

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СЗУ
ФР-744

П. Фогель

2628

КОЛЛЕКТИВНЫЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук

В.Г. СОЛОВЬЕВ

Дубна 1966

П. Фогель

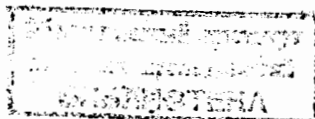
2628

КОЛЛЕКТИВНЫЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук

В.Г. СОЛОВЬЕВ



Коллективные колебательные состояния деформированных ядер в настоящее время интенсивно изучаются экспериментаторами и теоретиками. В экспериментах по неупругому рассеянию, в частности, при кулоновском возбуждении, удалось найти ряд коллективных состояний квадрупольного и октупольного типа в четно-четных ядрах. Несколько состояний, объясненных как коллективные, наблюдалось и в нечетных A -ядрах. Состояния коллективной природы проявляются и в бета-распаде, прямых ядерных реакциях и т.д.

Такой прогресс в экспериментальных исследованиях неразрывно связан и с прогрессом в понимании природы коллективных состояний. И это понимание связано в свою очередь с прогрессом в теории структуры ядра, которая развивалась в двух основных направлениях. Первое из них основывается на обобщенной модели О. Бора и Б. Моттельсона, развитой далее в работах А.С. Давыдова и его сотрудников. В исследованиях этого направления получено много важных и интересных результатов. Решением уравнения Шредингера с гамильтонианом, явно содержащим коллективные координаты, был найден ряд закономерностей для энергий и вероятностей переходов разных коллективных состояний (колебаний и вращений) данного ядра.

В работах второго направления атомное ядро рассматривается как система многих нуклонов, движущихся в среднем сомосогласованном поле и связанных некоторым модельным взаимодействием. При решении таким образом поставленной задачи очень полезными оказались методы, применяемые в теории сверхпроводимости^{1,2/}. На их основе была построена так называемая сверхтекучая модель атомного ядра (см., например,^{3/}), в которой удалось объяснить ряд свойств низколежащих состояний средних и тяжелых ядер, таких, как возникновение щели в спектрах четно-четных ядер, значения парных энергий, величины моментов инерции деформированных ядер, и много других. Для рассмотрения коллективных состояний надо учесть ту часть взаимодействия нуклонов, которая не учтена в сверхтекучей модели с независимыми квазичастицами. Математически такая процедура осуществляется обычно еще одним методом, заимствованным из квантовой статистики — методом приближенного вторичного квантования^{4/}. К атомному ядру в сверхтекучем состоянии такой метод был применен впервые, по-видимому, М. Баранже^{5/} в 1960 году. С тех пор метод часто применялся к решению разных проблем структуры атомного ядра.

В реферируемой диссертации исследуются коллективные неротационные состояния деформированных ядер на основе метода приближенного вторичного квантования в рамках сверхтекучей модели атомного ядра. После введения в §§ 2 и 3 обсуждается выбор модельного гамильтониана и дается обзор общих математических методов решения ядерной задачи многих тел с парным и мультиполь-мультипольным взаимодействием.

В § 4, основанном на результатах работ /7-10/, исследованы октупольные состояния четно-четных ядер, и в § 5 на основе работ /12-14/ изложены некоторые частные проблемы, возникающие при исследовании квадрупольных состояний. В § 6 повторяется содержание работы /16/, он посвящен вычислениям вероятностей электромагнитных переходов из коллективных состояний. В § 7 излагаются результаты работы /19/. В ней рассмотрены в рамках данной модели состояния нечетных А - ядер. В заключении в § 8 дан краткий перечень результатов исследований, описанных в диссертации.

§ 2. Выбор модельного гамильтониана

В этом параграфе, следуя Бору и Моттельсону /6/, мы привели аргументы для выбора гамильтониана в виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll}$$

т.е. гамильтониана, состоящего из среднего поля, парного взаимодействия и коллективного взаимодействия.

Остаточное взаимодействие нуклонов разделим на короткодействующую и дальнедействующую части. Главным эффектом сил короткого радиуса действия является появление в канале частица-частица выделенного состояния с нулевым моментом, в котором коррелированы частицы, находящиеся на орбитах, сопряженных при операции обращения времени. Показано, что модельное парное взаимодействие вида

$$H_{pair} = -G \sum_{s_1 s_2}^{+} a_{s_1}^{+} a_{s_2}^{+} a_{s_2}^{-} a_{s_1}^{-}$$

(a_{s}^{+} - оператор рождения частицы в состоянии s , s -состояние, сопряженное s^{+}) приводит к такому же когерентному эффекту, как более реалистическое короткодействующее взаимодействие.

Матричный элемент дальнедействующих сил в канале частица-дырка содержит часть, которую можно интерпретировать как поглощение и рождение системы частица-дырка подем. Если частица с дыркой имеют суммарный момент J , то специфическая часть матричного элемента содержит только компоненту J разложения дальнедействующих сил по полиномам Лежандра. И в свою очередь компонента J сил (или, другими словами, сила мультипольности J) приводит к появлению состояния с

моментом J в канале частица-дырка, выделенного среди остальных по энергии и вероятности перехода. Модельное коллективное взаимодействие вида

$$H_{coll} = -\sum_{\lambda\mu} \frac{\kappa(\lambda)}{2} Q_{\lambda\mu}^{+} Q_{\lambda\mu}$$

($Q_{\lambda\mu}$ - оператор мультипольного момента λ проекции μ), как и в случае парного взаимодействия, правильно аппроксимирует более реалистические дальнедействующие силы.

§ 3. Методы учета парных и мультиполь-мультипольных сил

Решение задачи с парным взаимодействием было впервые предложено в теории сверхпроводимости /1,2/. Как самый удобный из разных физически близких способов решения в диссертации избран вариационный метод Боголюбова, являющийся обобщением известного метода Хартри-Фока. В диссертации метод изложен для общего взаимодействия и только после получения уравнений применен к частному случаю парного взаимодействия сверхпроводящего типа и получены основные уравнения сверхтекучей модели атомного ядра. Кратко обсуждаются возможности улучшения самой простой формулировки модели - эффект блокировки и проектирование на пространство с заданным числом частиц. Для дальнейших применений указан в приложении А вид общего одно- и двухчастичного оператора в представлении квазичастиц. Для учета коллективной части взаимодействия избран метод приближенного вторичного квантования. Соответственно этому методу мультиполь-мультипольное взаимодействие заменено упрощенным, допускающим диагонализацию. При этом новое взаимодействие содержит такие же вершинные части и энергетические знаменатели, как исходное, и в нем учтены в согласии с результатами § 2 все процессы, в которых пара частица-дырка (две квазичастицы) не разрывается. Упрощенное взаимодействие получается заменой пары фермиевских операторов квазичастиц одним бозевским и соответствующей модификацией гамильтониана свободных квазичастиц. Уравнения получены опять в общем виде. В § 3 также указан вид мультиполь-мультипольного взаимодействия для деформированных ядер в квазичастичном базисе. Свойства матричных элементов оператора $r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}$ с нильссоновскими функциями обсуждаются в Приложении Б.

В § 3 изложен еще один способ определения частоты коллективных колебаний. В этом методе на ядро накладывают внешнее поле, зависящее от времени, и уравнения получаются из условия самосогласования. Поставив задачу таким образом, легко получить гамильтониан вибрационной модели с коллективной координатой в явном виде и указать связь с теориями, в которых коллективные состояния трактуются как колебания ядерной поверхности.

§ 4. Октупольные колебания четно-четных деформированных ядер

Кроме известных квадрупольных колебательных состояний, в ряде ядер наблюдались низколежащие состояния отрицательной четности. Их систематическое появление и усиленные вероятности электрических октупольных переходов указывают на их коллективную природу. В деформированных четно-четных ядрах $K\pi = 0^-$ состояния опускаются очень низко, особенно в области $A = 228-230$. Состояния с $K \neq 0$ встречаются на эксперименте заметно реже, и их коллективная структура выражена не столь ярко.

Теоретически в рамках микроскопической модели ядра октупольные состояния с $K\pi = 0^-$ в трансурановой области исследовались впервые в работе В.Г. Соловьева и автора /7/. В /8/ расчеты были расширены на редкоземельную область. В работах /9,10/ получены энергии и исследована структура всех октупольных состояний с $K\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- в обеих областях деформации. Результаты расчетов энергий $K\pi = 0^-$ состояний хорошо согласуются с экспериментом (см. также рис. 1). Весьма важным результатом является объяснение опускания состояний с $K\pi = 0^-$ ниже β - и γ -вибрационных γ ряда изотопов Th, U и Pa. Октупольные состояния с $K\pi = 0^-$ являются коллективными практически во всех ядрах, их волновая функция содержит заметный вклад многих двухквaziчастичных состояний. Энергии первых $K\pi = 0^-$ состояний опущены больше чем на 0,5 Мэв по отношению к первым полюсам секулярных уравнений, т.е. к энергиям двухквaziчастичных состояний с $K\pi = 0^-$. Нижайшие $K\pi = 1^-, 2^-$ состояния являются коллективными в некоторых случаях, однако в большинстве ядер они близки по своей природе к двухквaziчастичным состояниям. Так, примесь остальных состояний к двухквaziчастичному, отвечающему первому полюсу, составляет 2-20%. Энергии первых $K\pi = 1^-, 2^-$ состояний понижены на 100-300 кэв по отношению к первым полюсам. Состояния с $K\pi = 3^-$ являются практически чисто двухквaziчастичными. В целом результаты работ /7-10/ удовлетворительно объясняют имеющиеся экспериментальные данные по октупольным состояниям четно-четных деформированных ядер и также хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными после проведения расчетов. В § 4 излагается также ряд проблем, возникших при решении уравнений, таких, как учет далеких состояний путем перенормировки констант взаимодействия, модификация метода включением эффекта блокировки и улучшенным выбором химического потенциала, решение уравнений при разных константах нейтрон-нейтронного, протон-протонного и нейтрон-протонного взаимодействия и других.

§ 5. Квадрупольные колебания четно-четных деформированных ядер

Свойства квадрупольных β - и γ -колебательных состояний исследовались на основе микроскопической модели в ряде работ /11/. В реферируемой диссертации обсуж-

даются поэтому только некоторые частные вопросы, в решении которых автор принимал участие.

В работе /12/ проведен расчет энергий и других характеристик коллективных состояний ядер в области $176 \leq A \leq 190$. При этом учитывалось изменение деформации для этих ядер. Теоретические и экспериментальные значения энергий согласуются удовлетворительно, в частности, удалось объяснить понижение энергий γ -колебательных состояний с ростом числа протонов и нейтронов. Для правильного описания γ -колебательных состояний в области $176 \leq A \leq 180$ надо уменьшать константу квадруполь-квадрупольного взаимодействия на 20-30% по сравнению с другими ядрами. Причина этого факта, отмеченного и в других работах, пока не ясна.

В работе /13/ приведены в форме таблиц волновые функции, т.е. коэффициенты разложения по двухквaziчастичным функциям коллективных квадрупольных и октупольных состояний. При помощи этих волновых функций можно сосчитать вероятности разных процессов, в которых начальным или конечным состоянием является коллективное. Например, расчеты факторов запрета α -распада на коллективное состояние, проведенные на основе данных волновых функций, находятся в хорошем согласии с экспериментом. В некоторых ядрах, например, в ^{172}U , первые рассчитанные $K\pi = 2^+$ состояния являются двухквaziчастичными с замедленным E2-переходом на основное состояние и только вторые или третьи $K\pi = 2^+$ состояния являются коллективными. Проблеме таких состояний посвящена работа /14/. В ней на основе метода Тамма-Данкова, т.е. при пренебрежении корреляциями в основном состоянии получаются условия для учета только когерентных частей взаимодействия. Показано, что для колебаний четно-четных деформированных ядер эти условия хорошо выполняются. Приведены выражения для случая, когда влияние одного полюса надо учесть точно, а от остальных можно взять только когерентные части.

§ 6. Вероятности электромагнитных переходов

Приведенные вероятности электрических переходов из коллективных на основное состояния интенсивно изучаются по двум причинам. Во-первых, их усиление по сравнению с одночастичной оценкой является одним из критериев коллективности состояния, во-вторых, это величины, которые можно относительно просто измерять при исследовании неупругого рассеяния (в кулоновском возбуждении). Расчету приведенных вероятностей электрических E2- и E3-переходов в рамках микроскопической модели посвящена работа автора /16/. Оператор электрического перехода близок по своей структуре оператору фона, поэтому для величины $B(E\lambda)$ получается выражение, в которое вносят когерентный вклад все протоны ядра. Однако в уравнениях учитываются явно

только протоны, не очень далекие от поверхности Ферми. Как обычно, в ^{/16/} влияние далеких протонных состояний учитывается введением свободного параметра-эффективного заряда. Для сравнения теории с экспериментом имеются данные главным образом по β -колебаниям ^{/15/}, усиление $B(E2)$ достигает в этом случае 2-8 одночастичных единиц. Расчетные и экспериментальные данные (см. также рис. 2) хорошо согласуются друг с другом, было бы очень интересно провести расчет с полным набором протонных состояний и получить таким образом дополнительные сведения об эффективном заряде. Для β -колебательных состояний получается усиление в несколько одночастичных единиц на краях области деформации в согласии с экспериментом; в середине области, где энергия состояний порядка щели $2C$, расчетные значения $B(E2)$ гораздо меньше, а опытных данных нет.

Для октапольных состояний имеется очень мало экспериментальных данных по $B(E3)$, поэтому выбор $e_{\text{эфф}}$ затруднен. При разумных значениях $e_{\text{эфф}}$ можно объяснить усиление 10-20 одночастичных единиц для $K\pi=0^-$ состояний. Для $K\pi=1^-, 2^-$ получаются по-видимому несколько заниженные значения, расчетные $B(E3)$ для них равны 0,5-1,5 одночастичных единиц. После существенного увеличения числа экспериментальных данных по $B(E3)$ и $(B1)$, которое можно ожидать в ближайшие годы, следует дополнить расчеты этих величин для более подробного анализа.

§ 7. Состояния нечетных A-ядер

Нечетное ядро содержит одну квазичастицу сверх четно-четного остова. Поэтому в самой примитивной модели нижайшие возбужденные состояния будут одноквазичастичные, состояния квазичастица + фонон и т.д. В мультиполь-мультипольном взаимодействии частиц (квазичастиц) имеется часть, которая приводит к смешиванию одноквазичастичных состояний с состояниями квазичастица+фонон. В последнее время предложены два метода учета этого взаимодействия в нечетных деформированных ядрах ^{/17,18/}. В работе В.Г. Соловьева и автора ^{/19/} на основе метода работы ^{/17/} рассмотрено взаимодействие квазичастиц с квадрупольными и октапольными фонами. Свойства фононов определены при изучении четных ядер, поэтому для нечетных A-ядер нет ни одного свободного параметра. Исследование особенностей секулярных уравнений показано, что для многих состояний наряду со взаимодействием квазичастиц с гамма-вибрационными фонами большую роль играет взаимодействие с октапольными и бета-вибрационными фонами. Найдены энергии и волновые функции состояний для большинства нечетных A-ядер в области $151 \leq A \leq 187$. Взаимодействие квазичастиц с фонами приводит к появлению примесей к одноквазичастичным состояниям и улучшает их описание по сравнению с моделью независимых квазичастиц. Показано, что это взаимодей-

ствие приводит к образованию в нечетных A-ядрах коллективных неротационных состояний и состояний сложной структуры. Рассчитанные энергии возбужденных состояний, величины $B(E2)$, значения параметров развязывания α и спектроскопических факторов достаточно хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

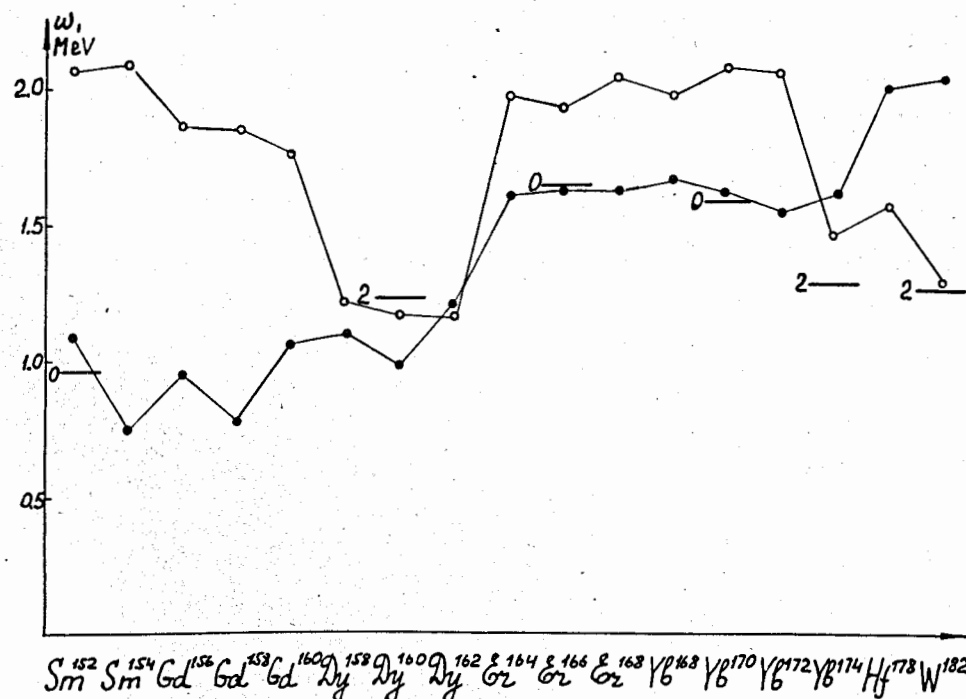
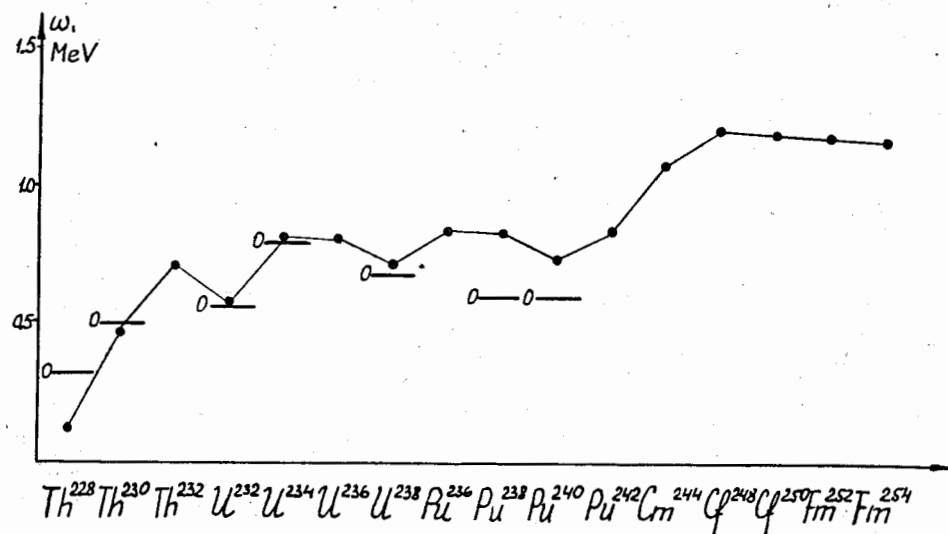
Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах ^{/7-10,12-14,16,19/} и доложены на XV и XVI ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии, на международной конференции по коллективным состояниям ядер в Брюсселе (Бельгия) в марте 1964 года и на Конгрессе по ядерной физике в Париже в июле 1964 года.

Л и т е р а т у р а

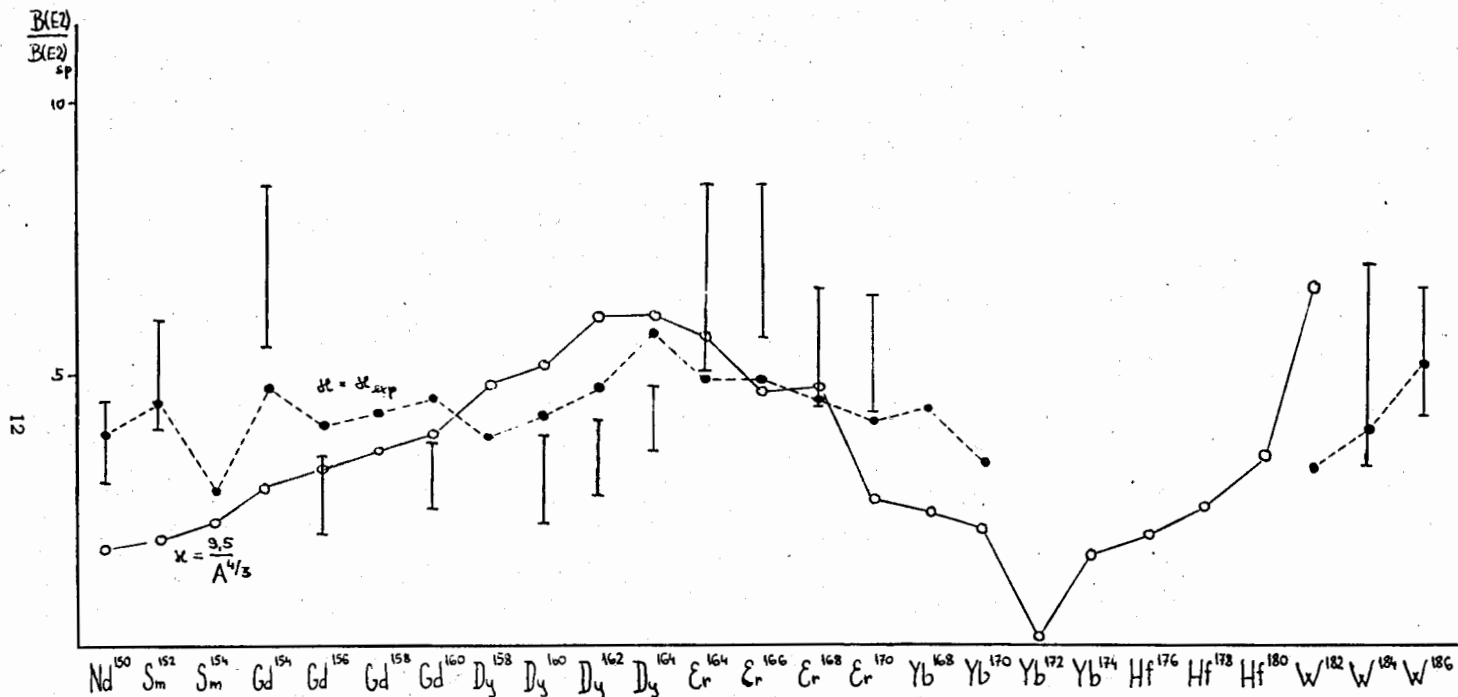
1. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys. Rev., **108**, 1175 (1957).
2. Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, 1958.
3. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963;
S.T.Bellaev. Selected Topics in Nucl. Theory, IAEA Vienna, 1963; A.M.Lane. Nucl. Theory. Benjamin, New York, 1964.
4. Н.Н. Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Радянська школа, Киев, 1947.
5. M.Baranger. Phys. Rev., **120**, 957 (1960).
6. A.Bohr, Mottelson B., Nuclear Structure and Energy Spectra, Nordita, Copenhagen, 1964.
7. V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys. Lett., **6**, 126 (1963).
8. В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук. ДАН СССР, **154**, 72 (1964);
E.R.Marshalek, I.O.Rasmussen. Nucl. Phys., **43**, 438 (1963); D.R.Bes. Nucl. Phys., **49**, 544 (1963); **65**, 1 (1965);
Лю Юань, В.Г. Соловьев, А.А. Корнейчук. ЖЭТФ, **47**, 252 (1964);
V.G.Soloviev. Nucl. Phys., **62**, 1 (1965).
9. В.Г. Соловьев, П.Фогель, А.А. Корнейчук. Изв. АН СССР, сер.физ., **28**, 1599 (1964).
10. V.G.Soloviev, P.Vogel. Proc. Congress Intern. de Phys. Nucl. II, 594 (1964).
11. Д.Ф. Зарцкий, И.Г. Урин. ЖЭТФ, **41**, 898 (1961); **43**, 1021 (1962);
E.R.Marshalek, I.O.Rasmussen. Nucl. Phys., **43**, 438 (1963); D.R.Bes. Nucl. Phys., **49**, 544 (1963); **65**, 1 (1965);
Лю Юань, В.Г. Соловьев, А.А. Корнейчук. ЖЭТФ, **47**, 252 (1964);
V.G.Soloviev. Nucl. Phys., **62**, 1 (1965).
12. М.К. Калпажиу, П. Фогель. Препринт ОИЯИ, Е-2579, Дубна, 1966. Программа и тезисы докладов XVI ежегод. совещания по ядерной спектроскопии. "Наука", Москва, 1966; Изв. АН СССР, сер.физ. (в печати).
13. К.М. Железнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклаузен. Препринт ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
14. П. Фогель. Препринт ОИЯИ, Р-2432, Дубна, 1965. Программа и тезисы докладов XVI ежегод. совещания по ядерной спектроскопии. "Наука", Москва, 1966; Изв. АН СССР, сер. физ. (в печати).

15. Y. Yoshizawa, E. Elbek, V. Herskind, M.C. Olesen. Nucl. Phys., **73**, 273 (1965).
16. П. Фогель. ЯФ, **1**, 752 (1965).
17. V.G. Soloviev. Phys. Lett., **16**, 308 (1965).
18. D.R. Ves, Chao Yi Chung. Preprint Nordita, Copenhagen, 1965.
19. В.Г. Соловьев, П. Фогель. Препринт ОИЯИ, Е-2161, Дубна, 1966; Nucl. Phys. (в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1966 г.



Р и с. 1. Энергии состояний с $K\pi = 0^-$ и 2^- в трансурановой и редкоземельной областях. Состояния с $K\pi = 0^-$ обозначены полными кружочками, состояния с $K\pi = 2^-$ — пустыми. Экспериментальные данные обозначены горизонтальными черточками.



Р и с. 2. Величины $B(E2)$ в одночастичных единицах Вайскопфа для γ -колебательных состояний. Сплошная кривая - расчет для $\kappa = 9,5A^{-4/3} \hbar\omega_0^0$, пунктирная - расчет для $\kappa^{(2)} = \kappa_{эксп}^{(2)}$. Экспериментальные значения указаны с пределами ошибок.