

33



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г.Зелевинский

**«СТАРАЯ» И «НОВАЯ» ФЕНОМЕНОЛОГИИ
КВАДРУПОЛЬНОГО КОЛЛЕКТИВНОГО
ДВИЖЕНИЯ В ЯДРАХ**

ПРЕПРИНТ 83—56



НОВОСИБИРСК

"СТАРАЯ" И "НОВАЯ" ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КВАДРУПОЛЬНОГО
КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ В ЯДРАХ

В.Г.Зелевинский

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается теоретическое описание низлежащих коллективных состояний квадрупольного типа в четно-четных сферических ядрах. Проводится сравнение идейных основ классической феноменологии Бора-Моттельсона и модели взаимодействующих бозонов.

(Доклад на 33 Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, г.Москва, апрель 1983 г.).

В настоящее время существует значительно лучшее понимание спектров и внутренних свойств низколежащих ядерных состояний в хорошо деформированных ядрах, чем в так называемых сферических ядрах, где отсутствует четко выраженная картина ротационных полос $|I|$. Разнообразие наблюдаемых здесь явлений и обилие феноменологических и микроскопических подходов к их описанию не привели пока к единой физической картине. Ограничиваясь четко-четными немагическими ядрами, мы можем с достаточной определенностью сформулировать, пожалуй, лишь три бесспорных положения, которые должны лежать в основе будущей теории:

а) коллективный характер рассматриваемых возбуждений, проявляющийся в регулярности спектров, их изменениях от ядра к ядру и заметном усилении вероятностей ряда переходов;

б) адиабатичность этого коллективного движения (характерные частоты ω коллективных переходов заметно меньше типичных энергий $2\bar{E}$ одночастичных возбуждений, связанных с разрывом куперовской пары);

в) в коллективном движении доминирует мода определенной мультипольности и четности, чаще всего 2^+ и 3^- ; ниже мы сосредоточим внимание на квадрупольных возбуждениях.

Принципы а) и б) можно охарактеризовать соответствующими малыми параметрами Ω^{-1} и τ . Здесь $\Omega \sim A^{2/3}$ — объем оболочечного пространства, формирующий коллективное движение. Волновая функция Ψ коллективного состояния выражается когерентной суммой

$$\Psi = \sum_i c_i \varphi_i, \quad (1)$$

содержащей $\Omega \gg 1$ вкладов простых состояний φ_i , отвечающих двум или нескольким квазичастицам. Коэффициенты суперпозиции малы, $c_i \sim \Omega^{-1/2} \ll 1$, так что каждая простая мода лишь слабо искажается коллективным движением. Второй (адиабатический) параметр есть

$$\tau = \frac{\omega}{2\bar{E}}, \quad (2)$$

в типичных ядрах он имеет величину $\tau \sim \Omega^{-1/3}$.

Приведенные соображения непосредственно ведут к классической феноменологии квадрупольного движения $|2|$. При этом сущест-

венно, что конкретизация микроскопической структуры коллективных состояний (I), например, жидкокапельная картина, становится излишней — важны лишь требования симметрии. В силу адиабатичности и коллективизации следует ожидать, что существует эффективный феноменологический гамильтониан, способный описать наблюдаемые возбуждения и выраженный полностью через коллективные переменные — квадрупольные координаты α_μ и сопряженные к ним импульсы π_μ , $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$. Фактически здесь содержится единственное приближение — пренебрегается переходами в состояния другой природы, которые мы условно назовем неколлективными (они могут отвечать и коллективным модам другой симметрии).

Общие требования вращательной инвариантности и временной обратимости допускают в качестве коллективного гамильтониана любой скалярный оператор $H(\alpha_\mu, \pi_\mu)$, четный по импульсам π_μ . Стандартное представление через бозонные операторы уничтожения d_μ и рождения d_μ^\dagger квадрупольных квантов,

$$\alpha_\mu = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} [d_\mu + (-1)^\mu d_{-\mu}^\dagger] \equiv \frac{1}{\sqrt{2\omega}} d_\mu^{(+)} \quad (2a)$$

$$\pi_\mu = -i\sqrt{\frac{\omega}{2}} [d_\mu - (-1)^\mu d_{-\mu}^\dagger] \equiv -i\sqrt{\frac{\omega}{2}} d_\mu^{(-)} \quad (2b)$$

показывает, что в адиабатическом пределе матричные элементы импульсов содержат фактор τ по сравнению с матричными элементами координат |3|. Оставляя лишь не содержащие импульсов и квадратичные по ним члены (потенциальная и кинетическая энергия), получим |4|

$$H = V(\alpha) + \frac{1}{4} [B_{\mu\mu'}(\alpha), \pi_\mu \pi_{\mu'}]_+ \quad (3)$$

Потенциал $V(\alpha)$ выражается через инварианты $(\alpha^2)_{00}$ и $(\alpha^3)_{00}$, где скобки $(\dots)_{LM}$ означают векторное сложение операторов. Стандартное преобразование |2| от α_μ к углам Эйлера β, γ и деформационным переменным β, γ показывает, что эти инварианты пропорциональны β^2 и $\beta^3 \cos 3\gamma$ соответственно. Массовый тензор

$B_{\mu\mu'}(\alpha)$, будучи симметричным по μ и μ' , содержит компоненты (LM) с полными моментами $L = 0, 2, 4$. Каждая из них есть функция тех же инвариантов, умноженная на возможные независимые

тензоры: $\alpha_M, (\alpha^2)_{2M}$ для $L=2$ или $(\alpha^2)_{4M}, (\alpha^3)_{4M}$ и $((\alpha^2)_2 (\alpha^3)_2)_{4M}$. Таким образом, общий гамильтониан вида (3) содержит 7 произвольных функций β^2 и $\beta^3 \cos 3\gamma$.

Упрощение и конкретизация гамильтониана (3) требуют дополнительных гипотез, опирающихся на микроскопическую картину и данные эксперимента. Обычно предполагается, что нелинейные эффекты в сферических ядрах невелики и можно исходить из гармонического приближения, где $V(\alpha) = \frac{1}{2} C \beta^2$, $B_{\mu\mu'}(\alpha) = (-1)^\mu d_{\mu-\mu'}^\dagger B$, C и B — константы, так что

$$H \Rightarrow H^0 = \omega^0 \sum_\mu (d_\mu^\dagger d_\mu + \frac{1}{2}) \equiv \omega^0 (N_d + \frac{5}{2}), \quad (4)$$

где гармоническая частота $\omega = \omega^0 \equiv \sqrt{C/B}$. Структура спектра и волновых функций гармонического гамильтониана (4) хорошо известна (напр., |5,6|). Спектр состоит из вырожденных мультиплетов, причем каждое состояние однозначно характеризуется пятью квантовыми числами группы $SU(5)$ унитарных преобразований, генерируемых операторами $d_\mu^\dagger d_{\mu'}$. В качестве набора этих квантовых чисел удобно выбрать сеньорити ν (гамильтониан (4) инвариантен относительно пятимерных вращений и квадрат пятимерного момента равен $\nu(\nu+3)$), число n пар квантов, сложенных в трехмерный момент $L=0$, аналогичное число n' троек квантов с $L=0$, полный трехмерный момент J и его проекцию M . Полное число квантов есть

$$N_d = 2n + \nu = 2n + 3n' + f, \quad (5)$$

где f — число "активных" бозонов, определяющих момент J , который пробегает все значения от f до $2f$ за исключением $J=1$ и $J=2f-1$. Отсутствие на опыте низколежащих коллективных состояний I^+ есть прямое указание в пользу квадрупольной феноменологии.

Естественно эксперимент не дает точной картины вырожденного спектра (4). Тем не менее эта картина может служить грубым нулевым приближением. Первое возбужденное состояние есть почти всегда 2_1^+ , во многих ядрах известны расщепленные триплеты 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ при энергии, близкой к $2E(2_1^+)$. Все больше появляется данных об уровнях, которым можно приписать многофононную природу; в частности, известно много примеров квазиротационных (ирант)

полос, которые можно сопоставить максимально выстроенным состояниям с $n=0$, $J=2v=2N_d$.

Вычисление вероятностей переходов, которые сильнее чувствуют примеси к волновым функциям, чем энергии уровней, требует задания операторов, выраженных через коллективные переменные. Так, для квадрупольного оператора феноменология дает

$$T_{\mu}^{\circ}(E2) = q^{(1)} \alpha_{\mu} + q^{(2)} (\alpha^2)_{2\mu} + \text{члены } (\pi^2), \quad (6)$$

где $q^{(1)}$ и $q^{(2)}$ — функции инвариантов. По традиции основным членом считается $T_{\mu}^{\circ} = q \alpha_{\mu}$, где константа q определяется когерентными составляющими фонона (I) и обеспечивает, в соответствии с опытом коллективное усиление разрешенных E2-переходов с $|\Delta N_d| = 1$. Однако точные соотношения между интенсивностями различных переходов, генерируемых в гармоническом приближении оператором T_{μ}° , обычно нарушаются. Наблюдаются также, хотя и сравнительно слабые, переходы внутри мультиплетов ($\Delta N_d = 0$) и кросс-овер переходы ($|\Delta N_d| = 2$). Наконец, возбужденные состояния обладают заметными квадрупольными моментами, запрещенными в нулевом приближении.

Весьма критичными для всех коллективных моделей являются магнитные моменты возбужденных состояний и M1-переходы [7]. Требования симметрии диктуют вид M1-оператора

$$\mu_{\lambda} = g^{(0)} J_{\lambda} + g^{(1)} \frac{1}{2} ([\alpha, J]_{+})_{\lambda} + g^{(2)} \frac{1}{2} ([(\alpha^2)_2, J]_{+})_{\lambda}, \quad (7)$$

где гиромагнитные факторы $g^{(0)}$, $g^{(1)}$, $g^{(2)}$ могут зависеть от инвариантов, а члены с высшими степенями (π^2) опущены. Обычно учитывают лишь постоянные составляющие $g^{(0)}$ и $g^{(1)}$; первое слагаемое дает одно и то же гиромагнитное отношение для всех состояний, а второе — жесткое соотношение между M1-переходами и E2-переходами от оператора T_{μ}° .

Большие численные расчеты, связанные с диагонализацией на многофононном базисе, были проведены в работах [8,9]. Потенциал $V(\alpha)$ аппроксимировался полиномом по степеням инвариантов, содержащим члены β^2 , $\beta^3 \cos 3\gamma$, β^4 , $\beta^5 \cos 3\gamma$, β^6 и $\beta^6 \cos^2 3\gamma$; в массовом тензоре, кроме гармонического члена, сохранялось еще слагаемое, линейное по α , с постоянным коэффициентом. Хотя

при этом можно получить неплохое описание широкой совокупности ядерных спектров, большое число подгоночных констант (новые параметры приходится еще вводить в связи с операторами наблюдаемых), не позволяет сделать однозначных выводов. Относительная роль различных ангармонических эффектов может быть взвешена лишь с помощью микроскопической теории.

На микроскопическом языке гармонический предел малых колебаний сферического ядра отвечает приближению хаотических фаз (ПХФ, |IO|). Квант колебаний (фонон) есть связанное двухчастичное состояние; по мере удаления от магического ядра коллективизация кванта и вероятность соответствующего E2 перехода $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ растут, а частота падает. ПХФ предсказывает точку неустойчивости ($\omega \rightarrow 0$) сферического ядра (аналог фазового перехода II рода в состоянии со статической деформацией) при определенном заполнении оболочек. Типичные сферические ядра находятся в переходной области, где квадрупольная мода является мягкой, параметр $\tau \ll 1$, и роль ангармонических эффектов (флуктуации) усиливается.

Регулярный метод вычисления ангармонических поправок к гамильтониану (4) состоит [11] в разложении парных фермионных операторов по бозонам и выделении части, отвечающей коллективным квантам d_{μ}^+ , d_{μ}^- . Главные члены разложения (n — квантовые вклады в потенциал $V(\alpha)$) отвечают на языке диаграмм замкнутым нуклонным петлям с n внешними фононными линиями. В предельном случае мягкой моды простая оценка этих вкладов дает [6]

$$V^{(n)} \sim \omega \Omega^{-\frac{n}{2}+1} \tau^{-\frac{n}{2}-1} (d^{(+)})^n. \quad (8)$$

Кроме того, для ядер, не слишком близких к краю оболочки, вершины с нечетными n аномально малы в силу частично-дырочной симметрии уровней около границы Ферми (приближенный аналог теоремы Фарри в квантовой электродинамике). Аналогичным образом мал и член $q^{(2)}$ в (6). Для четырехфононной вершины имеем $V^{(4)}/\omega \sim \Omega^{-1} \tau^{-3} \sim 1$, т.е. ангармоничность является сильной. Поэтому возникает сильное несохранение числа квантов N_d .

Простейшая феноменологическая возможность, согласованная с микроскопическими оценками, состоит в учете лишь членов $V^{(3)}$ и $V^{(4)}/3, |2|$. Вычисление в рамках теории возмущений по ангармонич-

ности дает разумные результаты, хотя ряд систематических отклонений еще остается (так, однозначно предсказывается порядок двухфононных уровней $E(4_1^+) < E(2_2^+)$, хотя эксперимент обычно дает обратный порядок). Для уровней с большими спинами отклонения растут. Успехом модели является возможность связать $|I2|$ квадрупольный момент состояния 2_1^+ с вероятностью кроссовер перехода $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$. Параметры $V^{(2)}$ и $V^{(4)}$, найденные из экспериментальных данных, согласуются с оценкой (8). Однако, большая величина $V^{(4)}$ указывает на неприменимость теории возмущений.

Последовательное микроскопическое вычисление ангармонических поправок с помощью бозонных разложений связано с весьма громоздкими расчетами. Лишь в последние годы появились первые работы, где это проделано в сравнительно реалистической схеме $|I3|$. Потенциал $V(\alpha)$ вычислялся с точностью до 6 порядка включительно. Для тех групп ядер, для которых проделано сравнение с экспериментом, результаты оказались вполне удовлетворительными, хотя расхождения еще существуют. В частности, нерешенной остается проблема магнитных эффектов $|7|$. Процедура вывода также содержит ряд спорных моментов (например, использование метода Тамма-Данкова вместо ПХФ).

В методике бозонных разложений необходимо в процессе вычисления считать ангармонические поправки малыми, что не подтверждается результатами. В этой ситуации более адекватным представляется микроскопическое получение коллективного гамильтониана (3), опираясь лишь на исходные принципы (а, б, в) без предположения о малости амплитуды коллективного движения. Эта задача решалась в работах $|4, I4|$ с помощью метода принудительного движения (введение внешней силы, удерживающей систему при неравновесной деформации). Найденные авторами $|I4|$ потенциалы в целом сходны с результатами $|I3|$, однако, описание вероятностей переходов и квадрупольных моментов здесь менее удовлетворительно. Причиной может быть несогласованный выбор движущей силы. Микроскопические критерии этого выбора были предложены позднее $|I5|$. Соотношение между бозонными разложениями и коллективным гамильтонианом большой амплитуды еще полностью не выяснено.

Общим дефектом упомянутых вычислений является выделение лишь чисто коллективной части гамильтониана. Связь с неколек-

тивными степенями свободы может заметно перенормировать эффективные коллективные параметры. В ряде случаев указания на такие эффекты следуют из общих соображений типа перехода к гидродинамическому пределу $|I6|$. Именно на этом пути возникла "новая" феноменология коллективного движения, обобщенно учитывающая другие степени свободы в виде некоторой скалярной переменной или соответствующих монопольных операторов уничтожения и рождения s, s^+ $|I7, I8|$. Эта феноменология, переформулированная $|I9-22|$ как модель взаимодействующих бозонов (МВБ), интенсивно и с успехом эксплуатируется в последние годы при описании экспериментальных данных (см., напр., обзоры $|23, 24|$).

Следует отличать МВБ как феноменологическую теорию от той микроскопической картины, которая с ней обычно сопоставляется. Феноменологический гамильтониан МВБ включает энергии независимых s - и d -квантов и все процессы их парного взаимодействия, сохраняющего полное число бозонов $N_s = N_s + N_d$:

$$H = \omega_s N_s + \omega_d N_d + \sum_{l=0,2,4} V_l (d^+ d^+)_l (d d)_l + [F (d^+ d^+)_0 (s s) + G (d^+ d^+)_2 (d s) + \text{э.с.}] \quad (9)$$

где параметры еще могут зависеть от N_s . Задача решается диагонализацией в подпространстве с фиксированным N_s , где базисные состояния удобно характеризовать квантовыми числами группы $SU(6)$, генерируемой набором операторов $d_\mu^+ d_\mu, d_\mu^+ s, s^+ d_\mu, s^+ s$. Гамильтониан (9) может обладать добавочными свойствами симметрии, когда его собственные функции обладают определенными значениями операторов Казимира цепочки подгрупп, по которой идет редукция $SU(6)$. В интересующем нас случае сферических ядер подходящим является $SU(5)$ -предел, когда перемешивание s - и d -бозонов невелико.

В точном $SU(5)$ -пределе сохраняющие N_d члены (9) дают спектр

$$E(N_d, v, J) = \omega_d N_d + \alpha \frac{N_d(N_d-1)}{2} + \beta (N_d-v)(N_d+v+3) + \gamma [J(J+1) - 6N_d] \quad (10)$$

где α, β и γ - линейные комбинации V_l . Эта формула выгодно отличается от классической феноменологии наличием члена с $J(J+1)$; в случае (3) он возникает ^{в высших} порядках кинетической энер-

гии и обычно не учитывается. Для выстроенных состояний с $J=2$, $= 2N_d$ формула (10) дает $E_2 = aJ + bJ^2$, что, как давно известно [25,26], является неплохим приближением. Квадратная скобка в (9) имитирует ангармоничность, не сохраняющую N_d . Поскольку N_s фиксировано, s -кванты можно исключить нелинейным преобразованием, так как

$$s |N_s, N_d\rangle = \sqrt{N_s - \hat{N}_d} |N_s - 1, N_d\rangle. \quad (11)$$

Тогда члены G и F подобны частям трехфононного $V^{(3)}$ и четырехфононного $V^{(4)}$ слагаемых с $\Delta N_d = \pm 1$ и ± 2 соответственно. Пока $N_d \ll N_s$, s -бозон можно просто заменить на константу $\sqrt{N_s}$ (основное состояние - конденсат s -квантов). Вероятности переходов в МВБ вычисляются, предполагая однобозонный вид операторов, например,

$$T_\mu(E2) = q [d_\mu s^+ + (-1)^\mu d_{-\mu}^+ s] + q' (d^+ d)_{2\mu}. \quad (12)$$

Микроскопическая картина, вкладываемая обычно в МВБ, трактует s - и d -бозоны как образы наиболее коррелированных фермионных пар с теми же квантовыми числами:

$$S^+ = \sum_j s_j (a_j^+ a_j^+)_{00} \Rightarrow s^+, \quad (13a)$$

$$D_\mu^+ = \sum_{jj'} d_{jj'} (a_j^+ a_{j'}^+)_{2\mu} \Rightarrow d_\mu^+. \quad (13b)$$

Полное число N_s квантов отождествляется с числом $N_\Phi/2$ пар фермионов сверх замкнутой оболочки, что и ведет к сохранению N_s . Основное состояние есть бозонный аналог фермионного сверхтекучего конденсата, а коллективный характер E2-переходов возникает от фактора $\sqrt{N_s} \approx \sqrt{N_\Phi}$ индуцированного усиления в первом члене оператора (12). Тогда главный новый эффект, предсказываемый МВБ, состоит в обрезании коллективных эффектов при $N_d \rightarrow N_\Phi/2$ или при приближении углового момента J к максимально возможному в системе s - и d -бозонов $J_s^{\max} = 2N_s^{\max} = N_\Phi$.

Не перечисляя многочисленных примеров удачного описания спектров с помощью МВБ, остановимся на некоторых трудностях, связанных с этим подходом.

1. Отождествление бозонов с фермионными парами нарушает частично-дырочную симметрию оболочечной модели. Ее приходится восстанавливать искусственно, полагая для ядер с последней главной оболочкой, заполненной свыше половины, N_s равным числу дырочных пар $\frac{1}{2}(\Omega - N_\Phi)$, где Ω - вместимость главной оболочки. Заполнение же подоболочек плотностью игнорируется.

2. При изучении спектров конкретных ядер и их вариации от ядра к ядру приходится вводить [27,28] отдельно "протонные" и "нейтронные" бозоны как аналоги соответствующих фермионных пар (13). При этом и без того заметное число свободных параметров удваивается и для придания подгонкам разумного смысла становится необходимым часть параметров фиксировать произвольным образом.

3. Удвоение числа бозонов удваивает и число предсказываемых коллективных состояний, чего реально не наблюдается. От этого приходится избавляться введением специальных сил, отталкивающих вверх по энергии ненаблюдаемые "противофазные" протон-нейтронные состояния, в частности, уровни Γ^+ .

4. Буквальная интерпретация МВБ приводит к слишком слабой коллективности ядер, близких к магическим хотя бы по одному сорту нуклонов. Не удается описать, например, существенные черты спектров ряда изотопов Zn, Mo, Cd, Hg [29-31]. Во всех случаях для улучшения ситуации надо отказаться от сохранения N_s , допуская рождение новых бозонов из заполненных оболочек остова. Это означает важный шаг от "новой" к "старой" феноменологии.

5. Попытки микроскопического вывода МВБ из динамики нуклонов не увенчались успехом. Повидимому, точное отображение типа (13) фермионного пространства на бозонное возможно лишь в упрощенных вырожденных моделях. Даже приближенное извлечение параметров МВБ с помощью приравнивания определенных матричных элементов, взятых по фермионам и по бозонам, оказывается неоднозначным [32,33].

6. Отбрасывание высших бозонов (с моментом > 2) не имеет серьезных оснований. Фактически это эквивалентно гипотезе о том, что структура низколежащих состояний определяется лишь взаимодействием нуклонов в канале частица-частица в состояниях с полными моментами 0 и 2. На самом деле, для любых правдоподобных

остаточных сил амплитуды процессов типа $DD \rightarrow DG$ или $DD \rightarrow GG$ (фермионная G -пара имеет момент 4) не связаны с какой-либо малостью. Произвольная четырехфермионная вершина может быть разложена по моментам как в канале частица-дырка, так и в канале частица-частица, причем низшие члены первого разложения дают в основном вклады в высокие члены второго /34/. Это обстоятельство лежит в основе интерполяций типа модели "спаривание + квадрупольное взаимодействие", где учитываются члены с малыми моментами в обоих каналах. Роль канала частица-дырка, ответственного за несохранение N_z , оказывается существенно заниженной в МВБ.

7. С этим же связана неправильная микроскопическая структура квазиротационных полос, если их строить лишь из S - и D -пар. Решение моделей, содержащих частично-дырочное взаимодействие, показывает, что примеси пар с высшими моментами очень быстро растут с J , делая волновую функцию S - D приближения (а, следовательно и ее бозонный s - d аналог) далекой от истинной. Еще ярче выступает это несоответствие в деформированных ядрах /35, 36/, где внутреннее состояние, построенное только из S - и D -пар, отвечало бы аномальной размазке границы Ферми. Отметим, что это несколько не противоречит тому, что МВБ в соответствующем пределе правильно воспроизводит чисто геометрические соотношения (спектр $J(J+1)$ и правила Алаги для матричных элементов).

8. Эксперимент не дает достоверных указаний на обрезание коллективных эффектов при $N_z = N_p/2$ или $J = N_p$. Правильность такого отождествления остается неподтвержденной.

9. Несмотря на известные успехи МВБ не дает (при большом числе подгоночных параметров) согласия с экспериментом лучшего, чем расчеты, основанные на бозонных разложениях. Особенно это относится к величинам типа квадрупольных моментов возбужденных состояний. Даже в " γ -нестабильной" области (изотопы Pt), где МВБ удачно объясняет поведение 0^+ возбуждений, тенденции квадрупольных моментов состояний 2_1^+ и 2_2^+ , вычисленных по МВБ, противоположны экспериментальным /28/. Тяжелые изотопы $^{198, 200}Pt$ вообще плохо описываются МВБ /37, 38/. В то же время методика бозонных разложений /13, 28/ удовлетворительно описывает весь переход в изотопах O_1 и Pt от мягкого по γ потенциала с отрицательной жесткостью ($C < 0$) и устойчивостью за счет большого четырехфононного члена β^4 к слабо ангармоническому вибратору

^{198}Pt , правильно давая и квадрупольные моменты возбужденных состояний 2^+ . Другим примером систематического эффекта, невозможного в МВБ, является понижение уровня 0_2^+ , который становится первым возбужденным в ряде изотопов Ge , Se , Mo .

В целом, придание МВБ роли большей, чем одного из сравнительно удачных вариантов феноменологического подхода, кажется пока неоправданным. Специфические черты этого варианта выглядят наиболее слабыми его пунктами; наметилась явная тенденция сближения МВБ с классической феноменологией.

Внимательное изучение "старой" феноменологии обнаруживает скрытые в ней возможности. Это видно, в частности, в простейшей модели /39/, где в качестве ангармоничности учитывается лишь главное, согласно оценке (8), четырехфононное слагаемое $V^{(4)}$:

$$H = H^0 + V^{(4)} = \omega \sum_{\mu} (d_{\mu}^{\dagger} d_{\mu} + \frac{1}{2}) + \frac{\omega \lambda}{4} \left[\sum_{\mu} (-1)^{\mu} d_{\mu}^{(+)} d_{-\mu}^{(+)} \right]^2 \quad (14)$$

Вместо численной диагонализации оказывается возможным, используя групповую структуру (14), а именно, сохранение пятимерного момента, т.е. сеньорити ν , найти каноническое преобразование (оптимальный выбор бозонного среднего поля), дающее аналогичные выражения для волновых функций и энергий низколежащих уровней с процентной точностью независимо от силы константы нелинейности λ . В частности, энергии наименьших состояний для каждого ν даются простой формулой

$$E_{\nu}^0 = \frac{1}{4} \left(3\omega_{\nu} + \frac{1}{\omega_{\nu}} \right) \left(\nu + \frac{5}{2} \right) \omega, \quad (15)$$

где зависящая от ν перенормированная безразмерная частота ω_{ν} определяется как корень уравнения

$$\omega_{\nu}^3 - \omega_{\nu} = 4 \left(\nu + \frac{7}{2} \right) \lambda \quad (16)$$

Спектр ираст-полосы ($J = 2\nu$) меняется от эквидистантного

$$E_J = E_0 + \frac{J}{2} \omega \quad \text{в гармоническом случае } (\lambda = 0, \omega_{\nu} = 1) \text{ до} \\ E_J = \frac{3}{8} (J+5) [2(J+7)\lambda]^{1/3} \omega \quad (17)$$

в пределе сильной ангармоничности, когда $4(\nu + \frac{7}{2})\lambda \gg 1$, $\omega_{\nu} \approx [4(\nu + \frac{7}{2})\lambda]^{1/3}$. Сравним эти предсказания с типичными спек-

рами ирраст-полос сферических ядер ^{100}Pd и ^{102}Pd [40].

В таблице приведены отношения энергий $R_J = \frac{E_J - E_0}{E_2 - E_0}$.

J	R_J	Гарм. прикл.	^{100}Pd (эксп.)	Формула (17)	^{102}Pd (эксп.)	$\sigma_J = \frac{R_J - R_J(17)}{J(J+1)}$
4	2		2.13	2.09	2.29	0.010
6	3		3.29	3.26	3.79	0.013
8	4		4.49	4.50	5.41	0.013
10	5		5.82	5.81	7.17	0.012
12	6		7.16	7.17	9.08	0.012
14	7		8.58	8.58	11.03	0.011

Видно, что вовсе не содержащая параметров формула (17) практически точно описывает ирраст-полосу ^{100}Pd . Согласие здесь лучше, чем в однопараметрической формуле (10) МВБ или в модели [26] переменного момента инерции. Что касается изотопа ^{102}Pd , здесь приближение (17) систематически занижает энергии. Как следует из последнего столбца таблицы, отклонения R_J от асимптотического результата $R_J(17)$ хорошо описываются одной константой,

$$R_J = R_J(17) + \sigma J(J+1), \quad (18)$$

где $\sigma = 0,012 \pm 0,001$, что в абсолютной шкале отвечает для ^{102}Pd сдвигам энергий $(6,8 \pm 0,5) J(J+1)$ кэВ. Заметим, что именно членами ротационного типа отличается МВБ (10) от "старой" феноменологии с ангармоничностью $V^{(3)} + V^{(4)}$, в то время как многие предсказания модели (14) оказываются [39] близкими к результатам вибрационного предела МВБ.

Оценки показывают, что содержащие оператор момента члены нужного порядка величины возникают в микроскопической теории [15] как следствие согласованного учета когерентного отклика неколлективных степеней свободы на квадрупольное движение. Величина $1/2\sigma$ не имеет ничего общего с гидродинамическими моментами инерции, входящими в гармонический гамильтониан (4), выраженный [2] в переменных β, γ, ψ . Скорее она представляет собой эффективный момент инерции [15] для ядра, совершающего квадрупольное движение с характерной частотой ω и амплитудой, отве-

чающей средней эффективной деформации ядра. Возникшие при таком движении токи не только дают вклад ротационного типа (18) в коллективный гамильтониан, но и перенормируют операторы (6) и особенно (7), устраняя чрезмерно жесткие ограничения стандартной модели.

Другой еще не исследованный эффект заключается в возможности отрицательного знака $V^{(4)}$, что зависит от конкуренции квадрупольных сил в каналах частица-частица и частица-дырка. При $V^{(4)} < 0$ необходимо учитывать обеспечивающие устойчивость шести-фононные слагаемые. При типичном соотношении параметров

$V^{(6)} \leq (V^{(4)})^2$ потенциальная энергия имеет два минимума по β . Загадочное поведение упомянутых выше низких уровней O_2^+ в ряде ядер объясняется тогда локализацией во второй яме. Контригра этих двух ям дает картину, напоминающую фазовый переход I рода с метастабильными фазами в отличие от перехода II рода с мягкой модой. Обычно эти явления описывают в терминах "сосуществования" сферической и деформированной форм [41].

Теория сферических ядер быстро развивается и можно ожидать в ближайшие годы синтеза разных феноменологических подходов и улучшения понимания микроскопической природы наблюдаемых коллективных явлений.

Л и т е р а т у р а

1. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.2, М., 1977.
2. A.Bohr.Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat.-Fys.Medd.26, No. 14 (1952).
3. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. Изв. АН СССР, сер. физ.28 (1964), 127.
4. S.T.Belyaev. Nucl. Phys. 64 (1965) 17.
5. O.Castanos, E.Chason, A.Frank, M.Moshinsky. Journ. Math. Phys. 20 (1979) 35.
6. В.Г.Зелевинский. Материалы XVI зимней школы ЛИЯФ, Л.1981, стр.121.
7. Д.П.Гречухин. ЯФ 10 (1969) 94.
8. G.Gneuss, U.Mosel, W.Greiner. Phys. Lett. 30B (1969) 397; 31B (1970) 209; 32B (1970) 161.
9. G.Gneuss, W.Greiner. Nucl. Phys. A171 (1971) 449.
10. S.T.Belyaev.Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat.-Fys.Medd.31, No. 11 (1959).
11. S.T.Beliaev, V.G.Zelevinsky. Nucl. Phys. 39 (1962) 582.
12. Б.Е.Степанов. ЯФ 18 (1973) 999.
13. T.Tamura, K.J.Weeks, T.Kishimoto. Phys. Rev. C20 (1979) 307; Nucl. Phys. A347 (1980) 359.
14. K.Kumar, M.Baranger. Nucl. Phys. A92 (1967) 608. 653; A122 (1968) 273.
15. V.G.Zelevinsky. Nucl. Phys. A337 (1980) 40.
16. В.А.Ходель. ЯФ 24 (1976) 706.
17. D.Janssen, F.Dönaу, S.Frauendorf, R.V.Jolos. Nucl. Phys. A172 (1971) 145.
18. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 20 (1974) II2.
19. F.Iachello, A.Arima. Phys. Lett. 53B (1974) 309.
20. A.Arima, F.Iachello. Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1069.
21. A.Arima, F.Iachello. Ann. Phys. 99 (1976) 253; 111 (1978) 201; 123 (1979) 468.

22. O.Scholten, F.Iachello, A.Arima. Ann. Phys. 115 (1978) 325.
23. R.F.Casten. Nucl. Phys. A347 (1980) 173.
24. И.Х.Лемберг, В.М.Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ. 46 (1982), 2170.
25. H.Ejiri et al. Journ. Phys. Soc. (Japan). 24 (1968) 1189.
26. G.Scharff-Goldhaber, A.S.Goldhaber. Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1349.
27. P.D.Duval, B.R.Barrett. Phys. Rev. C23 (1981) 493.
28. C.Bactash et al. Phys. Rev. C22 (1980) 2383.
29. E.R.Flynn et al. Phys. Rev. C24 (1981) 2475.
30. K.Heyde et al. Phys. Rev. C25 (1982) 3160.
31. C.H.Druce et al. Journ. Phys. G8 (1982) 1565.
32. F.J.W.Nahne. Phys. Rev. C23 (1981) 2291.
33. S.Pittel et al. Phys. Rev. C25 (1982) 2840.
34. С.Т.Беляев. ЖЭТФ 39 (1960) 1387.
35. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, II (1970) 741.
36. A.Bohr, B.R.Mottelson. Phys. Scripta 22 (1980) 468.
37. J.A.Cizewski et al. Phys. Rev. C23 (1981) 1453.
38. S.W.Yates et al. Phys. Rev. C23 (1981) 1993.
39. О.К.Воров, В.Г.Зелевинский. ЯФ 37 (1983).
40. W.F.Piel et al. Phys. Rev. C23 (1981) 708.
41. A.Ahmed et al. Phys. Rev. C24 (1981) 1486.

В.Г.Зелевинский

"СТАРАЯ" И "НОВАЯ" ФЕНОМЕНОЛОГИИ КВАДРУПОЛЬНОГО
КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ В ЯДРАХ

Препринт
№ 83-56

Работа поступила - II мая 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 16.05-1983г. МН 17540

Формат бумаги 60x90 I/16 Усл. I,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 56.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90