

A-139

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 7841

Саджида Кафар кызы АБДУЛВАГАНОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ  $0^+$ -ВОЗБУЖДЕНИЙ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель  
кандидат физико-математических  
наук

Н.И. ПЯТОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

С.И. ДРОЗДОВ,

кандидат физико-математических  
наук

Ф.А. ГАРСЕВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Ленин-  
градский государственный университет.

Автореферат разослан "19" *сентября* 1974 года.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1974 года  
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической  
физики Объединенного института ядерных исследований,  
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. АСАНОВ

4 - 7841

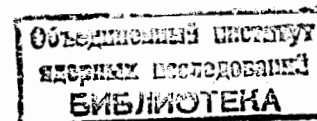
Саджида Кафар кызы АБДУЛВАГАБОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ  $0^+$ -ВОЗБУЖДЕНИЙ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Состояния со спином и четностью  $I^{\pi}=0^{+}$  в четно-четных деформированных ядрах в настоящее время являются объектом весьма интенсивных исследований. Такое усиленное внимание физиков обусловлено развитием экспериментальных исследований структуры атомных ядер с помощью реакций передачи нуклонов, кулоновского возбуждения и т.д. В частности, с помощью реакций  $(p,t)$  и  $(t,p)$  обнаружено много новых  $0^{+}$ -возбуждений в ядрах редкоземельной и актиноидной областей<sup>/1-6/</sup>.

Сечения возбуждения  $0^{+}$ -состояний в  $(p,t)$ - и  $(t,p)$ -реакциях проявляют ряд характерных особенностей. В ядрах  $Nd$ ,  $Sm$  и  $Gd$  переходной области обычно один или два низколежащих  $0^{+}$ -уровня возбуждаются так же сильно, как и основное состояние<sup>/1-3/</sup>. Отмечается также, что в  $(p,t)$ - и  $(t,p)$ -реакциях в одном и том же конечном ядре возбуждаются различные  $0^{+}$ -уровни. В  $(p,t)$ -переходах относительные сечения возбуждения  $0^{+}$ -состояний в ядрах <sup>154-158</sup> $Gd$ , <sup>160</sup> $Dy$ , <sup>164</sup> $Er$ , <sup>176</sup> $Hf$  и ядрах актиноидной области меньше, однако имеют регулярный характер ( $\approx 15\%$  сечения возбуждения основного состояния)<sup>/3-6/</sup>. Сильные  $(p,t)$ -переходы иногда наблюдаются не на нижайшее, а на вышележащие  $0^{+}$ -состояния (например, в <sup>162</sup> $Dy$ , <sup>158</sup> $Gd$ , <sup>162,174</sup> $Yb$ , <sup>178</sup> $Hf$ )<sup>/4,5/</sup>. Данных о  $(t,p)$ -реакции на деформированных ядрах пока слишком мало, чтобы сделать сравнение с особенностями  $(p,t)$ -реакции.

Все эти особенности говорят о том, что свойства и структура  $0^{+}$ -состояний заметно меняются как с изменением их энергии в одном ядре, так и от ядра к ядру.

Небольшое число низколежащих  $0^+$ -уровней в ядрах с  $A > 150$  и в ряде ядер трансурановой области было обнаружено при кулоновском возбуждении (см. систематику экспериментальных данных в работе /7/). Для этих возбужденных состояний характерны сильные E2-переходы на ротационную полосу основного состояния, что приводит к выводу о значительной коллективизации таких низколежащих  $0^+$ -возбуждений.

Наконец, отметим систематическое появление в спектрах очень близких по энергии  $0^+$ -состояний - "близнецов" /7/. Несмотря на то, что эти состояния очень близки по энергии, они сильно различаются по своим распадным свойствам и, как правило, не возбуждаются в одной и той же реакции.

Все перечисленные экспериментальные данные о  $0^+$ -возбужденных состояниях требуют теоретического объяснения, что и является целью данной диссертации.

Исследование проводится в рамках существующих микроскопических моделей в приближении метода случайных фаз /8/. Численные расчеты проведены с использованием схемы уровней в потенциале Саксона-Вудса /9/ для ядер редкоземельной и актинидной областей.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Введение диссертации носит обзорный характер. В нем излагается современное состояние теории  $0^+$ -возбужденных состояний.

Первая глава диссертации посвящена исследованию парных вибраций, возможность существования которых в атомных ядрах как коллективной ветви возбуждений была предсказана О.Бором /10/.

Рассматривается простой модельный гамильтониан, включающий в

себя парные корреляции монополюсного типа. Парные корреляции монополюсного типа являются источником эффективного парного поля, действующего на нуклоны:

$$U_{pair} = \Delta \sum_{\nu > 0} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger}; \quad (1)$$

где  $a_{\nu}^{\dagger}$  - оператор рождения нуклона в состоянии  $|\nu\rangle$  (состояние  $|\bar{\nu}\rangle$  сопряжено с ним по времени). Величина  $\Delta$  связана с распределением плотности и определяется условием самосогласования:

$$\Delta = G \left\langle \sum_{\nu > 0} a_{\nu} a_{\bar{\nu}} \right\rangle. \quad (2)$$

Здесь  $G$  - силовой параметр парных корреляций.

Если в деформированных ядрах средний потенциал нарушает закон сохранения углового момента, то потенциал (1) нарушает закон сохранения числа частиц. Несохранение числа частиц приводит к возникновению нефизических - "духовых" компонент в возбужденных состояниях, т.е. компонент состояний с различным числом частиц. Проблема исключения "духового" состояния была решена в методе случайной фазы (СФ). Формальный метод исключения "духового" состояния широко использовался в исследованиях свойств низколежащих  $0^+$ -возбуждений в ядрах. Однако исследование структуры "духового" состояния и его трактовка не проводились. Физическая интерпретация "духового" состояния стала возможной в методе Маршалера и Венезера /11/, предложенном для выделения вращательной полосы в атомных ядрах. Оказалось, что спектр  $0^+$ -возбуждений можно разделить на "вращательную" и колебательную ветви (парные вибрации) (см. рис. I). Ветвь "парных вращений" в пространстве числа частиц представляет собой совокупность основных состояний

четно-четных соседних ядер. Соответствующий ей "момент инерции" можно записать в виде  $\sqrt{I_2}$ :

$$\Phi_0 = 8 \frac{\Delta^2 b_0^2 + d_0^2}{b_0}, \quad (3)$$

где

$$b_0 \equiv \sum_{\nu > 0} \frac{1}{8E_\nu^3}; \quad d_0 \equiv \sum_{\nu > 0} \frac{E_\nu - \lambda}{8E_\nu^3}. \quad (3a)$$

Здесь  $E_\nu$  и  $E_\nu$  - одночастичные и квазичастичные энергии, соответственно,  $\lambda$  - химпотенциал системы. Расчеты показали, что обычно  $\Phi_0 \sim 5 \text{ Мэв}^{-1}$ . Парные вибрации появляются при энергии  $\omega \geq 2\Delta$  т.е. они отделены щелью от основного состояния. Как видно из рис. I, энергия "парных вращательных" состояний значительно меньше энергии парных вибрационных состояний, что свидетельствует о хорошей адиабатичности парных вибраций по отношению к "парным вращениям".

Исследованы спектроскопические факторы для возбуждения парных вибраций в  $(p,t)$ - и  $(t,p)$ -реакциях в предположении, что механизм реакции передачи двух нуклонов является одноступенчатым процессом и пара как целое взаимодействует с поверхностью ядра  $\sqrt{I_3}$ . Анализ выражения для спектроскопических факторов показал, что в случае сильной неоднородности плотности уровней вблизи поверхности Ферми можно ожидать заметного заселения парных вибраций.

С полученными волновыми функциями вычисляются вероятности  $E_2$ -,  $E_0$ -переходов и отношение их - параметр Расмуссена  $X$ . Приведены примеры конкретных расчетов для нейтронных парных вибраций. Обычно степень коллективизации парных вибраций невелика и они

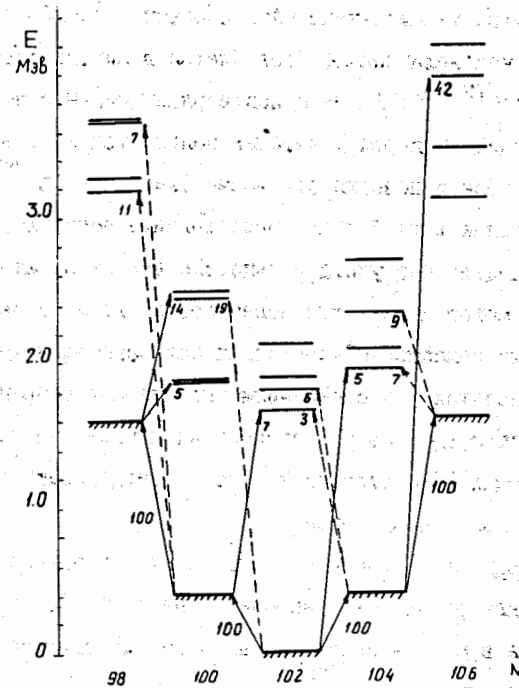


Рис. I. Парные вращения (сплошные линии со штрихами) и парные вибрации (прямые сплошные линии) в изотопах итербия. Сплошными и пунктирными стрелками показаны наиболее сильные  $(t,p)$ - и  $(p,t)$ -переходы, соответственно (в % к переходу между основными состояниями).

характеризуются малыми значениями вероятностей E2- и E0-переходов, в то время, как величина  $X$  колеблется в широких пределах  $(10^{-2} + 10^{+2})/12, 15/$ . Расчеты подтвердили сильное возбуждение парных вибраций в ядрах, у которых появляется щель в одночастичном спектре вблизи поверхности Ферми (например, в <sup>168, 174</sup>Yb).

Проведенное в этой главе исследование показало, что рассмотренная модель без учета дальнедействующих остаточных взаимодействий не может дать количественного согласия с экспериментом. Очевидно, что нижайшие  $0^+$ -состояния большинства деформированных ядер не относятся к состояниям типа парных вибраций. Однако она позволяет объяснить ряд свойств экспериментально обнаруженных вышележащих  $0^+$ -состояний и может стимулировать дальнейшие экспериментальные исследования.

Во второй главе диссертации исследуется влияние квадрупольных и спин-квадрупольных взаимодействий на свойства  $0^+$ -состояний. Сначала в модель парных взаимодействий включаются остаточные квадрупольные силы:

$$-K_q \tau_1^2 \tau_2^2 Y_{20}^+(\theta_1, \varphi_1) Y_{20}(\theta_2, \varphi_2), \quad (4)$$

где  $K_q$  - константа квадрупольного взаимодействия,  $\tau_i$ ,  $\theta_i$  и  $\varphi_i$  - координаты взаимодействующих частиц. Учет (4) позволяет получить <sup>14/</sup> одно низколежащее  $0^+$ -возбуждение ( $\omega < 2\Delta$ ), характеризующееся сравнительно большим значением  $B(E2)$  для перехода на ротационную полосу основного состояния. Исследование спектроскопических факторов для реакций двухнуклонных передач показало, что именно квадрупольные силы позволяют качественно объяснить наблюдающийся в эксперименте регулярный характер

заселения  $0^+$ -возбуждений в  $(\rho, t)$ - и  $(t, \rho)$ -реакциях в целых областях ядер <sup>15-17/</sup>. Именно в случае  $\beta$ -вибраций ( $0 < \omega < 2\Delta$ ) для спектроскопических факторов  $(\rho, t)$ - и  $(t, \rho)$ -реакций получаем:

$$S_{\rho}/S_0 \approx \frac{1}{\omega^3 Z_0} \left| \frac{a_0}{b_0} \right|^2, \quad (5)$$

где:

$$Z_0 \equiv \sum_{\nu > 0} \frac{\Delta^2 q_{\nu}^2}{8E_{\nu}^5}, \quad a_0 \equiv \sum_{\nu > 0} \frac{q_{\nu}}{8E_{\nu}^3}. \quad (5a)$$

Отношение  $|a_0/b_0|$  в (5) имеет смысл среднего одночастичного квадрупольного момента, взвешенного по небольшому энергетическому интервалу вблизи поверхности Ферми. Эта величина существенно возрастает в области, где все одночастичные квадрупольные моменты ( $q_{\nu} = \langle \nu | \pi^2 Y_{20} | \nu \rangle$ ) в окрестности поверхности Ферми одного знака (в области "выстроенности"). Анализ одночастичных схем показал <sup>16/</sup>, что специфические области "выстроенности" квадрупольных моментов хорошо прослеживаются в ядрах с  $A \sim 155$  и в актинидной области (см. рис. 2).

С целью получения двух близко расположенных  $0^+$ -уровней ниже щели были исследованы спин-квадрупольные силы тензорного типа:

$$-K_s \tau_1^2 \tau_2^2 \{\vec{b}_1 \vec{Y}_2(\theta_1, \varphi_1)\}_{20}^+ \{\vec{b}_2 \vec{Y}_2(\theta_2, \varphi_2)\}_{20}, \quad (6)$$

где  $K_s$  - константа спин-квадрупольного взаимодействия,  $\vec{b}_i$  - матрица Паули. Соответствующие им  $0^+$ -возбуждения не интерферируют с парными вибрациями и слабо взаимодействуют с  $\beta$ -вибрациями <sup>18/</sup>. Расчеты показали, что при включении спин-квадрупольных взаимодействий происходят следующие качественные изменения характеристик  $0^+$ -возбуждений <sup>15-17/</sup>:

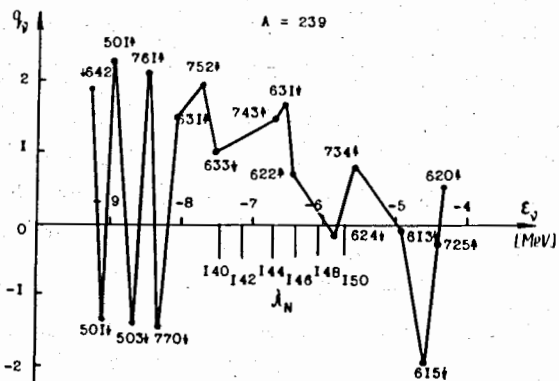
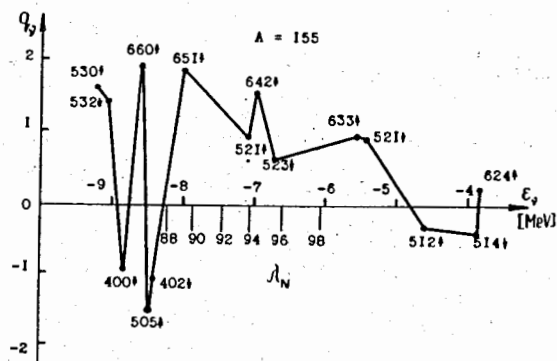


Рис. 2. Распределение квадрупольных моментов одночастичных состояний в потенциале Саксона-Вудса в двух областях деформированных ядер. Значения  $Q_2$  даны в безразмерных единицах. Указаны также положения хипотенциалов  $\lambda_N$  в ядрах с различным числом нейтронов.

а) Ценой введения одного произвольного параметра – константы спин-квадрупольных сил удается получить второе низколежащее  $0^+$ -состояние ( $\omega \lesssim 2\Delta$ ), вбирающее в себя значительную часть коллективных свойств  $\beta$ -вибраций. При этом оказывается важной малость смешивания между  $\beta$ -вибрациями и спин-квадрупольными состояниями. Обычно значения константы  $K_t$  примерно в два раза превышают значения параметра  $K_q$ .

б) Спин-квадрупольные силы эффективно уменьшают значения  $B(E2)$  для  $\beta$ -вибрации и приводят к лучшему согласию с экспериментом вычисленных значений  $X$  (см. рис. 3, 4).

в) Спин-квадрупольные силы могут сильно влиять на величину спектроскопических факторов, значительно улучшая согласие вычисленных значений  $S/S_c$  с экспериментальными отношениями  $G/G_c$  (см. рис. 5). Но поскольку эти силы действуют в канале частица-ядро, они слабо влияют на соотношение сечений  $S(p, t)$  и  $S(t, p)$ . Однако последнее может быть действительно связано со сложным характером самой реакции, в которой большую роль могут играть неупругие процессы.

В третьей главе диссертации в качестве сил, альтернативных спин-квадрупольным, были исследованы предложенные Беляевым и Румянцевым<sup>/19/</sup> спин-орбитальные остаточные взаимодействия типа:

$$G_{se} = -\frac{K_{se}}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \times \vec{r} \delta(\vec{r} - \vec{r}_2), \quad (7)$$

где  $K_{se}$  – константа спин-орбитального взаимодействия,  $\vec{p}_i$  – импульсы взаимодействующих частиц. Получено дисперсионное уравнение для частот возбуждений при учете парных, квадрупольных и спин-орбитальных сил<sup>/20, 21/</sup>. Силовой параметр спин-орбитальных сил оценивается, исходя из энергии расщепления спин-орбитальных дуб-

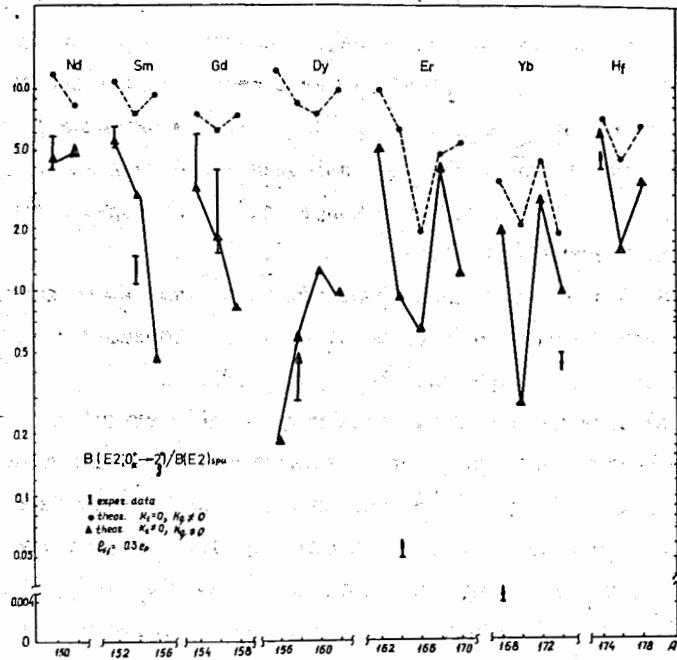


Рис. 3. Экспериментальные и вычисленные значения  $B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  (в одноч. ед.) для нижайших  $0_2^+$ -состояний.

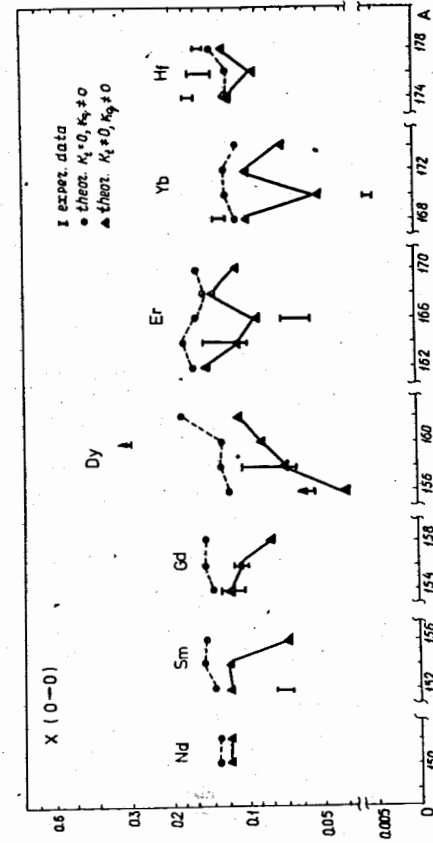


Рис. 4. Экспериментальные и вычисленные значения  $X$  для нижайших  $0_2^+$ -состояний.



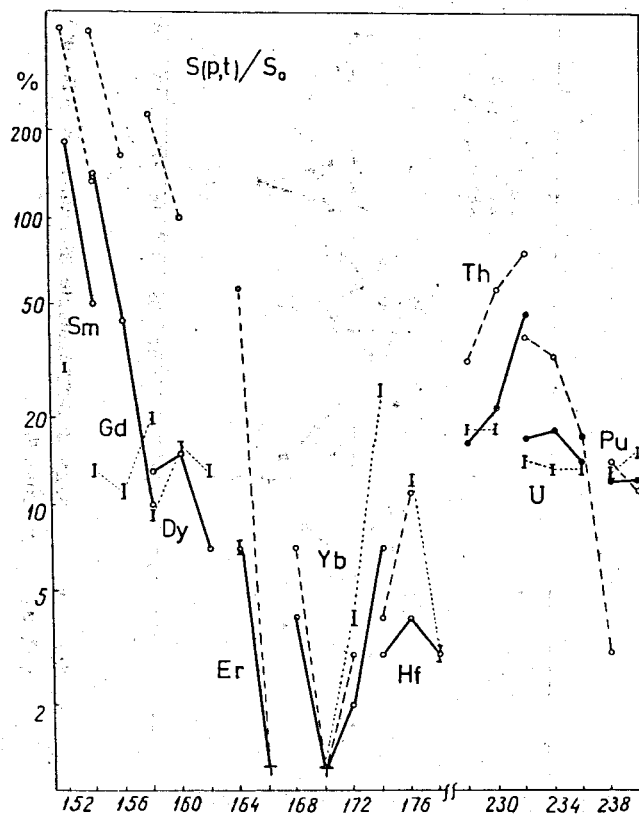


Рис. 5. Сравнение вычисленных отношений  $S(p,t)/S_0$  с экспериментальными отношениями сечений  $\sigma/\sigma_0$ . Пунктирные линии - расчеты для  $k_q \neq 0, k_t = 0$  (в этом случае результаты не приведены, если переход идет на второе  $0^+$ -возбужденное состояние), сплошные - расчеты для  $k_q \neq 0, k_t \neq 0$ . Экспериментальные данные показаны короткими вертикальными прямыми, соединенными точечными линиями.

летов в ядерном потенциале. Расчеты показали, что спин-орбитальные силы не могут быть альтернативными квадрупольным силам и должны учитываться наряду с ними.  $0^+$ -возбуждения, генерированные спин-орбитальными силами, характеризуются большой вероятностью  $E0$ -перехода в основное состояние и большими спектроскопическими факторами для  $(p,t)$ - и  $(t,p)$ -реакций. При одновременном учете квадрупольных и спин-орбитальных сил несколько перенормируется константа квадрупольных сил, однако свойства  $\beta$ -вибраций меняются слабо. Ввиду сильного взаимодействия  $\beta$ -вибраций и спин-орбитальных возбуждений не удается получить двух низколежащих  $0^+$ -уровней в такой модели, что свидетельствует о необходимости поиска остаточных сил с симметрией, существенно отличной от симметрии квадрупольных сил.

Таким образом, подводя итог проведенному исследованию, можно сказать, что низколежащие  $0^+$ -возбужденные состояния в деформированных ядрах не являются чистыми состояниями какого-то определенного типа движения. В рамках существующих моделей нельзя удовлетворительно описать все свойства  $0^+$ -возбуждений и исследование их структуры в настоящее время является одной из наиболее интересных проблем.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /12,15-17,20/ и доложены на XXI, XXIII и XXIV ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, а также на УШ Зимней школе ЛИЯФ (Ленинград).

## Л и т е р а т у р а

1. J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan and S. Hinds. Nucl. Phys., 86, 145 (1966).
2. R. Chapman, W. McLatchie and J. E. Kitching. Phys. Lett., 31B, 292 (1970).
3. Th. W. Elze, J. S. Boyno and J. R. Huizenga. Nucl. Phys. 187A, 473 (1972).
4. J. V. Maher, J. J. Kolata and R. W. Miller. Phys. Rev., C6, 358 (1972).
5. M. A. Cothoudt and N. M. Hintz. Nucl. Phys., A123, 221 (1973).
6. J. V. Maher, J. R. Erskine et al. Phys. Rev. Lett., 25, 302 (1970); Phys. Rev., C5, 1380 (1972).
7. Н. И. Пятов, Сб. "Проблемы современной ядерной физики", стр. 141, М., Наука, 1971.
8. А. Лейн, Теория ядра М., Атомиздат, 1967.
9. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, В. Г. Соловьев, С. И. Федотов, ЭЧАЯ, том. 4, вып. 2, 357 (1973).  
F. A. Gareev, S. P. Ivanova, L. A. Malov, V. G. Soloviev. Nucl. Phys. A171, 134 (1971).
10. A. Bohr, Nuclear Structure, Dubna Symposium, 1968 (IAEA, Vienna, 1968), p. 179.
11. E. R. Marshalek and J. Weneser, Ann. Phys., 53, 569 (1969).
12. С. К. Абдулвагабова, Н. И. Пятов, Препринт ОИЯИ, Р4-5576, Дубна, 1971.
13. S. Yoshida, Nucl. Phys., 33, 685 (1962).
14. Лю Дань, В. Г. Соловьев, А. А. Корнейчук, ЭЭФ 47, 252 (1964).  
V. G. Soloviev, T. Siklos, Nucl. Phys., 59, 145 (1964).  
S. T. Belyaev. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, No 11 (1959).
15. С. К. Абдулвагабова, С. П. Иванова, Н. И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-6443, Дубна, 1972; ЯФ, 16, 1209 (1972).
16. S. K. Abdulgabova, S. P. Ivanova, N. I. Pyatov, Phys. Lett., 38B, 215 (1972).
17. С. К. Абдулвагабова. Препринт ОИЯИ, Р4-6825, Дубна, 1972; Изв. АН СССР, сер. физ. 37, 1007 (1973).
18. N. I. Pyatov, Ark. Fys., 36, 667 (1967).
19. S. T. Belyaev, B. A. Rumiantsev, Phys. Lett., 30B, 444 (1969).
20. С. К. Абдулвагабова, Г. Шульц, В. Б. Телицын. Программа и тезисы XXIV Сопещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Харьков, 1974.
21. С. К. Абдулвагабова, Г. Шульц. Сообщение ОИЯИ, Р4-7750, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 апреля 1974 года.