

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3618/2-80

4/8-80

P4-80-357

Г.Кырчев

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТЕ ЗАТУХАНИЯ  
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
ПО ДВУХФОННЫМ СОСТОЯНИЯМ В  $^{176}\text{Hf}$

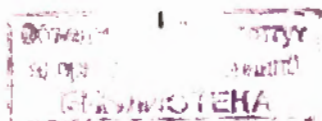
1980

## В в е д е н и е

Микроскопические модели ширин гигантских мультипольных резонансов (ГМР), пожалуй, еще не достигли той степени законченности, которая характерна для моделей /1-4/, построенных для описания положения ГМР и сечений возбуждения их в различных ядерных реакциях. В настоящее время продолжают поиски по усовершенствованию моделей, способных дать количественное описание не только положения центра тяжести ГМР, но и их ширины /5-13/. Главным предметом исследования в указанных работах - вклад затухания (или фрагментации) ГМР по более сложным конфигурациям как общетеоретический, так и количественный. Этот эффект интенсивно изучается в рамках квазичастично-фононной модели /14/, причем значительная часть выполненных работ посвящена сферическим ядрам (см., например, /8,13/). В частности, в /8/ показано, что фрагментация силы ГМР (обусловленная взаимодействием квазичастиц с фононами) для сферических ядер по двухфононным состояниям является определяющим фактором при формировании их ширины. Для деформированных ядер проблема учета ангармонических эффектов оказалась гораздо более сложной, и до недавнего времени были получены лишь очень предварительные результаты в ее решении /15/.

Рассчитанные в гармоническом приближении ширины ГМР деформированных ядер /3/ находятся в неплохом соответствии с экспериментальными данными. Однако и в этом случае остается естественный вопрос о влиянии более сложных конфигураций на положение ГМР, их ширину и структуру (ибо невозможно заранее оценить величину этого эффекта, не проводя чрезвычайно сложных с технической точки зрения численных расчетов).

Эффект затухания ГМР по двухфононным состояниям подробно изучен на примере ядра  $^{154}\text{Sm}/16/$ . Расчеты, проведенные для гигантского дипольного, изоскалярного квадрупольного и низколежущей ветви октупольного резонансов, показали, что фрагментация однофононных состояний действительно имеет место. Однако, как оказывается, эффект затухания ГМР сводится к перераспределению силы резонансов внутри области их существования и не приводит к заметному увеличению ширины вышеупомянутых резонансов. Расчеты



были выполнены для случая довольно сильно ограниченного фоновго пространства.

Цель настоящей работы - изучение (в количественном плане) влияния затухания ГМР по двухфононным состояниям на свойства гигантского дипольного резонанса в  $^{176}\text{Hf}$ .

Далее принят следующий порядок изложения. Необходимые для проведения расчетов формулы даны в § 1. Детали расчетов и обсуждение полученных результатов приведены в § 2. Выводы представлены в заключении.

### 1. Формализм

Модельный гамильтониан включает потенциал, описывающий среднее поле для нейтронной и протонной систем, парные и мультимоль-мультимольные силы [14, 17-19].

Волновая функция берется в виде

$$\Psi_j(K^\pi) = \left\{ \sum_{i, q_1} C_{qi}^{m_i} Q_{qi}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q_1, q_2} D_{q_1 q_2}^{g_1 g_2} Q_{q_1}^+ Q_{q_2}^+ \right\} \Psi_0. \quad (1)$$

Здесь  $Q_{qi}^+$  - оператор рождения фоновго,  $i$  - номер корня секкулярного уравнения для фононов мультимольности  $q, \mu$ ,  $\Psi_0$  - фоновгий вакуум,  $j$  - номер возбужденного состояния с проекцией спина на ось симметрии ядра  $K$  и четностью  $\pi$ . Коэффициенты  $C_{qi}^{m_i}$  и  $D_{q_1 q_2}^{g_1 g_2}$  определяют вклад однофононных и двухфононных компонент в волновую функцию [1],  $m_i$  - число фононов мультимольности  $q$ . Используя вариационный принцип, можно получить систему для коэффициентов  $C$  и  $D$  и секкулярное уравнение для энергии возбужденных состояний [14, 16].

Ранг матрицы этой системы определяется числом фононов данной мультимольности  $q$  в однофононной части (1). При исследовании деформированных ядер с промежуточной и высокой энергиями возбуждения полное число таких состояний может достигать нескольких сотен. Поэтому в данном случае оказывается полезен метод силовых функций (МСФ) [3, 14]. Сущность его заключается в том, что он позволяет вычислить непосредственно различные усредненные по энергии физические величины, извлекаемые из эксперимента, минуя излишний этап расчета каждого уровня в отдельности.

Важной характеристикой возбужденных состояний с промежуточной и высокой энергиями возбуждения и, в частности ГМР, является поведение силовой функции приведенной вероятности  $E_\lambda$  -переходов в зависимости от энергии возбуждения  $\eta$ .

Выражение для нее имеет вид

$$\beta(E_\lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{i, i'} \frac{(-1)^{i+i'} M_{ii'}(z) L_i(q) L_{i'}(q)}{F(z)} \Big|_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}} \quad (2)$$

и легко может быть преобразовано к более удобному, с точки зрения вычислений, и более компактному виду<sup>x)</sup>:

$$\beta(E_\lambda, \eta) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\begin{vmatrix} F(z) & L_i(q) \\ L_i(q) & 0 \end{vmatrix}}{F(z)} \Big|_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}}. \quad (3)$$

Здесь величина  $L_i(q)$  выражается через характеристики фононов [10],  $\Delta$  - параметр усреднения,

$$F(z) = \det \| (\omega_i - z) \delta_{ii'} - K_{ii'}^q(z) \|, \quad (4)$$

$$K_{ii'}^q(z) = \sum_{q_1, q_2} \frac{U_{qi}^{g_1 g_2} U_{q'i'}^{g_1 g_2}}{\omega_{q_1} + \omega_{q_2} - z}, \quad (5)$$

$$U_{q_1 q_2}^{g_1 g_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle Q_{q_1} H_{Vq} Q_{q_2}^+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\nu\nu'} [\Gamma^q(\nu\nu') \Psi_{\nu\nu'}^{g_1} \Phi_{\nu\nu'}^{g_2} + \Gamma^{g_1}(\nu\nu') (\Psi_{\nu\nu'}^{g_1} \Psi_{\nu\nu'}^{g_2} + \Phi_{\nu\nu'}^{g_1} \Phi_{\nu\nu'}^{g_2}) + (q_1 = q_2)] \quad (6)$$

-матричный элемент взаимодействия  $H_{Vq}$  квазичастиц с фононами, ответственный за фрагментацию ГМР по двухфононным состояниям,

$\omega_q$  - энергия фонона,  $\nu$  - квантовые числа уровней среднего поля, величина  $\Gamma^q(\nu\nu')$  определена в [9, 10], величины  $\Psi$  и  $\Phi$  - амплитуды двухквазичастичных состояний, входящие в волновую функцию фонона [8]. Обозначение  $(q_1 = q_2)$  подразумевает слабые, отличающиеся от предыдущих перестановочные индексы  $q_1$  и  $q_2$ . Отметим, что при получении (2) не учитывались члены, не меняющие числа квазичастиц в операторе  $E_\lambda$  -перехода. В работе [19] было показано, что при выключении взаимодействия, т.е. когда все  $U_{q_1 q_2}^{g_1 g_2} = 0$ , функции  $\beta(E_\lambda, \eta)$  переходят в силовые функции приближения случайных фаз:

x) Можно доказать, что выражение под знаком  $\text{Im}$  не что иное, как функция отклика для данной задачи.

$$b(Eq, \eta)_{RPA} = \sum_i L_i^2(q) \frac{\Delta}{2\pi[(\eta - \omega_i)^2 + (\frac{\Delta}{2})^2]} \quad (7)$$

Таким образом, определен по формуле (3) величину  $b(E\lambda, \eta)$  в области ГМР и сравнивая ее со значением, полученным в однофононном приближении (формула (7)), можно оценить эффект фрагментации ГМР по двухфононным состояниям.

## 2. Детали расчетов и обсуждение результатов

Остановимся на некоторых деталях расчетов. Мы использовали потенциал Вудса-Саксона с параметрами из [20]. Одночастичный базис взят достаточно широким: учтено порядка 100 нейтронных и столько же протонных уровней среднего поля. Константы парного взаимодействия взяты из [20], константы мультиполь-мультипольного взаимодействия были незначительно перенормированы по сравнению с [3] с тем, чтобы сохранить правильное описание нижайших вибрационных состояний. Эффективные заряды полагаются равными  $(N/A, -Z/A)$ .

Расчеты фрагментации ГМР по двухфононным состояниям проведены для гигантского дипольного резонанса в  $^{176}\text{Hf}$ . Были учтены фононы с  $\lambda < 4$ , причем в расчетах для каждой мультипольности  $\lambda_\mu$  мы ограничивались наиболее коллективными фононами данной мультипольности. Учитываемые при таком обрезании однофононные состояния дают от 70% до 95% вклада в энергетически взвешенную сумму приведенных вероятностей электрических переходов, составленную из всех фононов, рассчитанных в гармоническом приближении. Число отобранных для расчетов фононов было гораздо меньше полного их числа. Для дипольного резонанса из 80 фононов с  $q = 10$  (из энергетического интервала 10,8–14,6 МэВ) в однофононной части волновой функции (I) учитывалось лишь 23; из 158 фононов с  $q = 11$  (с энергией 12,3–16,5 МэВ) учитывалось 33 фонона. Некоторое общее представление об обрезанном фононном пространстве дает таблица.

Конечно, сужение фононного пространства значительно облегчает расчеты, однако остается открытым вопрос о влиянии отброшенных мало коллективизированных фононов на фрагментацию состояний с промежуточной энергией возбуждения. По-видимому, это влияние не будет определяющим непосредственно в области ГМР, однако

оно может оказаться существенным в районе энергии связи нуклона, и его необходимо учитывать при расчете радиационных ширины нейтронных резонансов.

Таблица  
Обрезание фононного пространства в  $^{176}\text{Hf}$

| $\lambda_\mu$ | $m_0$ | $\sum_{i=1}^{m_0} L_i^2(q) \%$ | $\sum_{i=1}^{m_0} \omega_{q_0 i} L_i^2(q) \%$ |
|---------------|-------|--------------------------------|---|
| 10            | 23    | 91,9                           | 91,7  |
| 11            | 33    | 94,3                           | 94,6  |
| 20            | 29    | 84,5                           | 74,5  |
| 21            | 30    | 72,8                           | 70,4  |
| 22            | 21    | 90,9                           | 80,7  |
| 30            | 13    | 97,4                           | 92,8  |
| 31            | 20    | 96,3                           | 90,9  |
| 32            | 30    | 94,9                           | 90,6  |

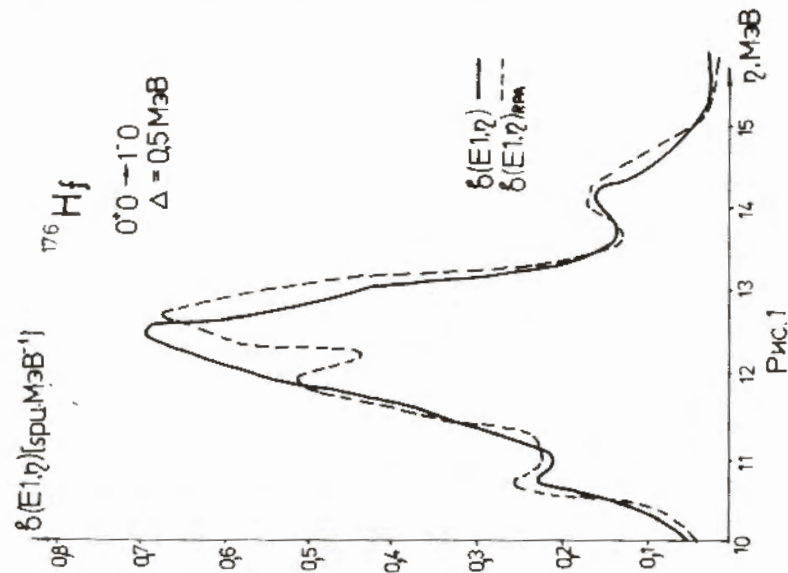
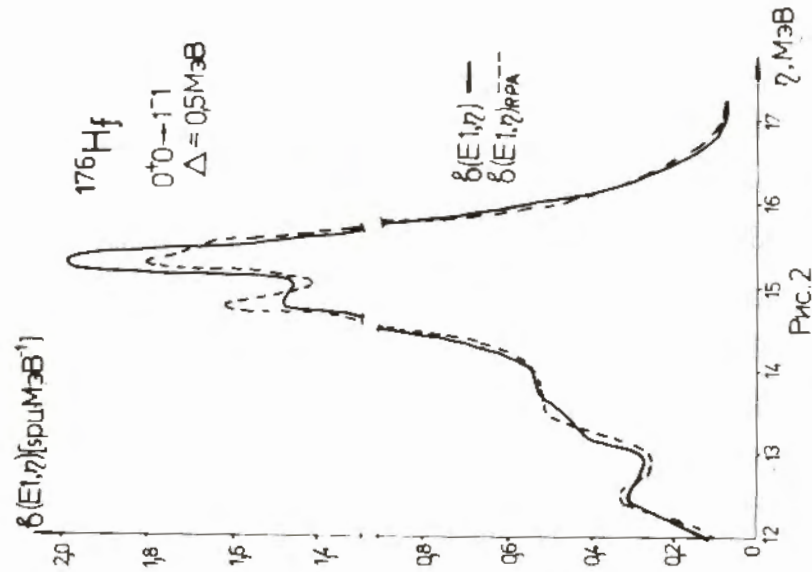
Расчеты эффектов ангармоничности в четно-четных ядрах технически оказываются довольно сложными, поскольку при вычислении матричных элементов  $U_q^{q_1 q_2}$  [6] необходимо учитывать структуру каждого гармонического фонона. Полное число компонент волновой функции отдельного фонона достигает в некоторых случаях нескольких сотен и даже тысяч, поэтому практически возможно учесть только наибольшие из них.

При вычислении  $U_q^{q_1 q_2}$  учитывались лишь компоненты  $\Psi$  и  $\Phi$ , дающие вклад в нормировку волновой функции фонона больше некоторой величины  $\epsilon$ .

Чем ближе параметр  $\epsilon$  к нулю, тем точнее считается матричные элементы  $U_q^{q_1 q_2}$  из (6); с увеличением  $\epsilon$  аппроксимация становится все более грубой. В настоящей работе  $\epsilon$  бралась равной  $5 \cdot 10^{-3}$ . Это — оптимальное значение  $\epsilon$ , так как:

а)  $U_q^{q_1 q_2}$  рассчитываются с разумной точностью;

б) при уже фиксированном фононном базисе (см. таблицу) это — минимальное значение  $\epsilon$ , лежащее в пределах возможностей ЭИМ (при  $\epsilon < 5 \cdot 10^{-3}$  возникает проблема памяти ЭИМ).



Результаты расчетов (см. формулу (3)) силовых функций  $\delta(E, \eta)$  с учетом фрагментации по двухфононным состояниям представлены на рис. 1-4. Для сравнения приведены также и функции  $\delta(E, \eta)_{RPA}$  (см. формулу (7)).

На рис. 1 и 2 показаны составляющие гигантского дипольного резонанса с  $K=0$  и  $K=1$ , разделенные из-за деформации ядра  $^{176}\text{Hf}$ . Из этих рисунков следует, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами не приводит к существенному изменению поведения силовых функций  $\delta(E, \eta)$  с  $K=0$  и  $K=1$  по сравнению с соответствующими величинами  $\delta(E, \eta)_{RPA}$ . Для компоненты с  $K=1$  изменение и вовсе незначительное, однако для компоненты с  $K=0$  наблюдается отличие в поведении кривых  $\delta(E, \eta)$  и  $\delta(E, \eta)_{RPA}$ , имеющее место в энергетическом интервале 11,5-13 МэВ. Произошло некоторое сглаживание кривой  $\delta(E, \eta)$  (см. рис. 1). Силовые функции, представленные на рис. 1 и 2, рассчитывались со значением  $\Delta = 0,5$  МэВ.

На рис. 3 показано поведение  $\delta(E, \eta)$  и  $\delta(E, \eta)_{RPA}$  в интервале энергии 12,3-12,9 МэВ, рассчитанные с  $\Delta = 0,05$  МэВ. При таком подробном рассмотрении видно, что фрагментация в некоторых случаях может быть существенной. Из рис. 1 и 2 также следует, что за счет механизма затухания однофононных состояний заметного увеличения ширины дипольных резонансов с

$K=0$  и  $K=1$  в ядре  $^{176}\text{Hf}$  не происходит. Формальная причина этого обстоятельства заключается в том, что поправки к однофононному приближению  $RPA$ , характеризуемые величинами  $K_{ii}^g(\eta)$  весьма малы (расчеты показали, что даже наибольшие из них не превышают нескольких сот кэВ), что, в свою очередь, связано с малостью величин  $U_9^{g, g_2}$ , вызывающих фрагментацию ГМР по двухфононным состояниям. Физическая причина ограниченного влияния ангармоничности на интегральные характеристики ГМР, по-видимому, связана с тем, что среднее поле в сильно деформированных ядрах уже достаточно хорошо описывает их структуру, и остаточное взаимодействие проявляется слабее.

На рис. 4 показаны силовые функции  $\delta(E, \eta)$  для составляющей с  $K=0$ , рассчитанные в трех случаях:

а) значения матричных элементов  $U_9^{g, g_2}$  вычислены приближенно ( $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$ ) по формуле (6), т.е. это та же кривая  $\delta(E, \eta)$ , что и на рис. 1;

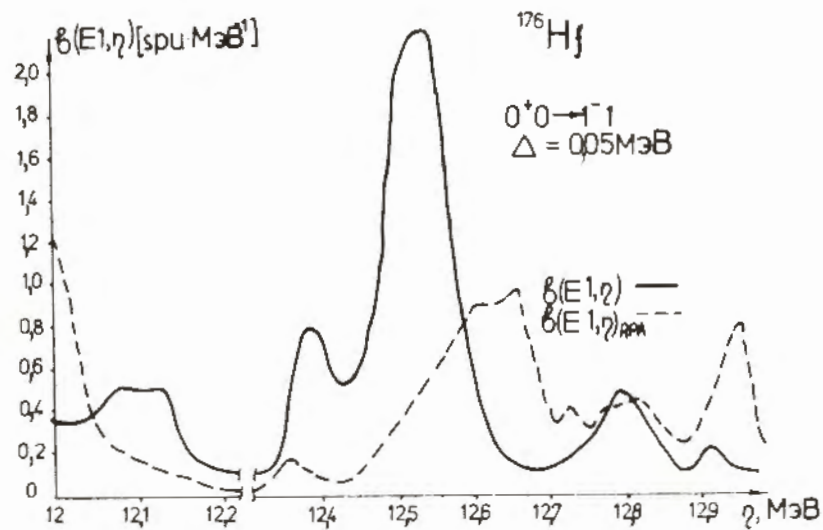


Рис.3

б) все матричные элементы  $U_{\eta, \eta^2}$  были увеличены в 5 раз;  
 в) все величины  $U_{\eta, \eta^2}$  были умножены на 10.  
 Параметр  $\Delta$  был взят равным 0,5 МэВ (как на рис. 1 и 2).  
 Из рис. 4 видно, что при увеличении силы взаимодействия ква-  
 зичастиц с фононами заметно меняется форма резонанса и имеется  
 явная тенденция к увеличению ширины резонанса, как и должно быть. Из  
 рис. 4 следует, что даже такое сильное изменение величин  
 $U_{\eta, \eta^2}$  (х) не приводит к значительному увеличению ширины резо-  
 нанса.

Сокращение фононного пространства и обрезание с помощью па-  
 раметра "згрубления"  $\epsilon$  в какой-то мере эффективно уменьшают  
 влияние ангармоничности. Однако если это уменьшение скомпенсиро-

х) Методические исследования показали, что при изменении  $\epsilon$  от  
 $10^{-4}$  до  $10^{-2}$  на целый порядок могут измениться лишь очень ма-  
 ленькие по абсолютной величине  $U_{\eta, \eta^2}$  ( $\sim 10^{-6}$ ), большие  
 $U_{\eta, \eta^2}$  ( $10^{-1}$ ) изменялись при этом лишь на несколько процентов.

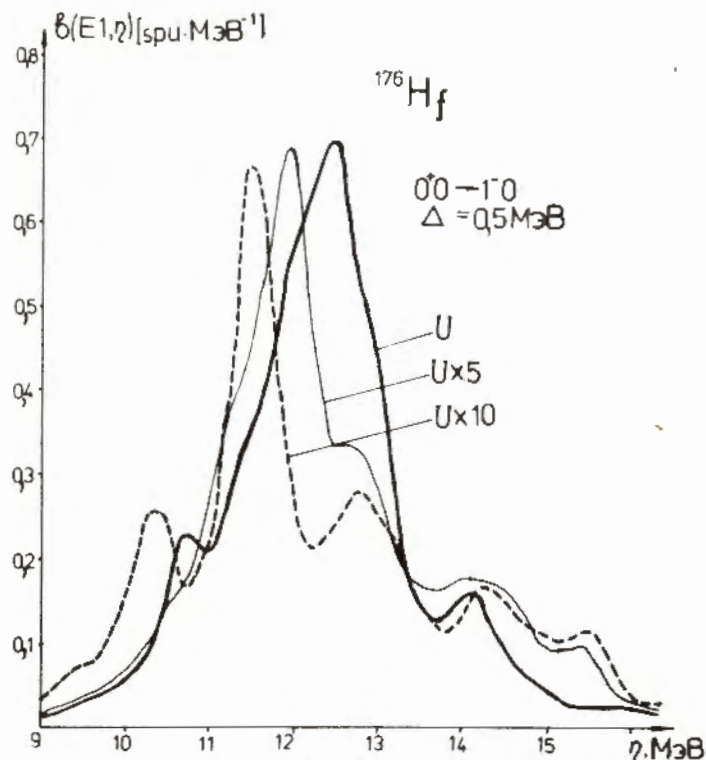


Рис.4

вать, причем с запасом, получаются результаты, не сильно отлича-  
 ющиеся от полученных при использовании вышеупомянутых ограничений.  
 Следовательно, рис. 4 дает обоснование утверждению об ограничен-  
 ном влиянии фрагментации IMP по двухфононным состояниям на инте-  
 гральные характеристики гигантского дипольного резонанса в  
 $^{176}\text{Hf}$ .

#### З а к л ю ч е н и е

В рамках квазичастично-фононной модели ядра были рассчитаны  
 силовые функции приведенных вероятностей EI-переходов в  $^{176}\text{Hf}$   
 с учетом ангармонических эффектов. Расчеты, выполненные в случае  
 довольно ограниченного фононного пространства, показывают, что

учет взаимодействия квазичастиц с фононами приводит к фрагментации ПР по двухфононным состояниям и перераспределению силы дипольного резонанса внутри области его существования. Учет ангармонических эффектов в  $^{176}\text{Hf}$  не приводит к увеличению ширины дипольного резонанса в этом ядре.

Автор глубоко признателен проф. В.И.Соловьеву за интерес к работе и Л.А.Малову за ценные советы, полезные обсуждения и активную помощь.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ves I.R., Broglia R., Nilsson B.S. Phys.Rep., 1975, 16C, p.1; Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Изв. АН СССР, 1977, сер. физ., 4I, с. 1230; Liu K., Brown G.L. Nucl. Phys., 1976, A265, p. 395.
2. Ring P., Speth J. Phys. Lett., 1973, 44B, p. 377; Zawischa L., Speth J. Phys. Rev. Lett., 1976, 36, p. 843; Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 1974, 20, с.297.
3. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. Phys. Lett., 1976, 64B, p. 247; Кирчев Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.95I; Akulinichev S.V., Malov L.A. J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1977, 3, p. 675; Zawischa L. et al. Nucl. Phys., 1978, A311, p.445.
4. Gramzhan R.A. et al. Nucl. Phys., 1977, A290, p. 397; Akulinichev S.V., Shilov V.M. Journ. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, 3, p. 1213.
5. Акбари М.Ю. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 36, с.2540; Dover G.B. et al. Ann. of Phys., 1972, 70, p. 458.
6. Румянцев Е.А. ЯФ, 1976, 24, с. 1098.
7. Werner E. Z. Phys., 1976, A276, p. 275.
8. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.L. Nucl. Phys., 1977, A288, p. 376.
9. Faessler A. Selected Topics in Nucl. Struct., 1976. JINR, D-9920, v. 2, p. 242, Dubna, 1976.
10. Dehesa J.S., Speth J., Faessler A. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p. 208; Dehesa J.S. et al. Phys. Rev., 1977, C15, p. 1858; Dehesa J.S. Ph.D. Thesis. Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität zu Bonn, 1977.
11. Theis W., Werner E. Z. Phys., 1977, A283, p. 223.
12. Adachi Sh., Yoshida Sh. Nucl. Phys., 1978, A306, p. 53.
13. Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1977, 4, с. 923.
14. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып. 4, с.580(80).
15. G.Kyrchev et al. Nucleonika, 1978, 23, p. 131.
16. Кирчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, 43, с.107.
17. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
18. Кирчев Г., Соловьев В.Г. ТМФ, 1975, 22, с.244; Вдовин А.И., Кирчев Г., Стоянов Ч. ТМФ, 1974, 21, с.137.
19. Кирчев Г. Болг. физ. журн., 1979, 6, с. 288.
20. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 мая 1980 года.