

П-997



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8805

ПЯТОВ Николай Ильич

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
АТОМНЫХ ЯДЕР

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

академик АН СССР

С. Т. Беляев,

доктор физико-математических наук

Г. М. Ваградов,

доктор физико-математических наук

В. Б. Беляев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт  
теоретической физики АН УССР, Киев.

Автореферат разослан " " 1975 г.

Защита диссертации состоится " " 1975 г. на  
заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Москов-  
ской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р. А. Асанов

4 - 8805

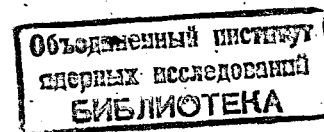
ПЯТОВ Николай Ильич

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
АТОМНЫХ ЯДЕР

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



В современном описании структуры атомных ядер широко используются микроскопические методы, в основе которых лежит представление о ядре как о системе взаимодействующих нуклонов. Сведения о ядерных силах получают из анализа экспериментальных данных по малонуклонным системам. Из-за сложности ядерных сил и большого числа степеней свободы в многочастичной системе точное решение уравнения Шредингера для нее оказывается практически невозможным. Поэтому широко используется концепция самосогласованного поля, позволяющая свести задачу многих тел к одночастичной. Эта концепция лежит в основе оболочечной модели ядра<sup>/1/</sup>. Существование самосогласованного поля в ядрах подтверждается данными спектроскопических исследований, экспериментами по рассеянию протонов и нейтронов на ядрах, данными о сечениях реакций однонуклонной передачи<sup>/2/</sup>. В практических расчетах самоогласованное поле аппроксимируют статическим потенциалом, параметры которого хорошо определены для частиц вблизи поверхности Ферми.

Атомные ядра характеризуются рядом аддитивных интегралов движения (импульс, угловой момент и др.). Сохранение их тесно связано с инвариантностью ядерного гамильтониана относительно преобразований симметрии, в которых интеграл движения является генератором группы преобразований. Одночастичные (квазичастичные) гамильтонианы, описывающие движение невзаимодействующих частиц (квазичастиц) в выделенном самосогласованном (или среднем) поле, всегда обладают той или иной формой нарушенной симметрии. Восстановление нарушенной симметрии достигается учетом остаточных

взаимодействий частиц (квазичастиц)<sup>/3-5/</sup>. В методе самосогласованного поля существуют условия согласования, связывающие между собой остаточные взаимодействия (эффективные силы), матрицу плотности и самосогласованное поле. При замене самосогласованного поля статическим потенциалом эффективные силы по необходимости становятся модельными и обычно их выбирают, исходя из свойств симметрии рассматриваемых ядерных состояний и соображений простоты. В частности, широко используются в расчетах простые сепарабельные парные и мультипольные силы<sup>/6/</sup>. Микроскопические модели с такими эффективными силами хорошо описывают многие свойства коллективных возбуждений ядер. Существенным недостатком используемых в настоящее время эффективных взаимодействий является несогласованность их с формой потенциала для частиц (квазичастиц). Произвол в выборе радиальных формфакторов и силовых параметров не позволяет, в частности, аккуратно выделять коллективные моды, соответствующие нарушенным симметриям (голдстоуновские ветви возбуждений).

Интерес к проблемам, связанным с нарушением симметрий и законов сохранения, заметно возрос в последние годы. В ряде работ исследовались ограничения, налагаемые на эффективные силы принципами инвариантности и условиями согласования (см., например,<sup>/7-12/</sup>). Развивается метод обобщенной матрицы плотности<sup>/13/</sup>, в рамках которого удается последовательно проследить выполнение законов сохранения при описании коллективных возбуждений ядер.

Настоящая диссертация посвящена систематическому исследованию эффективных сил, получаемых на основе использования свойств симметрии ядерных состояний и законов сохранения, а также спектров коллективных возбуждений в четно-четных и нечетных ядрах.

Теория не ставит перед собой задачу восстановления истинных остаточных взаимодействий из условий согласования. Это в принципе нельзя сделать, опираясь на модельный потенциал среднего поля и одночастичную матрицу плотности. Более того, при достаточно сложной форме современных одночастичных потенциалов конструирование модельных эффективных сил, строго удовлетворяющих всем условиям согласования и обеспечивающих выполнение всех законов сохранения, представляет собой трудную задачу. Ряд обстоятельств позволяет упростить задачу и решать ее приближенно. Отметим, в частности, что ограничения, накладываемые на эффективные силы принципами инвариантности, специфичны для каждого типа симметрии. Кроме того, каждому типу нарушенной симметрии соответствует свой спектр коллективных возбуждений системы частиц. В гармоническом приближении состояния с различной симметрией не взаимодействуют между собой. Поэтому представляется разумным искать сначала эффективные силы для каждого типа нарушенной симметрии независимо, а затем при необходимости усложнять их.

В первой главе диссертации сформулирован квантовомеханический метод построения эффективных сепарабельных сил для заданного вида одночастичного (квазичастичного) гамильтониана  $H^0$ , не коммутирующего с аддитивным интегралом движения  $F$ . Эффективные силы  $h$ , восстанавливающие нарушенную симметрию

$$[H^0 + h, F] = 0, \quad (1)$$

ищутся в виде<sup>/14-18/</sup>

$$h = -\frac{1}{2\chi} [H^0, F]^+ [H^0, F]. \quad (2)$$

Величина  $\chi$  определяется из условия выполнения (1) в приближении метода случайной фазы (СФ)

$$\gamma = \langle 0 | [F^\dagger, [H^0, F]] | 0 \rangle, \quad (3)$$

где  $|0\rangle$  представляет основное состояние по Хартри-Фоку или Хартри-Фоку-Боголюбову (неинвариантный вакуум). Если двойной коммутатор в (3) является  $s$ -числом, то выбор (2) обеспечивает точное выполнение закона сохранения. В общем случае величина  $\gamma$  представляет собой макроскопическую характеристику неинвариантности вакуума и выражается через такие макроскопические (классические) величины как массовый квадрупольный момент (при нарушении ротационной инвариантности), энергетическая щель (в случае нарушения калибровочной инвариантности парным полем<sup>/19/</sup>) и др. Предполагается, что матричный элемент (3) намного больше недиагональных матричных элементов двойного коммутатора (приближение СФ). Взаимодействия (2) полностью определены и не содержат произвольных параметров. Уточнение их можно проводить, используя алгебру коммутаторов операторов  $F$  и  $H^0$  более высокого порядка.

Рассмотрены эффективные силы, возникающие при нарушении калибровочной, трансляционной, ротационной и изотопической инвариантности (нарушение законов сохранения числа частиц  $N$ , импульса  $\vec{P}$ , углового момента  $\vec{J}$  и изотопического спина  $\vec{T}$ , соответственно).

В случае нарушения калибровочной симметрии парным полем эффективные силы, полученные с помощью принципа инвариантности, с точностью до несущественного слагаемого совпадают с взаимодействиями квазичастиц в исходном гамильтониане с парными корреляциями стандартного вида<sup>/20, 21/</sup>.

Эффективные силы (кинематические корреляции), восстанавливающие трансляционную инвариантность, существенно зависят от

формы потенциала. Для сферически-симметричных потенциалов это дипольные взаимодействия, радиальная зависимость которых определяется градиентом потенциала. При использовании анизотропных неосцилляторных потенциалов дополнительно появляются взаимодействия высших мультипольностей. Для любых потенциалов конечной глубины дипольные взаимодействия имеют поверхностный характер<sup>/15, 16/</sup>. Вывод о поверхностном характере дипольных взаимодействий получен также в работе<sup>/8/</sup> в рамках теории ферми-жидкости.

В случае осцилляторного потенциала эффективные силы типа (2) точно восстанавливают трансляционную инвариантность, компенсируя потенциал локализации центра масс, который можно выделить из  $H^0$  преобразованием к координатам Якоби (переходом в систему координат центра масс)<sup>/22/</sup>. Величина  $\gamma$  в этом случае имеет смысл параметра жесткости потенциала локализации и равна (для сферического потенциала)

$$\gamma = \frac{1}{3} [\vec{P}, [H^0, \vec{P}]] = \mathcal{M} (\hbar \omega_0)^2, \quad (4)$$

где  $\mathcal{M}$  - масса системы частиц,  $\omega_0$  - осцилляторная частота.

Использование анизотропных потенциалов приводит к нарушению закона сохранения углового момента. В случае произвольного аксиально-симметричного потенциала, который можно представить в виде разложения по сферическим гармоникам

$$V(\vec{r}) = -V_0 \sum_{\lambda} f_{\lambda}(\tau, \beta) Y_{\lambda, 0}(\theta), \quad (5)$$

эффективные силы, точно восстанавливающие ротационную инвариантность, имеют вид<sup>/14/</sup>

$$\hbar = -\frac{V_0}{2} \sum_{\lambda \neq 0} \chi_{\lambda}^{-1} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \{ \mathcal{F}_{\lambda \mu} - \delta_{\mu, 0} \chi_{\lambda} \}^{\dagger} \{ \mathcal{F}_{\lambda \mu} - \delta_{\mu, 0} \chi_{\lambda} \}. \quad (6)$$

Здесь  $V_0$  - параметр глубины потенциала,  $\chi_{\lambda}$  - произвольные, отличные от нуля параметры. Функции

$$\mathcal{F}_{\lambda \mu} = \sum_{\kappa = -\lambda}^{\lambda} f_{\lambda}(\tau_{\kappa}, \beta) Y_{\lambda \mu}(\theta_{\kappa}, \varphi_{\kappa}) \quad (7)$$

в общем случае зависят от параметров деформации. Для потенциалов конечной глубины взаимодействия (6) имеют существенно поверхностный характер. Поверхностный характер эффективных сил, согласованных с формой потенциала, отмечался в работах<sup>/9-II, 23, 24/</sup>. Согласованием (6) по Хартри с потенциалом можно определить параметры

$$\chi_\lambda = \langle 0 | \mathcal{F}_{\lambda,0} | 0 \rangle \quad (8)$$

Связь эффективных сил (6) с более простой формой (2) вытекает из следующего уравнения:

$$\begin{aligned} \chi &= \langle 0 | [J_\mu^+, [H^0, J_\mu]] | 0 \rangle = \\ &= \frac{1}{2} V_0 \sum_\lambda \lambda(\lambda+1) \langle 0 | \mathcal{F}_{\lambda,0} | 0 \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $J_\mu$  - сферические компоненты оператора углового момента ( $\mu = \pm 1$ ).

В случае анизотропного осцилляторного потенциала Нильссона взаимодействия (6) совпадают с хорошо известными квадрупольными силами, в которых самосогласованная константа взаимодействий равна

$$\kappa = \frac{16\pi}{15} \cdot \frac{\delta m \omega_0^2}{Q_{20}} \equiv \frac{16\pi}{15} \frac{\chi}{Q_{20}^2} \quad (10)$$

Здесь  $\delta$  - параметр деформации,  $m$  - масса нуклона,  $Q_{20}$  - массовый квадрупольный момент.

В ядрах с  $N \neq Z$  средние ядерные потенциалы, действующие на нейтрон и протон, оказываются различными<sup>/25, 26/</sup>, что приводит (помимо кулоновских сил и разности масс нейтрона и протона) к нарушению изотопической инвариантности в одночастичных моделях. В диссертации показано, что эффективные силы, восстанавливающие

изотопическую инвариантность, в этом случае могут быть построены аналогично (6). Если изовекторная часть потенциала имеет объемный характер, то и соответствующие изовекторные силы являются объемными.

Отметим, что в идейном плане изложенный здесь метод построения эффективных сил близок к методу восстановления градиентной инвариантности взаимодействий, развитому в работах Беляева<sup>/7, 27/</sup>. При некоторых частных предположениях метод дает результаты, независимо полученные в работе<sup>/12/</sup>.

Вторая глава диссертации посвящена исследованию спектров коллективных возбуждений в четно-четных ядрах с нарушенной симметрией среднего поля. В качестве исходного используется гамильтониан  $H^0$  невзаимодействующих квазичастиц, а эффективные силы, восстанавливающие нарушенную симметрию в приближении метода Сф, выбираются в форме (2). Рассмотрены случаи нарушения калибровочной, трансляционной и ротационной инвариантности (спектры возбуждений со спином и четностью  $0^+$ ,  $1^-$  и  $1^+$ , соответственно). Вследствие неинвариантности квазичастичного вакуума в спектре нормальных колебаний системы частиц появляются состояния с нулевой энергией (голдстоуновские ветви возбуждений)<sup>/28, 29/</sup>. Описание этих возбуждений проводится с помощью коллективных переменных, в качестве которых используются интеграл движения  $F$  и сопряженный ему оператор  $\theta$ :

$$[\theta, F] = i \quad (11)$$

Дается микроскопическая реализация этих операторов в рамках метода Сф. Показано, что из гамильтониана  $H^0$  в гармоническом приближении можно выделить коллективную часть, которая описывает движение системы как целого в пространстве коллективной переменной<sup>/15-18/</sup>  $|10\rangle$  - квазичастичный вакуум)

$$H_{coll}^0 = \frac{1}{2J_0} (F - \langle 0|F|0\rangle)^{\dagger} (F - \langle 0|F|0\rangle) + \frac{1}{2} \gamma \theta^{\dagger} \theta, \quad (12)$$

где массовый параметр  $J_0$  и параметр жесткости  $\gamma$  определены как энергетически взвешенные правила сумм

$$\begin{aligned} J_0^{-1} &= \langle 0|[\theta^{\dagger}, [H^0, \theta]]|0\rangle \\ \gamma &= \langle 0|[F^{\dagger}, [H^0, F]]|0\rangle \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, инвариантный вакуум  $|0\rangle$  представляет собой "локализованное" ("ориентированное") состояние системы, причем в гармоническом приближении потенциал "локализации" ("ориентации"), нарушающий симметрию, дается вторым слагаемым в уравнении (12). Уравнения (11)-(13) позволяют оценить частоты  $\omega_{\theta}$  гармонических колебаний, связанных с выделенным потенциалом

$$\omega_{\theta} = \sqrt{\gamma/J_0}. \quad (14)$$

Используя вириальную теорему<sup>/30/</sup>, можно оценить также средне-квадратичные значения коллективных переменных

$$\begin{aligned} \langle (F - \langle 0|F|0\rangle)^2 \rangle &= \frac{\kappa}{2} \sqrt{\gamma \cdot J_0} \\ \langle \theta^2 \rangle &= \frac{\kappa}{2\sqrt{\gamma \cdot J_0}} \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\kappa$  - размерность пространства коллективной переменной. Оценки (14) и (15) дают качественные характеристики любого потенциала с нарушенной симметрией, знание которых необходимо при введении "внутренней" системы координат.

В рамках метода СФ полный гамильтониан приводится к форме нормальных колебаний

$$\begin{aligned} H^0 + h &= const + \sum_n \omega_n Q_n^{\dagger} Q_n + \\ &+ \frac{1}{2J_0} (F - \langle 0|F|0\rangle)^{\dagger} (F - \langle 0|F|0\rangle), \end{aligned} \quad (16)$$

где частоты колебаний  $\omega_n$  являются решениями следующего (схематического) уравнения:

$$\omega_n^2 \sum_{\nu\nu'} \frac{2(E_{\nu} + E_{\nu'}) |f_{\nu\nu'}|^2}{(E_{\nu} + E_{\nu'})^2 - \omega_n^2} = \omega_n^2 J(\omega_n) = 0. \quad (17)$$

Здесь  $E_{\nu}$  - одноквазичастичные энергии,  $f_{\nu\nu'}$  - одночастичные матричные элементы интеграла движения, включающие числа заполнения состояний. Фоновые операторы  $Q_n$  удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[Q_n, Q_n^{\dagger}] = \delta_{nn'}, \quad [Q_n, F] = [Q_n, \theta] = 0. \quad (18)$$

В уравнении (17) явно выделена голдстоуновская ветвь возбуждений  $\omega_n = 0$ .

Теория используется для рассмотрения парных вращений и парных вибраций<sup>/31,32/</sup>, выделения центра масс и изучения свойств  $I^{-}$  возбуждений (в случае произвольного потенциала)<sup>/15/</sup>. Подробно рассмотрены проблемы, связанные с нарушением ротационной инвариантности и выделением вращательной ветви возбуждений<sup>/16,18,33,34/</sup>.

В случае нарушения ротационной инвариантности потенциал в (12) ориентирует аксиально-симметричное ядро в пространстве, совмещая ось симметрии с лабораторной осью  $Z$ . Даны буквенные и численные оценки величины параметра жесткости  $\gamma$  потенциала ориентации, частоты  $\omega_{\theta}$  гармонических колебаний его и средне-квадратичных значений углового момента и угла ориентации в состоянии квазичастичного вакуума. Эти оценки ( $\gamma \sim 10^3$  МэВ,  $\langle J^2 \rangle \sim 10^2$ ,  $\langle \theta^2 \rangle \sim 10^{-2}$ ) свидетельствуют о хорошей локализации осей внутренней системы координат в тяжелых ядрах со статической деформацией. Показана эквивалентность моментов инерции в кренкинг-модели и в проекционном методе Пайерлса-Йокоца<sup>/35,36/</sup> в низайшем порядке по угловому моменту. Получены статические характеристики вращательного возбуждения (момент инерции, гиромангнитный фактор) и его вклад в энергетически взвешенное правило сумм для E2-переходов.

Эффективные восстанавливающие силы в форме (2) используются для изучения свойств квадрупольных (условное название)  $I^{-}$ -возбуждений, энергии которых находятся решением уравнения (17).

Для этих возбуждений вычисляются вероятности E2-и M1-переходов на ротационную полосу основного состояния и усредненные по энергетическому интервалу силовые функции, характеризующие распределение вероятностей переходов по спектру. Исследована связь квадрупольных  $I^+$ -состояний со спиновой ветвью возбуждений<sup>/37-39/</sup>.

Обсуждаются результаты численных расчетов для ряда ядер редкоземельной области, проведенных с потенциалом Саксона-Вудса<sup>/40/</sup>. Расчеты показали, что E2-переходы с  $\Delta K = 1$  дают примерно половину вклада в энергетически взвешенное правило сумм, а остальное приходится на переходы с  $\Delta K = 0$  и 2. Важную роль играют переходы между состояниями из различных оболочек ( $\Delta N \neq 2$ ), обеспечивающие примерно три четверти величины правила сумм для E2-переходов с  $\Delta K = 1$ . Вращательная ветвь возбуждений исчерпывает около половины силы E2 ( $\Delta K = 1$ )-переходов между состояниями одной оболочки ( $\Delta N = 0$ ). Вычисленные характеристики нижайших по энергии  $I^+$ -возбуждений в ядрах  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Dy}$  и  $^{170}\text{Yb}$  сравниваются с экспериментальными данными. Важным следствием восстановления ротационной инвариантности является то, что состояния с  $K^\pi = I^+$  представляются суперпозицией большого числа двухквaziчастичных состояний. Это объясняет, в частности, сильную заторможенность разрешенных бета-распадов на  $I^+$ -состояния<sup>/41/</sup> и слабую заселяемость последних в реакциях однонуклонной передачи<sup>/42/</sup>.

С помощью распределений силовых функции гамма-переходов и правил сумм устанавливаются области локализации M1-и E2-резонансов ( $K = 1$ ). В частности, в редкоземельных ядрах теория предсказывает появление M1-резонанса, формирование которого связано в основном с изовекторными спиновыми силами, в области энергий 7-9 МэВ. E2-резонанс локализуется в области энергий

12-13 МэВ. Даны оценки радиационных ширин резонансов  $\Gamma_j^r(M1, I \rightarrow 0) \sim \sim 20-30$  эВ и  $\Gamma_j^r(E2, 2 \rightarrow 0) \sim 60$  эВ. Состояния E2 ( $K = 1$ ) резонанса исчерпывают примерно 20% изоскалярного правила сумм. Расчеты показали, что спиновые и квадрупольные силы взаимно слабо влияют на характеристики резонансных состояний. Обсуждаются известные экспериментальные данные и делается вывод о непротиворечивости теоретических оценок и опытных данных.

В Приложении на модельном примере обсуждается вопрос о точности отделения ветви  $I^+$ -возбуждений, описываемой уравнением (17).

В третьей главе диссертации исследуются поляризационные эффекты в нечетных ядрах, обусловленные связью квазичастиц с квадрупольными и спиновыми  $I^+$ -возбуждениями четно-четного остова. Получено уравнение для эффективных зарядов одночастичных E2-переходов с  $\Delta K = 1$  в нечетных ядрах<sup>/14, 16/</sup>. Изучена зависимость эффективных зарядов от конфигураций состояний. Приводятся результаты численных расчетов, которые показывают, что обычно значения эффективных зарядов оказываются порядка единицы, но довольно сильно зависят от конфигураций.

Рассмотрены эффекты продольной и поперечной спиновой поляризации (перенормировка матричных элементов  $\langle \sigma_z \rangle$  и  $\langle \sigma_{\pm} \rangle$  спиновыми силами). При вычислении дипольных магнитных моментов эти эффекты сводятся к перенормировке спинового гиромангнитного отношения  $g_s$ . Получены уравнения для эффективных  $g_s$ -факторов в адиабатическом приближении<sup>/43-45/</sup>. Рассмотрены эффекты, связанные с выделением вращательной ветви возбуждений. Из сравнения вычисленных эффективных  $g_s$ -факторов с опытными данными определена константа монополярных спиновых взаимодействий<sup>/39/</sup>.



Исследования, проведенные в этой главе, показали, что хотя взаимодействия квазичастиц с  $I^+$ -возбуждениями остова не меняют качественную картину спектра в нечетных ядрах и дают малые примеси ( $\sim 1-2\%$ ) высших конфигураций в волновых функциях низколежащих состояний, тем не менее, они приводят к макроскопической перенормировке одночастичных матричных элементов  $\langle \kappa^2 Y_{2\mu} \rangle$  и  $\langle \sigma_{\mu} \rangle$ . При этом важно учитывать всю совокупность  $I^+$ -возбуждений остова, так как ни одно отдельно взятое состояние не дает доминирующего вклада в перенормировку.

Четвертая глава диссертации имеет в значительной степени самостоятельный характер. Она посвящена исследованию вращательного движения в нечетных ядрах на основе феноменологической модели Бора-Моттельсона<sup>/46, 47/</sup>. В этой модели предполагается, что полный гамильтониан для деформированного ядра можно разделить на части

$$H = H_{intr.} + H_{rot} \quad , \quad (19)$$

где  $H_{intr.}$  описывает внутреннее движение нуклонов в аксиально-симметричном потенциале, а  $H_{rot}$  - вращательное движение

$$H_{rot} = \frac{1}{2\mathcal{J}} \sum_{\mu=\pm 1} (I_{\mu} - j_{\mu})^{\dagger} (I_{\mu} - j_{\mu}) \quad . \quad (20)$$

Здесь  $\mathcal{J}$  - эффективный момент инерции четно-четного остова (параметр),  $I_{\mu}$  - сферические компоненты полного углового момента во внутренней системе координат, действующие в пространстве коллективных переменных (углов Эйлера),  $j_{\mu}$  - компоненты внутреннего углового момента, образованного одним или несколькими внешними (сверх остова) нуклонами, действующие в пространстве переменных нуклонов. Вращательные состояния характеризуются квантовыми числами полного углового момента  $I$ , его проекции  $M$  на лабораторную ось и проекции  $K$  на ось симметрии (величина  $K$  в общем случае не сохраняется).

Модель Бора-Моттельсона привлекательна своей простотой, так как движение описывается с помощью небольшого числа коллективных и одночастичных переменных и при этом используется несколько параметров, характеризующих остов (момент инерции  $\mathcal{J}$ , коллективный гиромангнитный фактор  $g_R^{\circ}$  и внутренний квадрупольный момент  $Q_0$ ). По этой причине модель получила широкое распространение при анализе наблюдаемых вращательных полос.

Гамильтониан (20) содержит в себе взаимодействие Кориолиса

$$H_C = -\frac{1}{2\mathcal{J}} \sum_{\mu=\pm 1} \{ I_{\mu}^{\dagger} j_{\mu} + h. c. \} \quad , \quad (21)$$

которое приводит к несохранению квантового числа  $K$  во вращательных полосах. В первоначальной формулировке модели это взаимодействие учитывалось по теории возмущений и его эффекты сводились к перенормировке параметров модели<sup>/48/</sup>. При наличии близких по энергии одночастичных уровней, различающихся по значению  $K$  на единицу, теория возмущений становится неприменимой. Этот случай был рассмотрен в работе Кермана<sup>/49/</sup>. Теория возмущений становится неприменимой и тогда, когда велики одночастичные матричные элементы оператора углового момента  $(j_{\mu})_{KK'}$  для состояний вблизи поверхности Ферми (например, когда состояния принадлежат одной сферической оболочке с  $j \gg 1$ )<sup>/50-53/</sup>. Это было подтверждено открытием большого числа вращательных полос положительной четности в редкоземельных ядрах с нечетным  $N$  и в других областях (см., например, <sup>/54/</sup>).

В диссертации изложен неадиабатический вариант модели Бора-Моттельсона, в котором используется схема промежуточной связи и взаимодействие Кориолиса точно диагонализуется на базисе состояний

$$|IM\rangle = \sum_{K,P} C_{KP}^I |IMK\beta\rangle \quad , \quad (22)$$

где  $C_{K\mathcal{P}}^I$  - амплитуды кориолисова смешивания состояний ( $\mathcal{P}$  - набор дополнительных квантовых чисел, характеризующих внутренние состояния),  $|IMK\mathcal{P}\rangle$  - адиабатические волновые функции модели Бора-Моттельсона. Вводится понятие обобщенного параметра развязывания

$$\alpha(I) = (-1)^{I+1/2} \frac{2\mathcal{J}}{I+1/2} \langle IM | H_c | IM \rangle \quad (23)$$

Энергии вращательных состояний в неадиабатической модели можно записать в виде<sup>/55,56/</sup>

$$\mathcal{E}(I) = \sum_{K,S} (C_{K\mathcal{P}}^I)^2 \left\{ \mathcal{E}_{K\mathcal{P}} - \frac{1}{2\mathcal{J}} [K^2 + \frac{1}{4} \alpha^2(I)] \right\} + \quad (24)$$

$$+ \frac{1}{2\mathcal{J}} R(R+1),$$

$$R = I + (-1)^{I+1/2} \alpha(I)/2 \quad (24a)$$

Здесь  $\mathcal{E}_{K\mathcal{P}}$  - собственные значения внутреннего гамильтониана. Введение обобщенного параметра развязывания позволяет проследить изменение структуры вращательных полос в нечетных ядрах при широкой вариации связи внешних нуклонов с деформацией остова и полным угловым моментом. Рассмотрены условия появления так называемых развязанных полос, в которых связь внешних нуклонов с угловым моментом намного сильнее связи с деформацией остова. В частности, при значениях

$$\alpha(I) = 4n+1, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (25)$$

и при условии слабой зависимости от углового момента первого слагаемого в (24) выделяется группа состояний с  $\Delta I = 2$ , характеризующаяся значениями  $R = 0, 2, 4, \dots$ , которая напоминает ротационную полосу на основном состоянии четно-четного ядра. Параметр развязывания в этом случае представляет собой удвоенное среднее значение проекции внутреннего момента на ось вращения, а величина  $R$  имеет смысл углового момента остова.

Рассмотрена перенормировка момента инерции остова  $\mathcal{J}$ , обусловленная взаимодействием Кориолиса. Численные расчеты<sup>/57-59/</sup> показали, что при точной диагонализации взаимодействия Кориолиса значения параметра  $\mathcal{J}$ , необходимые для описания вращательных полос в нечетных ядрах, как правило близки к значениям момента инерции в соседних четно-четных ядрах.

Для описания внутреннего движения (движения внешних нуклонов) используются микроскопические методы. В первом приближении спектр внутренних возбуждений описывается гамильтонианом независимых квазичастиц. Дополнительно учитываются спиновые взаимодействия и центробежные взаимодействия между внешними нуклонами, выделяемые из (20)<sup>/60,61/</sup>

$$H_j = \frac{1}{2\mathcal{J}} \sum_{\mu=\pm 1} j_{\mu}^{+} j_{\mu} \quad (26)$$

Полное пространство состояний разделяется на две независимые части, относящиеся к остову и внешним нуклонам. Для внешних нуклонов минимальным пространством, в котором  $j_{\mu}$  определены как квантовомеханические операторы, оказывается пространство состояний тождественных нуклонов и с одинаковой четностью. Именно такое пространство состояний и используется в дальнейшем при диагонализации взаимодействия Кориолиса.

Известно, что в случае сильного кориолисова смешивания состояний для удовлетворительного описания вращательных полос в рамках модели Бора-Моттельсона требуется перенормировка (как правило, ослабление) взаимодействия Кориолиса<sup>/52,62/</sup>. В рамках неадиабатической модели возникает статическая перенормировка матричных элементов  $\langle j_{\pm} \rangle$  спиновыми и центробежными силами из-за несохранения внутреннего момента<sup>/60/</sup>. В приближении однородного

сдвига квазичастичного спектра центробежными силами влияние последних сводится к перенормировке вращательного параметра во взаимодействии Кориолиса (обычно к уменьшению на 20-30%/<sup>57/</sup>). Анализ большого количества вращательных полос показал, что такая перенормировка позволяет вполне удовлетворительно описывать экспериментальные данные при использовании одного параметра  $\mathcal{J}$  и небольших подгоночных вариациях величины энергетической щели (или константы парных взаимодействий)/<sup>55,57-59,61,63-65/</sup>. Обсуждаются также механизмы динамической (зависящей от углового момента) перенормировки взаимодействия Кориолиса, предложенные в работах/<sup>66-69/</sup> в рамках метода проектирования и крэнкинг-модели.

На основе неадиабатической модели исследованы электромагнитные свойства вращательных состояний/<sup>55,58,59,61,64/</sup>. Получены уравнения для вычисления используемых в адиабатике эффективных гиромангнитных факторов, входящих в магнитные моменты/<sup>47/</sup>

$$g_R^{eff} - g_e = (g_R^0 - g_e) \cdot G(I) / G(I, K), \quad (27)$$

$$g_s^{eff} - g_e = (g_s - g_e) \frac{\langle IM | \vec{I} | IM \rangle}{\langle IMK | \vec{I} | IMK \rangle}, \quad (28)$$

где  $g_R^0$  - коллективное гиромангнитное отношение для остова (параметр),  $g_s$  и  $g_e$  - гиромангнитные факторы для свободных нуклонов. Функции  $G(I)$  и  $G(IK)$  связаны с вращательным спектром. Уравнение (27), в частности, объясняет хорошо известное различие факторов  $g_R^{eff}$  в ядрах с нечетным  $N$  и  $Z$  /<sup>70/</sup>. Перенормировка  $g_s$  - фактора в уравнении (28) одновременно включает эффекты спиновой поляризации и взаимодействия Кориолиса. Численные расчеты показали, что, как правило, величины  $g_R^{eff}$  и  $g_s^{eff}$  не являются постоянными

в ротационных полосах. Проведены систематические расчеты магнитных моментов/<sup>55,71/</sup>. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными при значениях  $g_R^0$ , близких по величине к значениям гиромангнитных факторов в четно-четных ядрах.

Исследованы неадиабатические эффекты в спектроскопических квадрупольных моментах и вероятностях E2-и M1-переходов внутри ротационной полосы. Показано, что неадиабатические эффекты в вероятностях M1-переходов не сводятся к перенормировкам (27) и (28). Рассмотрены вероятности E1-переходов между уровнями полос с  $\Delta K = 1$  и показано, что известное сильное нарушение правил Лага для таких переходов/<sup>72,73/</sup> вполне удовлетворительно объясняется в неадиабатическом подходе без привлечения дополнительных параметров/<sup>55,74/</sup>. На примере ядра <sup>235</sup>U изучены неадиабатические эффекты в вероятностях E2-переходов между уровнями ротационных полос с  $\Delta K = 1$  /<sup>74/</sup>. В частности, показана важность учета вклада прямого одночастичного перехода. При этом использованы эффективные заряды, полученные в главе III.

Расчеты показали, что неадиабатическая модель со статическими параметрами, характеризующими остов и спектр внутренних возбуждений для внешних нуклонов, вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные вплоть до высоких значений углового момента ( $I \sim 29/2$ ), в то время как в соседних четно-четных ядрах динамические эффекты заметно проявляются уже при  $I \sim 10-12$ . Были проведены методические исследования динамических эффектов, обусловленных изменением энергетической щели с ростом углового момента/<sup>55,75,76/</sup>. При этом предполагалось, что зависимость  $\mathcal{J}$  от  $\Delta$  имеет тот же вид, что и в крэнкинг-модели, и решалась вариационная задача. Численные расчеты показали, что в случае сильного

взаимодействия Кориолиса энергетическая щель и момент инерции остова остаются почти постоянными вплоть до высоких значений спина. При слабом взаимодействии Кориолиса динамические эффекты в остове нарастают быстрее. Отметим, что аналогичные заключения о характере динамических эффектов в нечетных ядрах сделаны в работе<sup>/68/</sup> на основе более строгого микроскопического подхода.

В конце диссертации приведена краткая сводка полученных результатов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах<sup>/14-18, 31-34, 37-39, 43-45, 51-53, 55-61, 63, 64, 71, 75, 76/</sup>, представлялись и докладывались на 19-22, 24 и 25 совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на международных конференциях и симпозиумах в Монреале (1969), Стокгольме (1972), Мюнхене (1973), Нашвиле (1974), на ряде международных совещаний в Дубне, излагались в лекциях на международной школе в Алуште (1972), на 8-й и 10-й зимних школах ЛИЯФ (1973 и 1975).

#### Литература

1. M. Goerpert-Mayer. Phys. Rev., 75, 1969 (1949); 78, 16, 22 (1950).
2. О. Бор, Б. Моттельсон. Структура атомного ядра, т. I, Изд. "Мир", М., 1971.
3. D. J. Thouless. Nucl. Phys., 22, 78 (1961).
4. S. T. Belyaev. Nucl. Phys., 64, 17 (1965).
5. E. R. Marshalek, J. Weneser. Ann. Phys., 52, 569 (1969).
6. В. Г. Соловьев. Теория сложных ядер. Изд. "Наука", М., 1971.
7. S. T. Belyaev. Phys. Lett., 28B, 365 (1969).
8. D. H. E. Gross. Phys. Lett., 30B, 16 (1969).
9. V. L. Birbrair. Phys. Lett., 46B, 152 (1973).
10. С. А. Фаянс, В. А. Ходель. Письма в ЖЭТФ, 17, 633 (1973).
11. В. А. Ходель. ЯФ, 19, 792 (1974).

12. В. М. Михайлов. ЯФ, 20, 21 (1974).
13. С. Т. Беляев, В. Г. Зелевинский. ЯФ, 16, 1195 (1972); 17, 525 (1973).
14. М. И. Базнат, Н. И. Пятов. ОИЯИ, Р4-7907, Дубна, 1974; ЯФ, 21, 708 (1975).
15. Н. И. Пятов. ОИЯИ Р4-8208, Дубна, 1974.
16. М. И. Базнат, Н. И. Пятов. Сб. Статистические методы исследования систем многих частиц, стр. 47, Изд. "Штиинца", Кишинев, 1974.
17. Н. И. Пятов. ОИЯИ Р4-8380, Дубна, 1974;
18. Н. И. Пятов. Материалы 10-й зимней школы ЛИЯФ, ч. I, стр. 232, Ленинград, 1975.
19. Н. Н. Боголюбов. ОИЯИ, Р-511, Дубна, 1960; ЭЧАЯ, I; 301 (1971).
20. S. T. Belyaev. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 31, No. 11 (1959).
21. В. Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); ДАН СССР, 123, 655 (1958); 133, 325 (1960).
22. J. P. Elliott, T. H. Skyrme. Proc. Roy. Soc., 232, 561 (1955).
23. D. J. Rowe. Phys. Rev., 162, 866 (1967).
24. K. Kumar, V. Sorenson. Nucl. Phys., A146, 1 (1970).
25. Л. А. Слив, Б. В. Волчек. ЖЭТФ, 36, 539 (1959).
26. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра, Атомиздат, М., 1960.
27. С. Т. Беляев. ЯФ, 4, 936 (1966).
28. Н. Н. Боголюбов. Квазисредние в задачах статистической механики (изд. 2-е), ОИЯИ, Р-1451, Дубна, 1963.
29. А. А. Гриб, Е. В. Дамаскинский, В. М. Максимов. УФН, 102, 587 (1970).
30. А. С. Давыдов. Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.
31. С. К. Абдулвагабова, Н. И. Пятов. ОИЯИ, Р4-5576, Дубна, 1971.
32. Н. И. Пятов. Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ, ч. П, стр. 282, Ленинград, 1973.
33. Н. И. Пятов, М. И. Черней. ЯФ, 16, 931 (1972); ОИЯИ, Р4-6367, Дубна, 1972.
34. А. А. Кулиев, Н. И. Пятов, ЯФ, 20, 297 (1974); ОИЯИ Р4-7517, Дубна, 1973.
35. R. E. Peterls, J. Yoccoz. Proc. Phys. Soc., A70, 381 (1957).
36. J. Yoccoz. Proc. Phys. Soc., A70, 388 (1957).

37. С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 12, 82 (1970).
38. С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ОИЯИ, Е4-4908, Дубна, 1970.
39. S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov, D.I. Salamov, H. Schulz. Nucl. Phys., A182, 625 (1972).
40. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 (1973).
41. Б.С. Дзелепов, С.А. Шестопалова. Изобарные ядра с массовым числом  $A=170$ , Наука, Л., 1973.
42. D.G. Burke, V. Elbek. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 36, No 6 (1967).
43. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов, ЯФ, 9, 313 (1969).
44. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов, ЯФ, 9, 955 (1969).
45. А.А. Kuliev, N.I. Pyatov. Phys. Lett., 28B, 443 (1969).
46. A. Bohr. Dan. Mat. Fys. Medd., 26, No 14 (1952).
47. A. Bohr, B.R. Mottelson. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 27, No 16 (1953).
48. А. Бор, Б. Моттelson. АЭ, 14, 41 (1963).
49. А.К. Керман. Mat. Fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk., 30, No 15 (1956).
50. М.И. Черней, В.Д. Овсянников. ЯФ, 10, 262 (1969).
51. М.И. Черней, Н.И. Пятов. ОИЯИ, Е4-4523, Дубна, 1969.
52. Н.И. Пятов, М.И. Черней. ОИЯИ, Р4-4966, Дубна, 1970.
53. M.I. Vaznat, N.I. Pyatov, M.I. Chernej. Phys. Lett., 31B, 192 (1970).
54. S.A. Hjorth et al. Nucl. Phys., A144, 513 (1970).  
G. Lovhoiden et al. Nucl. Phys., A148, 657 (1970).  
S.A. Hjorth et al. Nucl. Phys., A184, 123 (1972).
55. М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней. ЭЧАЯ, 4, 941 (1973).
56. M.I. Vaznat, N.I. Pyatov. Proc. Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, 1974, v. 1. Contributed Papers, p. 167 (eds. R.L. Robinson et al., Amsterdam, 1974).
57. М.И. Черней, М.И. Базнат, Н.И. Пятов. ОИЯИ, Е4-5550, Дубна, 1970.
58. М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 789 (1972).

59. Н.И. Пятов. Структура ядра, лекции международной школы. Алушта, 1972, стр. 205. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
60. Н.И. Пятов, М.И. Черней, М.И. Базнат. ОИЯИ, Е4-5468, Дубна, 1970.
61. M.I. Vaznat, N.I. Pyatov, M.I. Chernej. Report at the Symposium on High-Spin Nuclear States, Stockholm, 1972; Physica Scripta, 6, 227 (1972).
62. C.W. Reich, M.E. Bunker. Nuclear Structure: Dubna Symposium, 1968, p. 119, IAEA, Vienna, 1968.
63. М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней. Сб. Квантовая теория систем многих частиц, стр. 27, Изд. "Штиинца", Кишинев, 1973.
64. М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней. ОИЯИ, Е4-6265, Дубна, 1972.
65. P. Kemnitz et al. Nucl. Phys., A209, 271 (1973).
66. I.N. Mikhailov et al. Phys. Scr., 6, 285 (1972).
67. E.R. May, L. Munohow, S. Frauendorf. Preprint ZfK-263, Rossendorf, 1973.
68. P. Ring et al. Nucl. Phys., A225, 141 (1974).
69. P. Ring, H.J. Mang. Phys. Rev. Lett., 33, 1174 (1974).
70. Л. Гродзинс. УФН, 103, 37 (1971). Б.С. Дзелепов, Г.Ф. Драницына, В.М. Михайлов. Свойства деформированных ядер с  $K=1/2$ . Наука, Л., 1971.
71. М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней. ЯФ, 19, 275 (1974).
72. D.T. Гринь, И.М. Павличенков. ЖЭТФ, 47, 1847 (1964); Nucl. Phys., 63, 686 (1965).
73. В.М. Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 308 (1964); 30, 1334 (1966).
74. М.И. Базнат, Н.И. Пятов. ЯФ, 18, 762 (1973).
75. М.И. Черней, Н.И. Пятов, В.Д. Келоглу. ОИЯИ, Д6-5783, стр. 4, Дубна, 1971.
76. M.I. Chernej, N.I. Pyatov, M.I. Vaznat. Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., Munich, 1973, v. 1. Contributed Papers, p. 154, eds. J. de Boer and H.J. Mang, N.-H., Amsterdam, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 апреля 1975 года.