

П-329

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 9335

Йорданка ПИПЕРОВА

**НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ,
ВЫЗВАННЫЕ ВРАЩЕНИЕМ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

**Специальность 01.055 - физика атомного ядра
и космических лучей**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук

И. Н. МИХАЙЛОВ.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
кандидат физико-математических наук

В. В. ВАНАГАС,

И. М. ПАВЛИЧЕНКОВ.

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

Автореферат разослан " " _____ 1975 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 197 г.
в " " часов на заседании Ученого совета Лаборатории теорети-
ческой физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединен-
ного института ядерных исследований.

Секретарь Ученого совета ЛТФ

Р. А. АСАНОВ.

4 - 9335

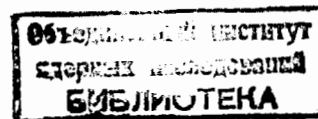
Йорданка ПИПЕРОВА

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ,
ВЫЗВАННЫЕ ВРАЩЕНИЕМ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Специальность 01.055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Недостаточность адиабатической картины вращающегося ядра, в которой коллективные параметры не меняются с увеличением скорости вращения, хорошо видна в свете интенсивно накапливающихся экспериментальных данных по энергиям ротационных состояний, вероятностям E2-переходов между ними и изменениям среднеквадратичных радиусов в возбужденных состояниях ротационных полос (см. обзорные работы I-3). Отклонения от адиабатической картины ожидаются также и в данных по статическим квадрупольным моментам. Поэтому для реалистического описания ядерного вращения нужно учитывать его связь с остальными модами возбуждения ядра.

В настоящей диссертации исследованы некоторые аспекты неадиабатичности вращательного движения в деформированных ядрах.

Диссертация состоит из введения, трех глав и двух приложений.

Во введении диссертации перечислены наиболее известные из существующих ныне микроскопических подходов описания ротационного движения, а именно: классическая модель принудительного вращения, ее всевозможные модификации, учитывающие изменение среднего поля ядра при вращении и метод проектирования на состояния с определенными значениями углового момента^{/4/}; подход Беляева и Зелевинского, основанный на использовании дополнительных переменных при описании коллективного движения^{/5/}, а также самосогласованный крэнкинг подход^{/6,7/}.

Одна из возможных принципиальных схем, позволяющих последовательно, микроскопически подойти к описанию вращательного движения деформированных ядер с учетом его связи с остальными модами

возбуждений ядра, намечена в обзоре^{/8/}. Теория ядерных ротационных полос, развитая в этой работе, основывается на введении операторов перехода между стационарными состояниями ядра (в частности, операторов ротон) и на использовании относительно простых операторных функций - "модельных гамильтонианов" - , воспроизводящих энергии рассматриваемых состояний. Общие уравнения теории, дающие, в принципе, полное описание определенной совокупности стационарных уровней, имеют степень сложности, как у уравнений зависящей от времени теории, Хартри-Фока-Боголюбова в настоящее время не могут быть решены даже численно.

В предлагаемой диссертации мы сформулировали приближения, основанные на определенных предположениях об основных неадиабатических эффектах в области не очень высоких спинов, которые позволяют построить поддающийся численному анализу на ЭВМ систему уравнений. Получены выражения для энергии состояний основной ротационной полосы и матричных элементов физических операторов, действующих между этими состояниями. Уравнения сформулированы относительно элементов матрицы плотности вращающегося ядра, что оказывается более удобным, чем их запись в терминах операторов перехода^{/8/}.

В первой главе диссертации проводится анализ изменения формы тяжелых ядер при вращении как одного из следствий неадиабатичности ротационного движения. При исследовании этого вопроса эффекты деформируемости удобно выразить через производные от компонент квадрупольного оператора $\hat{Q}_{2\mu}$ по коллективному угловому моменту M /9/. Введены параметры (пар. I.I):

$$X = \frac{1}{Q_0} \left(\frac{d^2 \bar{Q}_{20}}{dM^2} \right)_{M=0} \quad \text{и} \quad Y = \frac{1}{Q_0} \left(\frac{d^2 \bar{Q}_{22}}{dM^2} \right)_{M=0}, \quad (I)$$

где $\bar{Q}_{2\mu} = \langle M | \hat{Q}_{2\mu} | M \rangle$; $|M\rangle$ - многофермионная волновая функция ядра, вращающегося так, что $M = -\langle M | I_x | M \rangle$; Q_0 - статический квадрупольный момент во внутренней системе координат. Параметр Y связан непосредственно с углом неаксиальности $\text{tg} \gamma(M) \sim \frac{M^2}{I^2} Y$. Величины X и Y можно вычислить, если известна матрица плотности вращающегося ядра^{/10/}.

Появление неаксиальной деформации при вращении приводит к разным зависимостям от спина в диагональных и недиагональных (по I) матричных элементов оператора квадрупольного момента:

$$\frac{\langle I_f || \hat{Q}_2 || I_i \rangle}{\langle I_f || \hat{Q}_2 || I_i \rangle_{\text{адиаб.}}} = 1 + \frac{\alpha}{2} [I_f(I_f+1) + I_i(I_i+1)] - \gamma \left(2\sqrt{\frac{I_f}{3}} I_i(I_i+1) - \sqrt{\frac{I_i}{3}} \right) \delta_{I_f I_i}, \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} (X + \sqrt{\frac{I_f}{3}} Y).$$

Формула (2) позволяет в принципе определять параметр неаксиальности Y из сравнения экспериментальных значений диагональных и недиагональных матричных элементов. На основании прецизионных измерений статических квадрупольных моментов состояний основной полосы некоторых четно-четных ядер по сверхтонкому расщеплению μ -мезоатомных термов, выполненных недавно в работе^{/11/}, и известных значений α /12/ для параметра Y получаем оценку:

$$^{174}\gamma_6 : Y = +(0.91 \pm 0.66) \cdot 10^{-3} \quad \text{при} \quad \alpha = (-2.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-3} \quad (3)$$

$$^{176}\gamma_6 : Y = +(6.70 \pm 0.84) \cdot 10^{-3} \quad \text{при} \quad \alpha = (-3.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$$

Однако информация о $B(E2; I_i+2 \rightarrow I_i)$ - факторах и статических квадрупольных моментах еще слишком неточна и недостаточна. Поэтому мы предложили модельную оценку параметра Y

(пар. 1.2). Если из эксперимента известны значения параметра неадиабатичности $B(E2)$ -факторов λ и относительные изменения среднеквадратичного радиуса $\delta \langle R^2 \rangle_2 / \langle R^2 \rangle$ и объема $\delta V_2 / V$, то параметр Y можно определить по формуле/9/:

$$Y = \sqrt{6} \left\{ \lambda - \frac{(2\lambda+1)(\lambda+1)}{12(1-\lambda)^2} \left[\frac{\delta \langle R^2 \rangle_2}{\langle R^2 \rangle} - \frac{6\lambda}{(2\lambda+1)(\lambda+2)} \frac{\delta V_2}{V} \right] \right\}, \quad (4)$$

где λ равно отношению квадратов полуосей ядерного эллипсоида, которое может быть определено по данным о Q_0 . На основании (4) (при $\delta V_2 = 0$) получены следующие оценки:

$$\begin{aligned} {}^{152}\text{Sm} : Y &= +(2.89 \pm 0.37) \cdot 10^{-3} \\ {}^{154}\text{Gd} : Y &= +(2.20 \pm 0.68) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (5)$$

Экспериментальные значения величин в правой части (4) приведены в табл. I.1 диссертации.

Сделанные по формулам (2) и (4) оценки Y -деформируемости, а также оценки Y по значениям факторов неадиабатичности g - g' переходов - Z_2 всегда дают $Y > 0$. Это означает, что вращение ядра вызывает некоторое сокращение полуоси, перпендикулярной оси (приближенной) аксиальной симметрии и направлению углового момента по отношению к длине оси направленной вдоль углового момента/10/. Такая деформация представляется странной, если рассматривать ядро как твердое тело. Объяснить ее появление можно наличием парных корреляций, вследствие которых движение ядерного вещества приобретает черты потенциального движения идеальной несжимаемой жидкости.

Во второй главе диссертации сформулирована микроскопическая модель для описания энергий и вероятностей переходов между

состояниями ротационной полосы/13-15/. Эту модель мы использовали для изучения неадиабатических эффектов в четно-четных деформированных ядрах.

В пар. 2.1 построена удобная для анализа на ЭММ система связанных уравнений относительно элементов матрицы плотности вращающегося ядра. Исходным пунктом при ее построении было условие стационарности внутренней энергии ядра при малых вариациях состояния $|M\rangle$ /8/

$$\langle M | [\hat{A}, \mathcal{H} - h(\hat{I}^2)] | M \rangle = 0, \quad (6)$$

где \hat{A} - произвольный линейный оператор; \mathcal{H} - многочастичный гамильтониан ядра; $h(\hat{I}^2)$ - модельный гамильтониан, зависящий от \hat{I}^2 , так что $h(I(I+1)) = E_I$, E_I - энергия состояния с угловым моментом I основной ротационной полосы. Состояние $|M\rangle$ аппроксимировалось/14/ вакуумом по отношению к квазичастицам общего преобразования Боголюбова/16/. При таком предположении все средние от физических операторов по состоянию $|M\rangle$ записываются в виде следов с элементами матрицы плотности вращающегося ядра/14/

$$\bar{F}^M = \langle M | \hat{F} | M \rangle = \text{Tr}(\hat{F} \rho(M)).$$

В пар. 2.2 приведен явный вид уравнений в модели с парным и квадруполь-квадрупольным взаимодействием

$$\mathcal{H} = H_0 - \lambda(M) \hat{N} + H_{\text{pair}} + H_{\text{qq}}. \quad (7)$$

Здесь $H_0 = \sum_k \epsilon_k a_k^\dagger a_k$, ϵ_k - одночастичная энергия состояния k , $\lambda(M)$ - зависящий от спина химический потенциал, который определяем из условия сохранения числа протонов и нейтронов в отдельности $\langle M | \hat{N} | M \rangle = \left(\frac{Z}{N} \right)$.

Схема приближенного решения уравнений (5) при ненулевых спинах^{/14/} сводится к следующему:

а) основными неадиабатическими эффектами считаются изменения со спином спаривательных характеристик ядра $(\Delta(\mu), \lambda(\mu))$ и параметров квадрупольной деформации $\tilde{Q}_{2\mu} = \langle M | \hat{Q}_{2\mu} | M \rangle$, $\mu = 0, 2$.

б) при решении уравнений учитываются точно только изменения параметров нейтронной и протонной щелей $\Delta_{n(p)}$ с ростом углового момента M и перенормировка одночастичных энергий из-за изменения величины $\tilde{Q}_{20} = \tilde{Q}_{20} \langle 0 | \hat{Q}_{20} | 0 \rangle$ вращением, т.е.

$$\epsilon_k \rightarrow \tilde{\epsilon}_k(\mu) = \epsilon_k - \lambda(\mu) - \kappa_{20} \tilde{Q}_{20} q_{kk}^{20}. \quad (6)$$

При этом не учитывается влияние вращения на одночастичные состояния.

Последовательное осуществление описанной схемы возможно только для ядер, у которых пересечение основной с некоторой из возбужденных полос наступает при достаточно высоком значении углового момента.

В работе^{/17/} данная схема была расширена с тем, чтобы включить в рассмотрение и ротационные полосы, построенные на возбужденных состояниях неротационного, коллективного типа (нижайших β - и γ -вибрационных состояниях).

В третьей главе диссертации проведен численный анализ уравнений модели (гл. II), определяющих спиновую зависимость основных коллективных параметров (параметров щели квадрупольной деформации и энергии состояний основной ротационной полосы) четно-четных деформированных ядер.

В пар. 3.1 обсуждается выбор одночастичного базиса и констант остаточного взаимодействия. Дано также краткое описание вычислительной процедуры^{/18/}.

В пар. 3.2 модель применяется для исследования неадиабатических эффектов в ядрах редкоземельной области^{/19/}. При этом проанализирована чувствительность результатов по отношению к изменению параметров деформации среднего поля и остаточных сил. Исследование показало, что:

а) эффекты деформируемости и изменения спаривания почти полностью связаны с наличием остаточных сил (см. табл. 3.2);

б) все рассматриваемые величины изменяются сильно по абсолютной величине с изменением параметра квадрупольной деформации β_{20} среднего поля и зависят в гораздо меньшей степени от β_{40} . Эта особенность является общей для всех исследуемых ядер и придает особую важность выбору параметра β_{20} для каждого ядра. С тем, чтобы корректнее описать индивидуальные особенности поведения коллективных параметров в каждом отдельном ядре, проведена модификация потенциала Саксона-Вудса^{/20/}. Новые параметры потенциала приведены в Приложении 2.

в) "Спаривательное плюс квадруполь-квадрупольное взаимодействие" определено так, чтобы воспроизводились четно-нечетные разности масс и энергии первых β - и γ -вибрационных состояний, передает корректно порядок величины и качественный ход (от изотопа к изотопу) неадиабатических параметров (см. табл.). Проведенная модификация, как правило, улучшает согласие с экспериментом.

г) Параметры $\Delta_{n(p)}$ уменьшаются довольно плавно с ростом углового момента (см. рис. I), т.е. переход из сверхтекучего состояния в нормальное ($\Delta=0$) не является резким. Включение QQ -взаимодействия уменьшает значение критического момента, при котором пропадают парные корреляции.

Таблица

Вычисленные значения неадиабатических параметров - 2 и их экспериментальные значения - I

| Ядро | | $z_0 \cdot 10^3$ | $z_2 \cdot 10^3$ | $d \cdot 10^3$ | $\gamma \cdot 10^3$ | $\frac{\delta \langle R^2 \rangle_2 + \langle R^2 \rangle}{\langle R^2 \rangle} \cdot 10^4$ |
|------------------------|---|------------------|------------------|----------------|---------------------|---|
| $^{152}_{54}\text{Sm}$ | I | 57 \pm 4 | 69 \pm 7 | 2.23 \pm .25 | 2.89 \pm .57 | 5.51 \pm .76 |
| | 2 | 56.9 | 42.8 | 3.06 | 0.37 | 1.87 |
| $^{154}_{54}\text{Sm}$ | I | 30 \pm 16 | 12 \pm 50 | 0.6 \pm 0.6 | - | 0.45 \pm .03 |
| | 2 | 20.3 | 20.2 | 0.56 | 0.15 | 0.31 |
| $^{154}_{54}\text{Gd}$ | I | 51 \pm 4 | 70 \pm 3 | 2.12 \pm .35 | 2.20 \pm .79 | 6.05 \pm .63 |
| | 2 | 59.1 | 43.3 | 2.89 | 0.44 | 1.73 |
| $^{156}_{54}\text{Gd}$ | I | 31 \pm 3 | 34 \pm 3 | 37 \pm .45 | - | 0.79 \pm .19 |
| | 2 | 26.9 | 34.5 | 0.74 | 0.25 | 0.39 |
| $^{158}_{54}\text{Gd}$ | I | 13 \pm 2 | 21 \pm 6 | - | - | 0.47 \pm .29 |
| | 2 | 12.5 | 31.5 | 0.29 | 0.21 | 0.13 |
| $^{158}_{54}\text{Dy}$ | I | - | - | - | - | - |
| | 2 | 39.0 | 38.1 | 0.93 | 0.36 | 0.39 |
| $^{160}_{54}\text{Dy}$ | I | - | 38.6 \pm | - | - | - |
| | 2 | 16.8 | 41.4 | 0.83 | 0.41 | 0.47 |
| $^{162}_{54}\text{Dy}$ | I | - | 40.4 \pm 5.2 | - | - | - |
| | 2 | 19.2 | 43.0 | 0.71 | 0.37 | 0.42 |
| $^{164}_{54}\text{Dy}$ | I | - | 40.2 \pm 4.9 | - | - | - |
| | 2 | 19.6 | 42.8 | 0.43 | 0.36 | 0.22 |
| $^{162}_{54}\text{Er}$ | I | - | - | - | - | - |
| | 2 | 24.7 | 50.5 | 1.46 | 0.52 | 0.85 |
| $^{164}_{54}\text{Er}$ | I | 30 \pm 15 | 48 \pm 10 | - | - | - |
| | 2 | 20.8 | 45.7 | 1.25 | 0.45 | 0.79 |
| $^{166}_{54}\text{Er}$ | I | - | 46 \pm 3 | - | - | - |
| | 2 | 8.7 | 42.4 | 0.77 | 0.35 | 0.42 |
| $^{168}_{54}\text{Er}$ | I | - | 38 \pm 3 | - | - | - |
| | 2 | 15.6 | 32.3 | 1.02 | 0.33 | 0.72 |

| | | | | | | |
|------------------------|---|-------------|-------------|------|----------------|----------------|
| $^{170}_{54}\text{Er}$ | I | - | 30 \pm 10 | - | - | - |
| | 2 | 26.0 | 30.5 | 1.52 | 0.38 | 1.10 |
| $^{168}_{54}\text{Yb}$ | I | - | - | - | - | - |
| | 2 | 17.4 | 33.9 | 1.42 | 0.32 | 0.86 |
| $^{170}_{54}\text{Yb}$ | I | 16 \pm 5 | 52 \pm 15 | - | - | 0.54 \pm .11 |
| | 2 | 18.6 | 30.6 | 1.43 | 0.24 | 0.92 |
| $^{172}_{54}\text{Yb}$ | I | 32 \pm 10 | 15 \pm 5 | - | - | 0.25 \pm .06 |
| | 2 | 21.3 | 21.7 | 0.98 | 0.14 | 0.63 |
| $^{174}_{54}\text{Yb}$ | I | 35 \pm 10 | 40 \pm 20 | - | 0.91 \pm .66 | 0.19 \pm .04 |
| | 2 | 13.5 | 29.2 | 0.93 | 0.13 | 0.60 |
| $^{176}_{54}\text{Yb}$ | I | - | 9.8 \pm 5 | - | 6.7 \pm .9 | - |
| | 2 | 10.8 | 32.4 | 0.46 | 0.18 | 0.28 |

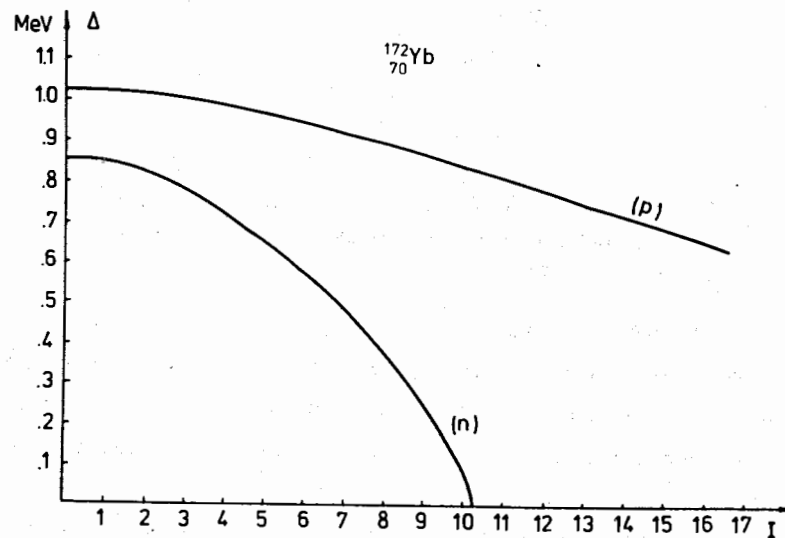


Рис. I. Изменение параметров щели ядра $^{172}\text{Yb}_{70}$ с увеличением углового момента.

д) Особый интерес представляют величины $Q_{2\mu}'' \frac{d^2 \bar{Q}_{2\mu}}{dI^2}$, которые связаны с параметрами деформируемости X и Y (см. формулы (I)). Ход Q_{22}'' , изображенный на рис. 2, убедительно показывает, что гидродинамический режим неаксиальной деформации определяется наличием спаривания в системе.

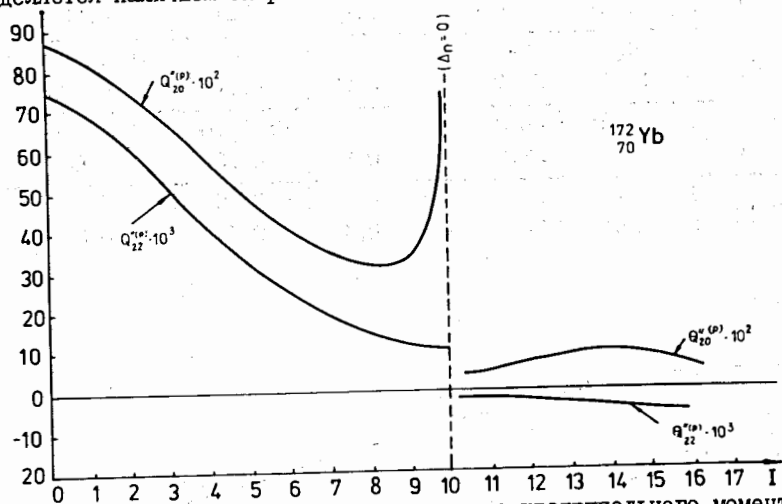


Рис. 2. Вторые производные от оператора квадрупольного момента как функции спина.

е) Интегральные значения $\bar{Q}_{2\mu}$ начинают расти почти линейно при значениях углового момента, при которых $\Delta h \rightarrow 0$. Это может быть интерпретировано как указание на то, что деформируемость ядра уменьшается с исчезновением парных корреляций.

ж) Интегральные значения энергий E_I состояний основной ротационной полосы находятся в согласии с экспериментальными.

Исследования неадиабатических эффектов, выполненные в диссертации, основаны на целом ряде приближений и предположений, многие из которых нуждаются в дополнительной проверке. Уточнения

могут проводиться в рамках предложенной схемы с целью более последовательного учета γ -деформируемости, проектирования на состояния с точным числом частиц, учет двухквaziчастичных возбуждений во вращающемся состоянии $|M\rangle$, уточнения операторной структуры h и т.д.

На основании проведенных расчетов можно сделать предсказания, относящиеся к реакции деформированных ядер на электромагнитное поле и некоторым качественным особенностям фазового перехода от состояния с парными корреляциями к нормальному состоянию в легких относительно неаксиальной деформации ядрах. Исследования по проверке и уточнению этих предсказаний также представляют интересную тему для дальнейших разработок.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [9, 10, 13, 14, 15, 18, 19]. Они также докладывались на семинарах ЛТФ, на семинаре в ЦИЯИ (Россендорф, ГДР), на XXIII и XXIV Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Тбилиси, 1973; Харьков, 1974); на XXIV Международном совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра (Дубна, 1975 г.) и на II-ой национальной конференции молодых физиков (София, НРБ, 1974 г.)

Л и т е р а т у р а

1. A. Johnson, Z. Szymanski. Phys. Reports 70 (1973) 181.
2. R. A. Sorensen. Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 353.
3. D. Ward. Proc. Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville 1974.
4. D. R. Inglis. Phys. Rev. 96 (1954) 1059;
D. J. Thouless, J. G. Valatin, Nucl. Phys. 31 (1962) 211;
D. L. Hill, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953);
В. М. Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ. 28 (1964) 308.
5. С. Т. Беляев, В. Г. Зелевинский. ЯФ II (1970) 741; ЯФ I7 (1973) 525;
В. Г. Зелевинский, М. И. Штокман. Препринт ИЯФ 88-73, Новосибирск, 1973;
М. И. Штокман. Препринт ИЯФ 74-63, Новосибирск, 1974.
6. E. R. Marshalek, Phys. Rev. 139B (1965) 770; 158 (1967) 993;
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 214.
7. J. Meyer. Nucl. Phys. A137 (1969) 193;
J. Meyer, J. Speth. Nucl. Phys. A203 (1973) 17;
Ю. Майер, Ю. Шпет. Ядерная физика I7 (1973) II97.
8. И. Н. Михайлов, Е. Наджаков, Д. Караджов. Обзор в ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4, 1973, 3II.
9. D. Karadjov, I. N. Mikhailov, J. Piperova. Phys. Lett. 46B (1973) 163.
10. Д. Караджов, И. Н. Михайлов, Й. Пиперова. Яд. физ., 2I, вып. 5 (1975) 964.
11. A. Zehnder. Thesis No 5280 ETH, Zürich, 1974.
12. R. M. Diamond. et al. Nucl. Phys. A184 (1972) 481;
L. Russel et al. Nucl. Phys. A210 (1973) 133.
13. Д. Караджов, И. Н. Михайлов, Й. Пиперова. Препринт ОИЯИ Р4-8013, Дубна, 1974.

14. Й. Пиперова. Препринт ОИЯИ Р4-8755, Дубна, 1975.
15. D. Karadjov, I. N. Mikhailov, J. Piperova, E. Nadjakov. Proc. Munich Conf. on Nuclear Structure 1, (1973) 134-135.
16. Н. Н. Боголюбов. ДАН СССР II9 (1958) 224.
17. E. Nadjakov, Preprints IC/75/34, IC/75/37, Trieste, 1975.
18. Д. Караджов, Й. Пиперова. Сообщение ОИЯИ Р4-8900, Дубна, 1975.
19. Д. Караджов, И. Н. Михайлов, Е. Наджаков, Й. Пиперова. Препринт ОИЯИ Р4-8965, Дубна, 1975.
20. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, В. Г. Соловьев, С. И. Федотов. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 2 (1973) 357.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 ноября 1975 г.