру, что и в ^{146}Gd . Уровень 3_1^- , «перенесенный» в расчетный спектр рассматриваемых нуклидов из ядра ^{146}Gd , изображен на рис. 24, 25 пунктиром. Видно при этом, что согласие с опытом хорошее.

Рассмотрим теперь ядра ^{146}Tb и ^{146}Eu [61], имеющие структуру типа «магическое $\pm p \mp n$ », для которых уравнения на частоты и амплитуды приведены выше. Экспериментально более подробно изучено ядро ^{146}Eu [62, 63]. На рис. 26 приведен спектр нижних уровней

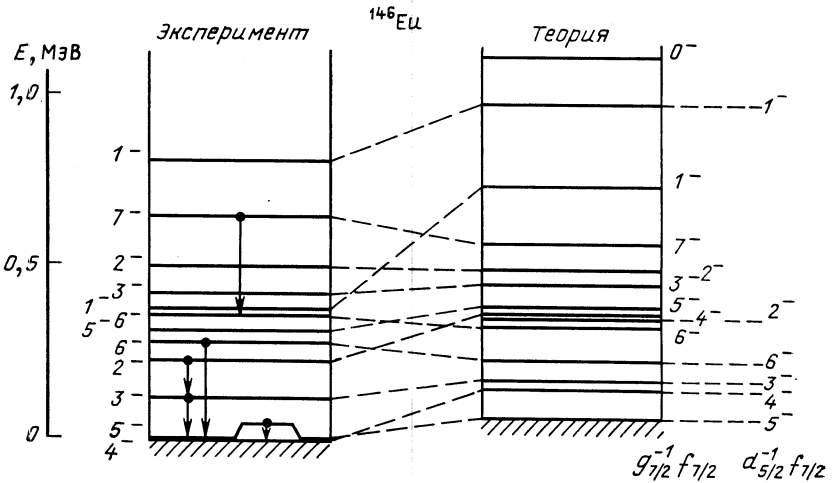


Рис. 26. Экспериментальные и расчетные спектры уровней ^{146}Eu

ней этого ядра, причем указаны компоненты расчетных амплитуд, имеющие максимальный вес. Видно, что можно считать нижние уровни ядра ^{146}Eu компонентами протон-нейтронных частично-дырочных мультиплетов $p1g_{7/2}^{-1}n2f_{7/2}$ и $p2d_{5/2}^{-1}n2f_{7/2}$. Сопоставление экспериментальных уровней тем или иным мультиплетам сделано в соответствии с экспериментально наблюдающимися относительными интенсивностями $M1$ -переходов. Видно, что согласие с опытом вполне удовлетворительное, включая сюда и абсолютное значение энергии основного состояния.

Что касается ядра ^{146}Tb , то информация о нем существенно меньше, чем о ^{146}Eu . В выполненных работах [64—67] было определено значение $Q(EC) = (8240 \pm 150)$ кэВ для распада одного из изомеров ^{146}Tb (состояния 1^+), приписаны ориентировочные значения $J^\pi = 5^-$ и $Q \approx 8,1$ МэВ другому изомеру, а также определены энергии и спины нескольких других уровней, связанных с этим изомером. По-видимому, уровень 5^- лежит чуть ниже состояния 1^+ . Тем не менее вопрос об относительном расположении двух указанных изо-

меров нельзя считать с точки зрения эксперимента закрытым. На рис. 27 изображены спектры ^{146}Tb . Расчет хорошо воспроизводит абсолютное значение энергии уровня 1^+ , который интенсивно заселяется при β^+ -распаде ^{146}Dy . Из вычислений следует также, что среди нижних состояний ^{146}Tb должны присутствовать состояния 5^- и 6^- , из кото-

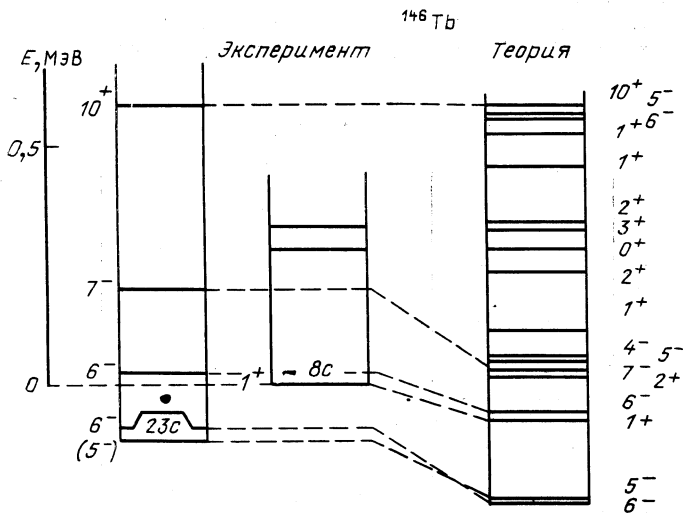


Рис. 27. Экспериментальный и расчетный спектры ядра ^{146}Tb

рых последнее является основным. Расчеты указывают на то, что нижние уровни ^{146}Tb сильно смешаны в отличие от ядра ^{146}Eu , в котором нижние состояния представляют собой достаточно чистые частично-дырочные конфигурации.

Зная структуру состояний ядер ^{146}Tb и ^{146}Eu , можно вычислить интенсивности зарядово-обменных процессов, связывающих состояния этих нуклидов и основное состояние ядра ^{146}Gd . Наибольшую важность представляют разрешенные β^+ - и β^- -переходы типа Ферми и Гамова — Теллера. На рис. 28 изображены все 0^+ - и 1^+ -состояния ^{146}Tb и ^{146}Eu , полученные в результате расчета (фрагментация по многоквaziчастичным состояниям не учитывалась). Положительные ω соответствуют ядру ^{146}Tb , а отрицательные ^{146}Eu . На рисунке изображены также расчетные значения приведенных вероятностей β^\pm -переходов типа Ферми и Гамова — Теллера $V_{F,GT}(0_1^+ \rightarrow 0_i^-, 1_i^+)$ из основного состояния ^{146}Gd в 0_i^+ -, 1_i^+ -состояния ядра ^{146}Tb , ^{146}Eu .

Обращает на себя внимание пик при $\omega \sim 14$ МэВ с $J^\pi = 0^+$, соответствующий изобар-аналоговому, относительно основного состояния ^{146}Gd , резонансу (ИАР) в ядре ^{146}Tb , а также три пика с $J^\pi = 1^+$ и $\omega \approx 12, 14$ и 18 МэВ, соответствующих трем компонентам резонанса Гамова — Теллера (ГТР). Упомянутые состояния вбирают

в себя подавляющие доли разностных правил сумм для переходов типа Ферми и Гамова — Теллера. Так, 0^+ -состоянию при $\omega = 14$ МэВ соответствует приведенная вероятность перехода типа Ферми, составляющая свыше 99 % значения $N - Z = 18$, даваемого полным правилом сумм для переходов типа Ферми, а три упомянутых 1^+ -уровня содержат вместе около 98 % полной интенсивности, равной 3 ($N - Z$).

Из рис. 28 видно, что в ядре ^{146}Tb аналоговое состояние и компоненты ГТР расположены всего лишь на несколько мегаэлектрон-вольт выше других 0^+ - и 1^+ -уровней, а также основного состояния

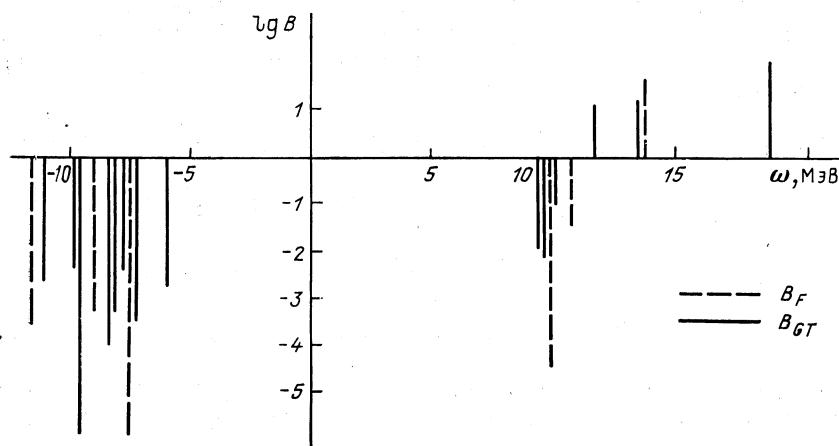


Рис. 28. Расчетные собственные частоты ω для 0^+ - и 1^+ -состояний ядер ^{146}Tb и ^{146}Eu и приведенные вероятности переходов типа Ферми и Гамова — Теллера $B_{F,GT}$ ($^{146}\text{Gd} \rightarrow ^{146}\text{Tb}$ (^{146}Eu)). Энергии состояний, отсчитанные от экспериментальной энергии основного состояния соответствующего ядра, связаны с собственными частотами ω соотношениями: $E = \omega - 9,52$ МэВ для ^{146}Tb и $E = -\omega + 1,99$ МэВ для ^{146}Eu

^{146}Tb (разность масс, соответствующая ИАР и основному состоянию ^{146}Gd по-прежнему велика и составляет около 15 МэВ). В этом смысле ситуация резко отличается от обычной для ядер в районе долины β -стабильности, где изобарные уровни и компоненты ГТР расположены над основным состоянием на большой высоте. Причина указанного явления заключается в сильной нейтронной дефицитности рассматриваемых ядер, в результате чего уровни Ферми нейтронов и протонов оказываются сильно сдвинутыми друг относительно друга, так что упомянутые неколлективизированные уровни, равно как и основное состояние ^{146}Tb , оказываются приближенными к состояниям ИАР и ГТР. Из рис. 28 видно также, что интенсивность разрешенных переходов типа Ферми и Гамова — Теллера, связывающих состояния ^{146}Eu с основным состоянием ^{146}Gd , чрезвычайно мала. Этот факт вписывается в схему представлений о ^{146}Gd как о магическом ядре. Однако экспериментальная проверка этого утверждения,

мыслимая в реакциях типа $^{146}\text{Gd} (^3\text{H}, ^3\text{He}) ^{146}\text{Eu}^*$, представляется весьма затруднительной ввиду нестабильности ядра-мишени ^{146}Gd относительно β -распада.

В некоторых ядрах типа «магическое \pm две частицы» к настоящему времени измерены вероятности электромагнитных переходов типа $E2$ и $E3$. Поэтому далее мы проведем сравнение результатов расчетов таких электромагнитных характеристик с данными измерений. Вычисления проводились по формулам типа (12), но для канала частица — частица (см. подробности в [59]) с использованием амплитуд, полученных при определении энергий состояний соответствующих ядер. Так, приведенный матричный элемент электромагнитного перехода в ядрах с двумя нуклонами (дырками) одного сорта сверх магического остова имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \omega_n^{J'}; J' | \hat{m}_\lambda | \omega_m^J; J \rangle = & [(2J + 1)(2J' + 1)]^{1/2} \left\{ \sum_{j_1 j_2 j_3} [(1 + \delta_{12})(1 + \delta_{23})]^{1/2} \times \right. \\ & \times x_{j_1 j_2}(J, \omega_m) x_{j_3 j_2}(J', \omega_n) W[\lambda j_3 J j_2; j_1 J'] \langle j_3 | \hat{m}_\lambda | j_1 \rangle_{\text{эф}} - \\ & - \sum_{j_1' j_2' j_3'} [(1 + \delta_{1'2'}) (1 + \delta_{2'3'})]^{1/2} y_{j_1' j_2'}(J, \omega_m) y_{j_3' j_2'}(J', \omega_n) \times \\ & \left. \times W(\lambda j_3' J j_2', j_1' J') \langle j_3' | \hat{m}_\lambda | j_1' \rangle_{\text{эф}} \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

В табл. 8 приведены имеющиеся к настоящему времени экспериментальные значения $B(E\lambda)$ и частоты ω соответствующих переходов.

Таблица 8. Приведенные вероятности электрических переходов ядер в районе ^{146}Gd в единицах $10^{-24} \lambda e^2 \cdot \text{см}^{2\lambda}$ [59]

Ядро	$J_i^{\pi_i}(E_i, \text{МэВ})$	$J_f^{\pi_f}(E_f, \text{МэВ})$	$E\lambda; \omega, \text{МэВ}$	$B_{\text{эксп}}(E\lambda) \downarrow$	$B_{\text{теор}}(E\lambda) \downarrow$
$^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$	2_1^+ (1,660)	0_1^+ (g. s)	$E2; 1,660$	0,050	0,037 (0,016)
	6_1^+ (2,200)	4_1^+ (2,068)	$E2; 0,132$	0,00085	0,00074
$^{148}_{66}\text{Dy}_{82}$	10_1^+ (2,706)	8_1^+ (2,620)	$E2; 0,086$	0,0043	0,0055
	8_1^+ (2,620)	6_1^+ (2,519)	$E2; 0,101$	0,023	0,015
$^{148}_{85}\text{Tb}_{83}$	12_1^- (1,181)	9^+ (0,175)	$E3; 1,006$	0,047	0,044 (0,014)
$^{144}_{64}\text{Gd}_{80}$	7_1^- (2,471)	5^- (2,302)	$E2; 0,169$	0,018	0,019
$^{144}_{63}\text{Eu}_{81}$	8^- (1,128)	6^- (0,926)	$E2; 0,202$	0,00014	0,0026

В большинстве случаев выполняется условие $\omega \ll \min \{\omega_\lambda\}$, где ω_λ — энергия нижайшего уровня соответствующей мультипольности в ^{146}Gd ($\omega_{3_1^-} = 1,58$ МэВ и $\omega_{2_1^+} = 1,97$ МэВ). В таких случаях, как указывалось, эксперимент можно описывать, параметризуя эффективные матричные элементы перехода между «двухквaziчастичными» состояниями с помощью эффективных зарядов. Среди эксперимен-

тальных данных, представленных в табл. 8, имеются и два случая с большой энергией перехода. Это E2-переход в ¹⁴⁴Sm ($\omega = 1,660$ МэВ) и E3-переход в ¹⁴⁸Tb ($\omega = 1,006$ МэВ). Поэтому в этих случаях нижние резонансы остова учитывались в явном виде, т.е. полагалось

$$\langle j_k || m_\lambda || j_i \rangle_{\text{эф}} = e_{\text{эф}} \langle j_k || r^\lambda Y_\lambda || j_i \rangle + g_{ik}^{\lambda,n} F(\omega_{\lambda,n} \rightarrow 0^+) / (\omega - \omega_{\lambda,n}) + g_{ik}^{\lambda,n} F(\omega_{\lambda,n} \rightarrow 0^+) / \omega_{\lambda,n}. \quad (21)$$

В формуле (21)

$$\left. \begin{aligned} g_{ik}^{\lambda,n} &= (-1)^{j_i - j_k} \sum_{\alpha\beta} a \langle j_i \bar{j}_k \lambda | v | j_\alpha \bar{j}_\beta \lambda \rangle_a \varphi_{j_\alpha j_\beta}(\lambda, \omega_n); \\ F(\omega_{\lambda,n} \rightarrow 0^+) &= e \sum_{\alpha\beta} \varphi_{j_\alpha j_\beta}^{\lambda}(\omega_n) \langle j_\alpha || r^\lambda Y_\lambda || j_\beta \rangle, \quad \varphi_{\alpha\beta} = \begin{Bmatrix} x_{ab'} \\ y_{a'b} \end{Bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

— соответственно эффективный матричный элемент связи фонона с частицей и амплитуда γ -распада фонона мультипольности λ основного ядра. Последний член в правой части формулы (21) добавлен во избежание двойного учета вклада выделенного резонанса в эффективный матричный элемент.

Из табл. 8 видно, что согласие с опытом является хорошим и намного лучшим, чем было бы в случае пренебрежения явным вкладом от близких резонансов [соответствующие значения $B(E\lambda)$ даны в скобках]. Единственное расхождение относится к E2-переходу $8^- \rightarrow 6^-$ в ядре ¹⁴⁴Eu, где расчетное значение $B(E2)$ оказывается существенно больше экспериментального. В наших вычислениях в соответствии с положением расчетных уровней состояния 8^- и 6^- имеют базисную лидирующую конфигурацию $\{p2d_{5/2}^{-1}, n1h_{11/2}^{-1}\}$. Не исключено, однако, что из-за недостаточно однозначного отождествления экспериментальных и расчетных уровней в рассматриваемом ядре хотя бы одно из упомянутых состояний имеет другую конфигурацию, что приведет к уменьшению вероятности перехода.

β^+ -переходы типа Гамова—Теллера в нейтронно-дефицитных ядрах в окрестности ¹⁴⁶Gd и эффективная аксиально-векторная константа G_A в ядрах. В [68, 69] изучались β^+ -переходы типа Гамова—Теллера в нейтронно-дефицитных ядрах окрестности ¹⁴⁶Gd. На рис. 29 изображена систематика приведенных периодов по-

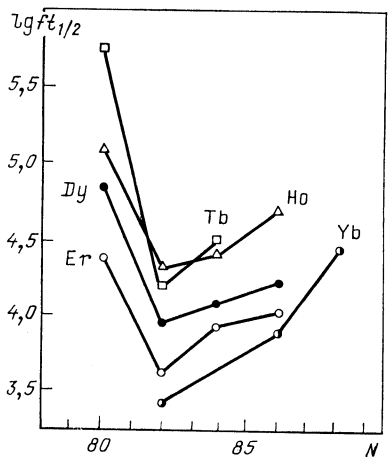


Рис. 29. Систематика значений $ft_{1/2}$ для β^+ -переходов Гамова—Теллера в ядрах вблизи ¹⁴⁶Gd

лураспада $ft_{1/2}$ для таких переходов [68]. Обращает на себя внимание характерная зависимость величин $ft_{1/2}$ от N и Z и очень малые значения $\lg ft_{1/2} \sim 3,5$ для некоторых из переходов. Столь малые $ft_{1/2}$ характерны для разрешенных по изоспину переходов типа Ферми, наблюдающихся в легких ядрах, и аномальны для тяжелых нуклидов. Причина указанных особенностей состоит в структуре одночастичных спектров вблизи ^{146}Gd и в выделенности большинства переходов, идущих с переверотом спина (спин-флип). Рассмотрим, например, четные ядра с $Z > 64$, $N \geq 82$ (переходы $0^+ \rightarrow 1^+$). В этом случае β^+ -распад связан с одночастичной трансформацией $ph_{11/2} \rightarrow nh_{9/2}$, а приведенная вероятность β^+ -распада есть, грубо говоря, величина типа $\sigma_{ph_{11/2}}^2 u_{nh_{9/2}}^2 \langle nh_{9/2} || \sigma t^+ || ph_{11/2} \rangle_{\text{эф}}^2$. Поэтому вероятность распада в соответствии с опытом будет расти (для данного N) с ростом $Z > 64$, поскольку с ростом Z возрастает $v_{ph_{11/2}}^2$. С другой стороны, при фиксированном Z с ростом N ($N > 82$) уровень $nh_{9/2}$, первоначально свободный, постепенно заполняется нейтронами, что приводит к блокировке перехода (уменьшению $u_{nh_{9/2}}^2$) тоже в соответствии с опытом. Совсем иная картина наблюдается в ядрах с $Z > 64$, $N < 82$. В этом случае при переходе на нижние состояния дочернего ядра имеет место трансформация $ph_{11/2} \rightarrow nh_{11/2}$. Поскольку при N , близком к 82, уровень $nh_{11/2}$ практически заполнен, то такой переход заблокирован и вероятность его в соответствии с опытом падает ($\lg ft_{1/2}$ растет).

Некоторые из ядер, претерпевающих β^+ -распад, расположены в непосредственной близости от ^{146}Gd , что позволяет провести последовательный расчет таких переходов и определить эффективную константу аксиально-векторного тока G_A в ядрах с $A \sim 150$ [69]. Речь идет о распаде ^{147}Tb ($11/2^-$) \rightarrow ^{147}Gd ($9/2^-$, 1398 кэВ) и переходах ^{148}Dy (0^+) \rightarrow ^{148}Tb (1^+ , 620 кэВ), а также ^{144}Eu (1^+) \rightarrow ^{144}Sm (0^+). Все эти случаи специфичны тем, что одночастичная структура перехода имеет тип спин-флипа ($ph_{11/2} \rightarrow nh_{9/2}$ в первых двух и $pd_{5/2} \rightarrow nd_{3/2}$ в последнем случае).

Рассмотрим сначала переход $^{147}\text{Tb} \rightarrow ^{147}\text{Gd}$ между ядрами «магическое плюс нуклон». В этом случае приведенная вероятность перехода имеет вид [70]:

$$B_{GT}(j_p \rightarrow j_n) = \frac{1}{2j_p + 1} \langle j_n || \sigma t^+ || j_p \rangle^2, \quad (23)$$

где

$$\langle j_n || \sigma t^+ || j_p \rangle = \langle j_n || \sigma t^+ || j_p \rangle_{\text{эф}} \sqrt{S_{j_p} S_{j_n}}. \quad (24)$$

В формуле (24) S_j — спектроскопические факторы, определяемые выражением (13), а $\langle j_n || \sigma t^+ || j_p \rangle_{\text{эф}}$ — эффективный матричный элемент от оператора β^+ -перехода, при вычислении которого следует учесть спин-изоспиновую поляризацию в заряженном канале [ср. с рис. 22, где, однако, теперь излучается не γ -квант, а $(\beta^+\nu)$ -пара

и участвуют промежуточные состояния с зарядом $|\Delta Z| = 1$. Фигурирующий в (24) эффективный матричный элемент есть

$$\begin{aligned} \langle j_n \| \sigma t^+ \| j_p \rangle_{\text{эф}} &= \langle j_n \| \sigma t^+ \| j_p \rangle_0 + \sum_{\omega_\nu, \alpha\beta, \gamma\delta} a \langle j_p \bar{j}_n; 1^+ \| v \| j_\gamma \bar{j}_\delta; 1^+ \rangle_a \times \\ &\times (-1)^{j_\alpha + j_\beta + j_p + j_n} \varphi_{\gamma\delta}(1^+; \omega_\nu) \varphi_{\alpha\beta}(1^+; \omega_\nu) \times \\ &\times \text{sign } \omega_\nu (\omega - \omega_\nu)^{-1} \langle j_\beta \| \sigma t^+ \| j_\alpha \rangle_0. \end{aligned} \quad (25)$$

В формуле (25) ω — энергия перехода, суммирование идет по всем собственным частотам ω_ν системы RPA (6) для пары ядер ¹⁴⁶Tb — ¹⁴⁶Eu (см. выше). Выражение (25) содержит также амплитуды $\varphi_{\alpha\beta}$ и $\varphi_{\gamma\delta}$ системы (6), причем

$$\begin{aligned} \varphi_{\alpha\beta}(J^\pi = 1^+; \omega_\nu) &= \left\{ \begin{array}{l} x_{j_\alpha j_{\beta'}}(1^+, \omega_\nu) \\ y_{j_{\alpha'} j_\beta}(1^+, \omega_\nu) \end{array} \right\}; \\ \varphi_{\gamma\delta}(J^\pi = 1^+; \omega_\nu) &= \left\{ \begin{array}{l} x_{j_\gamma j_{\delta'}}(1^+, \omega_\nu) \\ y_{j_{\gamma'} j_\delta}(1^+, \omega_\nu) \end{array} \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Рассмотрим теперь распад ¹⁴⁸Dy \rightarrow ¹⁴⁸Tb. Приведенный матричный элемент β^+ -перехода Гамова — Теллера $0^+ \rightarrow 1^+$ между ядрами типа «магическое плюс два нуклона» может быть в рамках метода RPA представлен в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle 1^+; \omega_m \| \hat{m}_{GT} \| 0^+; \omega_n \rangle &= \sum_{\alpha\beta} \sqrt{\frac{2}{2j_\alpha + 1}} f_{\alpha\beta}(0^+, \omega_n) f_{\alpha\beta}(1^+, \omega_m) \times \\ &\times \text{sign}(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta) (-1)^{j_\alpha + j_\beta} \langle j_\beta \| \sigma t^+ \| j_\alpha \rangle. \end{aligned} \quad (27)$$

В (27) индексы α относятся к протонам, а β — к нейтронам, одночастичный матричный элемент перехода дается формулой (24). Входящие в (27) амплитуды $f_{\alpha\beta}$ и частоты ω_m, ω_n представляют собой собственные векторы и частоты системы (18) метода RPA для канала частица — частица, а именно

$$\begin{aligned} f_{\alpha\alpha}(J^\pi = 0^+, \omega_n) &= \left\{ \begin{array}{l} x_{j_\alpha j_\alpha}(0^+, \omega_n) \\ y_{j_{\alpha'} j_{\alpha'}}(0^+, \omega_n) \end{array} \right\}; \\ f_{\alpha\beta}(J^\pi = 1^+, \omega_m) &= \left\{ \begin{array}{l} x_{j_\alpha j_\beta}(1^+, \omega_m) \\ y_{j_{\alpha'} j_{\beta'}}(1^+, \omega_m) \end{array} \right\}, \end{aligned} \quad (28)$$

причем $f_{\alpha\alpha}$ представляет собой амплитуду состояний для пары ядер ¹⁴⁸Dy — ¹⁴⁴Sm (см. выше), а $f_{\alpha\beta}$ — для пары ядер ¹⁴⁸Tb — ¹⁴⁴Eu [71]. Для «верхних» решений систем (18) формула (27) представляет собой приведенный матричный элемент перехода ¹⁴⁸Dy (0^+) \rightarrow ¹⁴⁸Tb (1^+), а для «нижних» решений ω_m и ω_n , соответствующих ядрам ¹⁴⁴Eu и ¹⁴⁴Sm, приведенный матричный элемент обратного перехода ¹⁴⁴Sm (0^+) \rightarrow ¹⁴⁴Eu (1^+).

Используя экспериментальные данные по величинам $ft_{1/2}$ и вычисленные нами значения B_{GT} , можно, воспользовавшись соотношением

$$(G_A/g_V)^2 = \frac{F}{ft_{1/2}B_{GT}}; F = \frac{2\pi^3 \ln 2\hbar^7}{m_e^2 c^4 g_V^2} = 6163,4 \pm 3,8 \text{ с} \quad (29)$$

для переходов Гамова — Теллера, определить значения $|G_A/g_V|$ для рассматриваемых ядер. Результаты вычислений приведены в табл. 9.

Таблица 9. Значения $|G_A/g_V|$, определенные из β^+ -распада околomagических ядер ^{147}Tb , ^{148}Dy , ^{144}Eu . Погрешности значений $|G_A/g_V|$ включают в себя как теоретические (использование разных типов взаимодействий, приведенных в табл. 5), так и экспериментальные неопределенности

Ядро	$\lg ft_{1/2}$	$B_{GT}^{\text{теор}} \text{ (I)}$	$B_{GT}^{\text{теор}} \text{ (III)}$	$ G_A/g_V $
^{147}Tb	$4,23 \pm 0,03$ [68]	0,71	0,63	$0,73 \pm 0,04$
^{148}Dy	$3,94 \pm 0,04$ [68]	1,05	0,87	$0,86 \pm 0,08$
^{144}Eu	$4,5 \pm 0,05$ [72]	0,26	0,21	$0,91 \pm 0,10$

Как явствует из нее, значение $|G_A/g_V|$ лежит в диапазоне $0,85 \pm 0,15$. Отметим, что для распада свободного нейтрона $g_A/g_V = -1,25$. Из приведенных в таблице данных наибольший интерес представляют результаты вычислений для ядра ^{144}Eu . Действительно, ядро ^{144}Sm использовалось как мишень (в pn)-реакции [73], в результате которой возбуждались 1^+ -состояния ядра ^{144}Eu , среди которых были уровни ГТР и основное состояние, с которого идет β^+ -переход. Определение интенсивности перехода в (p, n) -реакции на разные состояния, в том числе на состояния ГТР, включает процедуру нормировки к вероятности β^+ -перехода между основными состояниями ядер ^{144}Eu и ^{144}Sm . После этого полная интенсивность перехода в (p, n) -реакции сравнивается с результатами предсказаний модельно-независимого правила сумм [74]. Канал реакции $^{144}\text{Sm}(p, n)$, в котором заселяется основное состояние ^{144}Eu , представляет собой переход, обратный рассмотренному нами выше. Таким образом, как при исследовании (p, n) -реакции на ^{144}Sm , так и при исследовании β^+ -распада ^{144}Eu используется одно и то же значение приведенной вероятности β -распада. Сравнение полных экспериментальной и модельно-независимой теоретической интенсивностей в реакции $^{144}\text{Sm} \times (p, n) ^{144}\text{Eu}$ дает $|G_A/g_V| = 0,78 \pm 0,09$, что согласуется с нашим значением $0,91 \pm 0,10$. Заметим, что значение константы определялось в [75] на основе теоретического анализа прямых реакций перезарядки с учетом непрерывного спектра. В [76], как и в нашем случае, проводился анализ типа спин-флипа в β^+ -переходах. Одно из отлич-

чий нашей работы и работы [76] заключается в использовании нами единого в канале частица — частица и частица — дырка взаимодействия. Отметим, что наш результат оказывается в среднем несколько ниже результатов работ [75, 76], где было получено $|G_A/g_V| \sim 1$, но в пределах декларируемых нами погрешностей совпадает с ука-

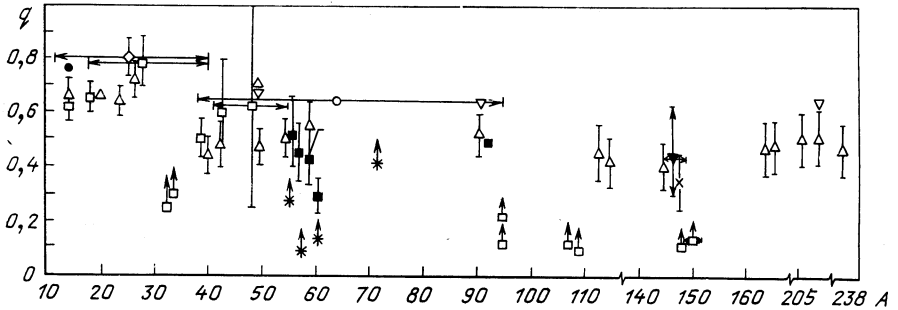


Рис. 30. Значения $q = (G_A/g_V)^2$ в различных областях периодической системы, полученные различными способами:
 (p, n)-реакция: ■ — оболочечный расчет; Δ — использование полного правила сумм; ∇ — использование теории конечных ферми-систем; (n, p)-реакция: ● — одночастичная модель; β -распад: * — одночастичная модель; \square — оболочечный расчет; \diamond — анализ β -распада и магнитных моментов; \circ — анализ одиночных β -переходов; \blacktriangledown — вычисление в методе RPA с учетом спин-изоспиновой поляризации и спектроскопических факторов; \times — исследование силовых функций β -распада

занными данными. Подробное сравнение с результатами исследования значений G_A в разных областях периодической системы приводится на рис. 30.

Вероятности α -переходов. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по α -распаду основных и низколежащих состояний ядер в области долины β -стабильности, который систематизирован и обобщен в ряде обзоров и компиляций (см., например, [77—79]). В связи с прогрессом в методике получения нейтронно-дефицитных изотопов доступными для изучения стали также ядра, далекие от долины β -стабильности, для которых α -распад иногда оказывается единственным процессом, дающим информацию об их структуре [80].

Обработка экспериментальных данных по α -распаду основных и низколежащих возбужденных состояний обычно проводилась в рамках R -матричного варианта теории α -распада [41, 77, 78], развитого в [81, 82]. При этом волновые функции родительского и дочернего ядер строились на основе оболочечной модели с учетом смешивания конфигураций и сверхтекучих корреляций. Заметим, что впервые на важность учета парных корреляций при рассмотрении абсолютных вероятностей α -распада было указано в [83]. Результаты расчетов показали, что в некоторых случаях удается согласовать относительные теоретические вероятности α -распада с соответствующими опытными данными, тогда как абсолютные вероятности сильно отличаются-

ся от экспериментальных в зависимости от выбора радиуса канала R_c , являющегося параметром теории.

Очевидно, что корректное описание механизма распада (реакции) является необходимым условием для использования характеристик данного канала распада (реакции) в качестве средства количественного изучения свойств состояний ядер. Поэтому дальнейший прогресс в понимании механизма α -распада был связан с развитием не R -матричного подхода [84, 85], в принципе не содержащего свободного параметра R_c .

В рамках не R -матричного варианта [84, 85] теории α -распада сферических ядер амплитуда подбарьерного α -перехода в конечный канал c записывается в виде ($c = \{Q_{if}, L, \sigma_f, J_f\}$):

$$\begin{aligned} \Gamma_{ic}^{1/2}(J_i M_i) &= V \sqrt{2\pi} \sum_{M_j M} C_{J_f M_j L M}^{J_i M_i} \langle \hat{A} \{ \Psi_{J_f M_j}^{\sigma_f} O_{LM} \} | \Psi_{J_i M_i}^{\sigma_i} \rangle \equiv \\ &\equiv \sum_{M_j M} C_{J_f M_j L M}^{J_i M_i} \Gamma_{J_i M_i \rightarrow J_f M_j, LM}^{1/2}. \end{aligned} \quad (30)$$

В формуле (30) $\Psi_{J_i M_i}^{\sigma_i}$ и $\Psi_{J_f M_j}^{\sigma_f}$ — волновые функции родительского и дочернего ядер; O_{LM} — соответствующий оператор перехода:

$$O_{LM} = F_L(R) Y_{LM}^*(\Omega_R) V_{\alpha(A-4)} \chi_{\alpha}, \quad (31)$$

где $F_L(R)$ — нормированная на δ -функцию по энергии регулярная кулоновская функция; $V_{\alpha(A-4)}$ — ядерный потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром; χ_{α} — внутренняя волновая функция α -частицы; $Y_{LM}(\Omega_R)$ — шаровая функция, описывающая относительное движение центра инерции α -частицы с энергией Q_{if} и орбитальным моментом и проекцией LM . В (31) оператор \hat{A} обеспечивает антисимметризацию нуклонов α -частицы и дочернего ядра.

На основе развитого подхода к теории α -распада был проведен [85, 86] систематический анализ существующих экспериментальных данных по вероятности α -переходов. При этом было показано, что в рамках оболочечной модели [41, 55] возможно последовательное описание относительных вероятностей α -распада. Что касается проблемы описания абсолютных вероятностей α -распада, то, как показано в [85, 87], для решения этой задачи требуется существенный выход за рамки оболочечных представлений.

Поскольку на основе обсуждаемого подхода удается [85, 86] удовлетворительно описать относительные вероятности α -переходов, это позволяет рассматривать не R -матричный вариант теории α -распада [84, 85] в качестве надежного инструмента исследования оболочечной структуры ядер. Значительный интерес в этой связи представляют расчеты вероятностей α -переходов в ядрах вблизи ^{146}Gd , проведенные в рамках концепции магичности остоного нуклида. Сравнение результатов расчетов относительных ширин α -пере-

ходов в указанных ядрах с таковыми в районе свинца можно рассматривать как дополнительный тест на адекватность исходных представлений о ядре ¹⁴⁶Gd.

В диагональном по остову приближении оператор O_{LM} зависит только от переменных четырех отделяемых нуклонов, так что его можно разложить по полному базису одночастичных оболочечных функций $\psi_{nljm}(\mathbf{r})$, причем для тяжелых родительских и дочерних ядер его с хорошей точностью можно считать единым. Операция разложения оператора O_{LM} по базису ортонормированных одночастичных оболочечных функций и последующий переход к представлению вторичного квантования проделаны в [50]. Если теперь в качестве волновых функций $\Psi_{J_i M_i}$ и $\Psi_{J_f M_f}$ в формуле (30) использовать состояния $|A + 2, \omega_n^+, JM\rangle$ и $|A - 2, \omega_m^-, JM\rangle$ (16), то с учетом полноты набора $Q_M^{\dagger+}(\omega_n^+) | \tilde{0} \rangle$ и $Q_M^{\dagger+}(\omega_m^-) | \tilde{0} \rangle$, а также соотношений коммутации [41] операторов Q и Q^+ получим для случая, когда сверх магического остова имеются частицы (дырки) одного сорта, следующее выражение для амплитуды α -перехода [50]:

$$\Gamma_{J_i M_i \rightarrow J_f M_f, LM}^{1/2} = -\sqrt{2\pi} C_{J_f M_f LM}^{J_i M_i} [(2L + 1)(2J_i + 1)]^{1/2} \times \\ \times \sum_{\substack{\alpha \geq \beta \\ \gamma \geq \delta}} f_{\alpha\beta}(J_f^{\pi_f}; \omega_m^-) f_{\gamma\delta}(J_i^{\pi_i}; \omega_n^+) f_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i). \quad (32)$$

В формуле (32) для амплитуд $f_{\alpha\beta}$ и $f_{\gamma\delta}$ введены обозначения

$$f_{\alpha\beta}(J^{\pi}; \omega_n^+) = \begin{cases} x_{ab}(J^{\pi}; \omega_n^+), & a, b > \epsilon_F, \\ y_{a'b'}(J^{\pi}; \omega_n^+), & a', b' < \epsilon_F, \end{cases} \\ f_{\gamma\delta}(J^{\pi}; \omega_m^-) = \begin{cases} x_{ab}(J^{\pi}; \omega_m^-), & a, b > \epsilon_F, \\ y_{a'b'}(J^{\pi}; \omega_m^-), & a', b' < \epsilon_F. \end{cases} \quad (33)$$

Ширину α -перехода из неполяризованного состояния i родительского ядра с квантовыми характеристиками $J_i^{\pi_i}$ в состояние f дочернего ядра с характеристиками $J_f^{\pi_f}$ можно записать в виде

$$\Gamma_{if} = \sum_L \Gamma_{ifL}, \quad (34)$$

где парциальная α -ширина Γ_{ifL} согласно формулам (30) и (32) определяется соотношением

$$\Gamma_{ifL} = 2\pi [(2L + 1)/(2J_i + 1)] \sum_{\substack{\alpha \geq \beta \\ \gamma \geq \delta}} f_{\alpha\beta}(J_f^{\pi_f}; \omega_m^-) f_{\gamma\delta}(J_i^{\pi_i}; \omega_n^+) \times \\ \times f_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i)^2. \quad (35)$$

В случае нечетно-нечетного ядра для парциальной α -ширины получается выражение вида [50, 59]

$$\Gamma_{ifL} = 2\pi [(2J_f + 1)(2L + 1)]^{1/2} \sum_{\substack{\alpha\gamma, \beta\delta \\ J_{\alpha\beta} J_{\gamma\delta}}} [(1 + \delta_{\alpha\beta})(1 + \delta_{\gamma\delta})(2J_{\alpha\beta} + 1) \times \\ \times (2J_{\gamma\delta} + 1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} j_\alpha j_\gamma J_i \\ j_\beta j_\delta J_f \\ J_{\alpha\beta} J_{\gamma\delta} L \end{matrix} \right\} f_{\alpha\gamma}(J_f^\pi J; \omega_{m_f}^-) f_{\beta\delta}(J_i^\pi i; \omega_{n_i}^+) \times \\ \times f_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_{\alpha\beta} J_{\gamma\delta})|^2. \quad (36)$$

В отличие от формулы (35) суммирование по мультииндексам $\alpha\gamma$ и $\beta\delta$ перебирает все возможные комбинации состояний нейтрон-протонных пар.

Входящие в формулы (35) и (36) амплитуды $f_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i)$ определяются выражением

$$f_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i) = \sqrt{8} \int_0^\infty S_{\alpha\beta\gamma\delta} \Theta_L(R) F_L(R) R^2 dR, \quad (37)$$

причем функция $\Theta_L(R)$ записывается в виде

$$\Theta_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i) \equiv \Theta_L(R) = \int \chi_\alpha(\xi_1 \xi_2 \xi_3) Y_{LM}^*(\Omega_R) V_{\alpha(A-4)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) \times \\ \times [[\Psi_{j_\alpha}(\mathbf{r}_1) \Psi_{j_\beta}(\mathbf{r}_2)]_{J_f} [\Psi_{j_\gamma}(\mathbf{r}_3) \Psi_{j_\delta}(\mathbf{r}_4)]_{J_i}]_{LM} d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\Omega_R. \quad (38)$$

Фактор $S_{\alpha\beta\gamma\delta}$ связан с переходом от jj - к LS -связи и антисимметризацией пар нуклонов $\alpha\beta$ и $\gamma\delta$, а также содержит результат суммирования по спиновым переменным. Метод вычисления интегралов типа (38) в случае произвольного вида самосогласованного оболочечного потенциала $V_{\alpha(A-4)}$ изложен в [88]. В конкретных расчетах взаимодействие $V_{\alpha(A-4)}$ выбиралось в виде

$$V_{\alpha(A-4)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = \sum_{i=1}^4 V_i(|\mathbf{r}_i|), \quad (39)$$

что, как показано в [89, 90], обеспечивает достаточную точность при вычислении α -ширин в рамках оболочечного подхода. В формуле (39) $V_i(|\mathbf{r}_i|)$ — вещественная часть оптического потенциала взаимодействия нуклона с ядром. Выше использовались переменные

$$\left. \begin{matrix} \xi_1 = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/\sqrt{2}, \quad \xi_2 = (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)/\sqrt{2}, \\ \xi_3 = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)/2, \quad \mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_4)/4. \end{matrix} \right\} \quad (40)$$

Определим далее α -частичный формфактор для канала с следующим образом [87, 89]:

$$\Psi_c(R) = \left\langle \hat{A} \left\{ \frac{\delta(R-R')}{R} u_c^{J_i M_i} \right\} \middle| \Psi_{J_i M_i}^{\sigma_i} \right\rangle, \quad (41)$$

где $u_c^{J_i M_i}$ — каналовая функция:

$$u_c^{J_i M_i} = [\Psi_{J_f M_f}^{\sigma_f} \chi_{\alpha} Y_{LM}(\Omega_R)]_{J_i M_i}. \quad (42)$$

Здесь $[]_{J_i M_i}$ означает векторную связь моментов дочернего ядра и α -частицы.

Для глубокого подбарьерного α -распада все конфигурационное пространство, в котором определена функция $\Psi_{J_i M_i}^{\sigma_i}$, описывающая квазистационарное состояние α -распадного ядра, можно разбить [87] на три области, связанные с различными значениями переменной R . Первая область ($0 \leq R \leq R_{об} \approx R_A$), называемая оболочечной, соответствует внутренней области родительского ядра, в которой справедливы представления оболочечной модели со смешиванием конфигураций и дискретным одночастичным базисом.

Вторая область ($R_{кл} \leq R \leq R_1$), называемая кластерной, соответствует внешней поверхностной области родительского ядра, где полностью сформированы фрагменты α -распада. При этом $R_{кл} \approx R_A + 2a$, где a — диффузность оболочечного потенциала. Точка R_1 лежит в подбарьерной области левее внешней кулоновской точки поворота и определяется условием $G_c(R_1) \gg F_c(R_1)$, причем $G_c(R_1)$ — нерегулярная кулоновская функция.

Наконец, третья область ($R_{об} < R < R_{кл}$) соответствует самой сложной с теоретической точки зрения ситуации — в этой области представления оболочечной модели с ограниченным базисом уже неприменимы и в то же время еще не справедливо представление о полностью сформировавшихся фрагментах α -распада. Влияние указанных областей конфигурационного пространства на вероятности α -распада, а также рецепт интерполяции α -частичного формфактора Ψ_c между оболочечной и кластерной областями подробно рассмотрены в [85, 89].

В данной работе речь будет идти об оболочечных формфакторах $\Psi_c^{06}(R)$, которые в случае четно-четных ядер можно записать в виде

$$\Psi_c^{06}(R) = \sqrt{8} R \sum_{\substack{\alpha \geq \beta \\ \gamma \geq \delta}} S_{\alpha\beta\gamma\delta} f_{\alpha\beta}(J_f^{\pi_f}; \omega_{m_f}^-) f_{\gamma\delta}(J_i^{\pi_i}; \omega_{n_i}^+) \tilde{\Theta}_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i), \quad (43)$$

где $\tilde{\Theta}_L(\alpha\beta\gamma\delta; J_f J_i)$ определяется формулой (38), в которой нужно положить $V_{\alpha(A-i)} \equiv 1$. Тогда оболочечный спектроскопический фактор [87], представляющий собой по существу вероятность формирования α -частицы внутри ядра, будет определяться формулой

$$W_c^{06} = \int_0^{R_{об}} |\Psi_c^{06}(R)|^2 dR. \quad (44)$$

В табл. 10 для ядер ^{210}Pb , ^{210}Po и ^{148}Gd приведены экспериментальные спектроскопические факторы, полученные [86] на основе обра-

Таблица 10. Экспериментальные и оболочечные спектроскопические факторы для α -переходов в ядрах ^{210}Po , ^{210}Pb , ^{148}Gd , ^{148}Dy , ^{148}Tb

Ядро	Переход	L	$-\lg W^{\text{эксп}}$	$-\lg W^{\text{об}}$
^{210}Pb	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	3,47	4,36
^{210}Po	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	3,83	4,14
^{148}Gd	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	2,53	3,31
^{148}Dy	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	—	3,18
^{148}Tb	$9^+ \rightarrow 1_1^+$	8,10	—	3,97

ботки имеющихся опытных данных в духе подхода [87, 89], а также значения оболочечных спектроскопических факторов $W^{\text{об}}$, рассчитанных по формулам (43), (44) и (38) с амплитудами $f_{\gamma\delta}(J_{i_i}^{\pi_i}; \omega_{n_i}^+)$ и $f_{\alpha\beta}(J_{f_i}^{\pi_i}; \omega_{n_i}^-)$ из [26, 91]. Сравнение значений $W^{\text{эксп}}$ и $W^{\text{об}}$ показывает, что используемый в расчетах базис смешивания конфигураций является ограниченным, вследствие чего сопоставление с экспериментом абсолютных значений теоретических шири α -распада будет не совсем последовательным [87]. Поэтому в данной работе, как и в [50], основной акцент сделан на выявление эффектов смешивания конфигураций при анализе относительных шири α -распада. В табл. 10 включены также значения $W^{\text{об}}$, рассчитанные [59] для двух других ядер вблизи ^{146}Gd .

В табл. 11 представлены результаты расчетов для ядра ^{148}Gd , полученные в данной работе, и соответствующие значения для ядра

Таблица 11. Облегченные α -переходы в ядрах ^{148}Gd и ^{210}Pb

Ядро	Переход	L	$\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}$, МэВ	Учет смешивания		Чистая конфигурация		
				$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$, МэВ	$\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}/\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$	$\Gamma_{if}^{\text{чист}}$, МэВ	$\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$	$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$
^{148}Gd	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	1,55 (-31)	1,26 (-33)	123	5,5 (-35)	$2,82 \cdot 10^3$	22,9
	$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2	—	0,17 (-59)	—	0,37 (-60)	—	5,2
^{210}Pb	$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0	1,30 (-38)	0,49 (-40)	263	0,45 (-41)	$2,8 \cdot 10^3$	11
	$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2	—	0,94 (-41)	—	0,88 (-42)	—	10,6

^{210}Pb , рассчитанные в [50]. Здесь $\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$ и $\Gamma_{if}^{\text{чист}}$ — соответственно, ширины α -распада, рассчитанные с учетом смешивания конфигураций и с чистыми конфигурациями. Как следует из табл. 11, отношение

$\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}/\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$ для α -переходов в ^{148}Gd и ^{210}Pb оказывается того же порядка, что и для необлегченного α -распада ядра ^{210}Bi [50], т.е. неполнота базиса в случае облегченных α -переходов приводит к занижению величин $\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$ менее чем на порядок. Видно также, что усиление вероятностей α -переходов в ядрах ^{148}Gd и ^{210}Pb в результате учета смешивания конфигураций является близким.

К сожалению, в рассматриваемых ядрах «магическое \pm два нуклона» α -распад наблюдается только в ^{148}Gd . Поэтому, используя результаты работы [50], дальнейшее сравнение будем проводить на языке теоретических коэффициентов усиления $\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$. Рассчитанные значения коэффициентов усиления приведены в табл. 12.

Как видно из табл. 12, имеется существенное усиление облегченного α -перехода $0_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в ядре ^{148}Dy , что согласуется с аналогич-

Таблица 12. Теоретические коэффициенты усиления для α -переходов в ядрах ^{148}Dy и ^{210}Po

Переход	$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$		Переход	$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$	
	^{148}Dy	^{210}Po		^{148}Dy	^{210}Po
$0_1^+ \rightarrow 0_1^+$	97	50	$0_1^+ \rightarrow 2_3^+$	14,9	7,4
$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	3,6	14	$0_1^+ \rightarrow 2_4^+$	10	8,5
$0_1^+ \rightarrow 0_3^+$	0,94	2,6	$0_1^+ \rightarrow 4_1^+$	31	8,5
$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	28	205	$0_1^+ \rightarrow 4_2^+$	25,8	7,0
$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0,2	2,8	$0_1^+ \rightarrow 4_3^+$	4,9	6,2

ным расчетом, выполненным [50] для ядра ^{210}Po . Наблюдается также заметное увеличение отношения $\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$ при α -переходах из основного состояния ядра ^{148}Dy на первые из состояний 2^+ , 4^+ и т.д. дочернего ядра ^{144}Gd , которые имеют, по-видимому, коллективную структуру типа парных вибраций. Следует, правда, отметить, что степень коллективизации этих состояний выражена менее ярко, чем в случае ядра ^{210}Po . Как отмечается в [50], большое усиление вероятности α -перехода $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ в ядре ^{210}Po при учете смешивания конфигураций указывает на возможность реализации механизма облегченного α -распада не только для известного случая α -переходов $0_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

В связи с полученным выше усилением α -перехода из основного состояния 0_1^+ ядра ^{148}Dy в парновибрационное (двухдырочное) состояние 2_1^+ ядра ^{144}Gd интересно исследовать теоретически α -переходы из возбужденных (двухчастичных) состояний 2_i^+ ядра ^{148}Dy в основное состояние ядра ^{144}Gd . Как видно из табл. 13, имеется заметное усиление вероятности α -перехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, что согласуется с анало-

Таблица 13. Альфа-переходы из состояния 2_i^+ ядра ^{148}Dy в состояние 0_i^+ ядра ^{144}Gd . Энергии E_i — теоретические [59]

Переход	E_i , МэВ	L	$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}$, МэВ	$\Gamma_{if}^{\text{смеш}}/\Gamma_{if}^{\text{чист}}$
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	2,33	2	1,01 (-26)	26,6
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	2,72	2	0,77 (-24)	6,2
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	3,12	2	0,60 (-25)	1,4
$2_4^+ \rightarrow 0_1^+$	7,61	2	0,13 (-23)	7,7

гичными результатами, полученными ранее [50] при анализе α -переходов $2_i^+ \rightarrow 0_1^+$ в ядре ^{210}Po .

Таким образом, проведенные выше расчеты α -распадных характеристик в ядрах вблизи ^{146}Gd приводят примерно к тем же результатам, что и расчеты [50] для ядер в районе ^{208}Pb . Это обстоятельство позволяет сделать заключение в пользу представлений о магичности нуклида ^{146}Gd . Вместе с тем необходимо отметить, что магичность протонной системы с $Z = 64$, по-видимому, носит более локальный характер и исчезает при сравнительно небольшом (от $N = 82$ до $N = 86$) изменении числа нейтронов. На это, в частности, указывают результаты анализа [86] вероятностей α -переходов в нейтронно-дефицитных ядрах с $A \sim 150$. Другими словами, результаты работы [86] согласуются со сделанным нами выводом об ограниченном характере рассматриваемой области магичности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше были рассмотрены экспериментальные и теоретические результаты, свидетельствующие о выделенности нейтронно-дефицитного ядра ^{146}Gd по сравнению с другими близлежащими нуклидами. Весь набор данных укладывается в представление о том, что упомянутое ядро является магическим. Вместе с тем для подтверждения указанной концепции была бы полезна дополнительная экспериментальная информация. Так, важно знать экспериментальные значения спектроскопических факторов в ядрах типа $^{146}\text{Gd} \pm$ нуклон. Имеющиеся к настоящему времени данные об этих величинах далеко не полны. Важными были бы также и экспериментальные данные о парциальных временах жизни относительно электромагнитных переходов между одноквазичастичными уровнями «своих» и «чужих» оболочек в нечетных ядрах, прилегающих к ^{146}Gd . Такие данные позволили бы выявить роль парных корреляций сверхпроводящего типа.

Известно, что компаунд-система, образующаяся при взаимодействии медленных нейтронов с магическими ядрами при $E = B_n$, обладает относительно малой плотностью нейтронных резонансов.

Из-за того что ширины резонансов много меньше расстояния между ними (если исключить случайное и маловероятное совпадение энергий), сечения захвата тепловых нейтронов магическими ядрами ^{90}Zr , ^{208}Pb оказываются очень малыми. Известно также, что распад высоковозбужденных резонансов, о которых шла речь выше, в ядрах близ магических характеризуется малой по сравнению с немагическими ядрами множественностью γ -квантов. В принципе упомянутые критерии могут быть применимы и к обсуждаемым ядрам, однако с некоторой оговоркой. Из-за того что ядро ^{146}Gd является нейтроннодефицитным, значения B_n в ядрах указанной области велики, что может привести к возрастанию плотности нейтронных резонансов в компаунд-системе и к исчезновению отмеченных особенностей. Тем не менее экспериментальные исследования такого рода представляют несомненный интерес.

Как уже отмечалось выше, экспериментальная информация о вероятностях α -переходов в ядрах, ближайших к ^{146}Gd , существенно неполна. Поэтому получение дополнительной экспериментальной информации указанного типа является весьма актуальным с точки зрения подтверждения концепции магичности основного нуклида.

Авторы выражают свою признательность В. В. Анисовичу, В. Е. Бунакову, К. Я. Громову, В. Г. Калининкову, Е. М. Левину, К. А. Мезилеву, Н. И. Пятову, В. Г. Соловьеву, Л. А. Сливу, С. А. Фаянсу и В. И. Фурману за многочисленные обсуждения затронутых в обзоре вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Громов К. Я., Новиков Ю. Н. Тезисы докладов XXXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л.: Наука, 1985.
2. Rasmussen J. O., Thompson S. G., Ghiorso A. // Phys. Rev. 1953. Vol. 89, P. 33—48.
3. Schmidt-ott W. D., Toth K. S. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2574—2576.
4. Мезилев К. А. Исследование альфа-распада нейтрондефицитных изотопов редкоземельных элементов. Дисс. на соискание канд. физ.-мат. наук. Л., 1981.
5. Kleinheinz P., Lunardi S., Ogawa M. e.a. // Z. Phys. 1978. Vol. A284. P. 351—352.
6. Kleinheinz P., Broda R., Daly P. J. e.a. // Z. Phys. 1979. Vol. A290. P. 279—295.
7. Ogawa M., Broda R., Zell K. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 289—292.
8. Ragnarsson I., Sheline R. K. // Phys. Scripta. 1984. Vol. 29. P. 385—401.
9. Piiparinen M., Komppa T., Komu R. e.a. // Z. Phys. 1982. Vol. A309. P. 87—88.
10. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
11. Алхазов Г. Д. и др. Тезисы докладов XXXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1985.
12. Nagai Y., Styczen J., Piiparinen M. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1259—1262.

13. Blomqvist J., Kleinheinz P., Daly P. J.//Z. Phys. 1983. Vol. A312. P. 27—41.
14. Newton J. O., Stephens F. S., Diamond R. M.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A236. P. 225—251.
15. Алхазов Г. Д., Ганбаатор Н., Громов К. Я. и др. Препринт ЛИЯФ-820. Л., 1982.
16. Geilikman B. T.//Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure. Kingston, 1960. P. 874—875.
17. Strutinsky V. M., Biernholm S.//Proc. Intern. Symposium on Nuclear Structure. Dubna, 1968. P. 431—442.
18. Sheline R. K., Sikkeland T., Chanda R. N.//Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 446—449.
19. Strutinsky V. M.//Nucl. Phys. 1967. Vol. A95. P. 440—442.
20. Vrba J. A., Bingham C. R., Guidry M. W. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 755—766.
21. Jastrzebski J., Kossakowski R., Lukasiak J. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. B97. P. 50—54.
22. Perlman I., Asaro F., Ghiorso A.//Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 917—922.
23. Glendenning N. K.//Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 923—925.
24. Booth W., Wilson S., Ipson S. S.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A229. P. 61—67.
25. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г. и др. Препринт ЛИЯФ-834. Л., 1983.
26. Артамонов С. А., Исаков В. И. Препринт ЛИЯФ-996. Л., 1984. 37 с.
27. Артамонов С. А.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 91—98.
28. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г., Шагинян В. Р.//Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ по физике атомного ядра и элементарных частиц (ядерная физика). Л., 1985. С. 11—47.
29. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 328—340.
30. Немировский П. Э., Чепурнов В. А.//ЯФ. 1966. Т. 3. С. 998—1010.
31. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра. М.: Атомиздат, 1960.
32. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинин Б. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1690—1702.
33. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра.: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. Т. 1.
34. Lane A. M.//Nuclear Physics. 1962. Vol. 35. P. 676—685.
35. Mukherjee P., Bhattacharya R., Mukherjee I.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1810—1811.
36. Chazman T. T.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 456—458.
37. Goodman A. L.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A331. P. 401—406.
38. Tondeur F.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A338. P. 77—85.
39. Dudek J., Szymanski Z., Werner T.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1712—1718.
40. Ploszajczak M., Faber M.//Physica Scripta. 1981. Vol. 24. P. 243—248.
41. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
42. Вдовин А. И., Комов А. Л., Малов Л. А. Препринт ОИЯИ Р4-5125. Дубна, 1970.
43. Исаков В. И., Артамонов С. А., Слив Л. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. С. 2074—2089.
44. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 71—78.
45. Wildenthal V. H., Newman E., Auble R. L.//Phys. Rev. 1971. Vol. C3. P. 1199—1220.
46. Артамонов С. А., Исаков В. И. Тезисы докладов XXXIV Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1984.
47. Кузьменко Н. К., Михайлов В. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 1966—1972.

48. Conchi C., Klemt V., Speth J.//Phys. Lett. 1984. Vol. 148B. P. 405—412.
49. Decman D. J., Mann L. G., Massey T. N. e.a.//Proc. 7-th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants. Darmstadt-Seeheim, 1984. P. 220—221.
50. Артамонов С. А., Исаков В. И., Кадменский С. Г. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 829—840.
51. Ring P., Speth J.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A235. P. 315—351.
52. Барбраир Б. Л., Алхазов Г. Д., Лапина Л. П.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 625—634.
53. Khodel V. A., Saperstein E. E.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A348. P. 261—287.
54. Sommerman H. M., Ratcliff K. F., Kuo T. T. S.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A406. P. 109—133.
55. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1977. Т. 2.
56. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
57. Исаков В. И., Оглоблин С. Г. Препринт ЛИЯФ-680. Л., 1981.
58. Оглоблин С. Г. Препринт ЛИЯФ-1026. Л., 1985.
59. Артамонов С. А., Исаков В. И., Ломаченков И. А.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 33—44.
60. Wenes G., Heyde K.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1692—1700.
61. Артамонов С. А., Исаков В. И.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 2019—2022.
62. Kantus R., Schrewe U. J., Shmidt-ott W. D.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 1274—1278.
63. Ergen A., Broda R., Piiparinen M. e.a.//Z. Phys. 1980. Vol. A295. P. 197—198.
64. Nolte E., Gui S. Z., Colombo G. e.a.//Z. Phys. 1982. Vol. A306. P. 223—234.
65. Toth K. S.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 1341—1343.
66. Alkhozov G. D., Mezilev K. A., Novikov Yu. N. e.a.//Z. Phys. 1983. Vol. A310. P. 247.
67. Brods R., Chung Y. H., Daly P. J. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. A316. P. 125—126.
68. Алхазов Г. Д., Артамонов С. А., Ганбаатар Н. и др. Препринт ЛИЯФ-959. Л., 1984.
69. Алхазов Г. Д., Ганбаатар Н., Громов К. Я. и др.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 554—556.
70. Alkhozov G. P., Artamonov S. A., Isakov V. I.//Phys. Lett. 1987. Vol. 198B. P. 37—41.
71. Артамонов С. А., Исаков В. И.//Тезисы докладов XXXVIII Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку, 12—14 апреля 1988 г. Л.: Наука, 1988.
72. Tuli J. K.//Nucl. Data Sheets. 1979. Vol. 27. P. 37.
73. Gaarde C.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A396. P. 127.
74. Gaarde C., Larsen J. S. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. A334. P. 248—268.
75. Пятов Н. И., Фаянс С. А.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 953—1019.
76. Кузьмин В. А., Соловьев В. Г.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 68—69.
77. Рассмуссен Дж.//Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 2. Пер. с англ./Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. С. 137—178.
78. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 3. Ядерные модели и тяжелые ядра. Дважды магические ядра: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1968.
79. Table of Isotopes. 7-th Ed./C. M. Lederer e.a. N. Y.: Wiley, 1978.
80. Hornshøj P., Hansen P. G., Jonson V. e. a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A230. P. 365—379.
81. Thomas R. J.//Prog. Theoret. Phys. 1954. Vol. 12. P. 253.
82. Mang H. J.//Z. Phys. 1957. Bd. 148. S. 572—586; Phys. Rev. 1960. Vol. 119. P. 1069—1075.

83. Соловьев В. Г.// АН СССР. Сер. физ. 1962. Т. 144. С. 1281—1284.
84. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е.//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 70—78.
85. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
86. Вахтель В. М. и др.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 777—819.
87. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Л.: ЛИЯФ, 1978. С. 59—64.
88. Furman V. I., Nolan S., Kadmsky S. G. e. a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. A239. P. 114—124.
89. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 469—514.
90. Думитреску Т., Кадменский С. Г., Ломаченков И. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. С. 1982—1986.
91. Артамонов С. А., Исаков В. И. Препринт ЛИЯФ-420. Л., 1978.