

ФФ-333

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 7181

ФЕДОРОВ

Александр Дмитриевич

ВЛИЯНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТЕЙ,
СВЯЗАННЫХ С КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ
В КОЛЛЕКТИВНЫХ МОДЕЛЯХ,
НА СВОЙСТВА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Специальность 01.04.06 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Хабаровском политехническом институте.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Г.Ф.ФИЛИПОВ,
кандидат физико-математических наук Г.Н.АФНАСЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение: ФЭИ, Обнинск

Автореферат разослан " " 1973 г.

Защита диссертации состоится " " 1973 г
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна,
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 7181

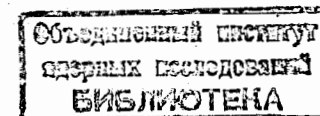
ФЕДОРОВ
Александр Дмитриевич

ВЛИЯНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТЕЙ,
СВЯЗАННЫХ С КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ
В КОЛЛЕКТИВНЫХ МОДЕЛЯХ,
НА СВОЙСТВА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Специальность 01.04.06 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Коллективная модель Бора-Моттельсона (Б-М) [1], основанные на ней модели Давыдова с сотрудниками [2,3,4], Фесслера и др. [5] используют кинетическую часть гамильтониана в гармонической аппроксимации. Большие расхождения предсказаний этих моделей с экспериментальными фактами при рассмотрении энергетического спектра, вероятностей электрических квадрупольных переходов, квадрупольных моментов и других физических величин для ядер переходных по деформации областей привели к необходимости учета ангармоничных членов в кинетической части гамильтониана. Вопрос о влиянии этих членов в коллективной модели Бора-Моттельсона подробно исследовался в работах Кумара и Баранжера [6-8].

Эти исследования показали, что роль ангармоничных членов достаточно велика, во многих случаях ангармоничностями пренебрегать нельзя, и они могут привести к неожиданным эффектам: предпочтительности вытянутых форм ядра перед сплюснутыми [8], изменению последовательности расположения E_{22} и E_{41} - уровней энергии, понижению E_{22} - уровней энергии и т.д.

Однако в большинстве случаев не ясно, какие именно члены ответственны за подобные явления: те, что входят в колебательную часть гамильтониана, или же те, которые входят во вращательную. Механизм проявления этих эффектов скрыт за массой численных расчетов, об их проявлении можно судить, лишь сравнивая результаты соответствующих расчетов, проведенных в одном случае с учетом ангармоничных членов, в другом - без них.

Настоящая диссертация посвящена исследованию влияния ангармоничных членов кинетической части гамильтониана на свойства четно-четных ядер в коллективных моделях типа Давыдова - Филиппова (Д-Ф) [2] и Давыдова - Чабана (Д-Ч) [3]. Она состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения.

Первая глава имеет характер обзора по феноменологическим моделям, получившим наибольшее распространение и признание. Здесь рассматриваются модели Б-М, Давыдова с сотрудниками [2-3], Фесслера и др. [5], упоминается VMI - модель Марискотти и др. [9], большое внимание уделено результатам расчетов Кумара и Баранжера [6-8].

В целом обзорная глава имеет целью осветить полученные в данной области исследования основные результаты, с тем, чтобы, опираясь на некоторые из них, поставить и решить новые задачи.

Одной из таких задач является построение гамильтониана ядра в более высоком приближении, нежели использовавшееся ранее в моделях Б-М, Давыдова и др. [2-4] и т.д. Члены более высокого порядка и представляют собой указанные ангармоничности в кинетической части выражения для энергии.

Используются основные положения модели Б-М: а) о безвихревом, потенциальном течении ядерной жидкости; б) о несжимаемости ядерной материи (сохранении объема ядра). Поверхность ядра разлагается в ряд по сферическим гармоникам, причем рассматривается только коэллипсоидальная форма ядра. Потенциал скоростей Φ также разлагается в ряд по сферическим функциям, однако здесь порядок сферической функции не ограничивается значением $\lambda = 2$.

Ограничение на возможные значения λ накладывает граничное условие [10], обычно используемое в гидродинамике, которое в случае очень малых отклонений формы ядра от сферы сводится к граничному условию в форме Бора-Моттельсона.

Используя метод последовательных приближений [10, II], находят коэффициенты разложения $f_{\lambda\mu}$ потенциала скоростей последовательно в нулевом ($f_{\lambda\mu}^{(0)}$), первом ($f_{\lambda\mu}^{(1)}$) и т.д. порядках разложения по λ_{μ} - коэффициентам, характеризующим форму ядра.

Появление $f_{\lambda\mu}^{(1)}$ и $f_{\lambda\mu}^{(2)}$ в разложении потенциала приводит к ангармоничным членам более высокого порядка малости, чем в моделях [1-4] в выражении для кинетической энергии [10], которое имеет вид:

$$T = T_{vib} + T_{rot}, \quad (1)$$

где

$$T_{vib} = B \left\{ \frac{1}{2} F_1(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + F_{12}(\beta, \gamma) \beta \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} F_2(\beta, \gamma) \beta^2 \dot{\gamma}^2 \right\}, \quad (2)$$

$$T_{rot} = \frac{1}{2} \sum_k J_k^{(0)} \Phi_k(\beta, \gamma) \omega_k^2, \quad (3)$$

$$F_1(\beta, \gamma) = 1 + \frac{9}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \cos 3\gamma + \frac{13}{196\pi} \beta^2, \quad (4)$$

$$F_{12}(\beta, \gamma) = -\frac{9}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \sin 3\gamma \quad (5)$$

$$F_2(\beta, \gamma) = 1 - \frac{9}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \cos 3\gamma + \frac{285}{392\pi} \beta^2, \quad (6)$$

$$\Phi_{\lambda}(\beta, \gamma) = 1 - \frac{9}{14} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \cos \gamma_{\lambda} - \frac{195}{392\pi} \beta^2 \cos 2\gamma_{\lambda} + \frac{45}{196\pi} \beta^2 \quad (7)$$

$$\gamma_{\lambda} = \gamma - \frac{2\pi}{3} \lambda, \quad \lambda = 1, 2, 3.$$

Ангармоничные члены пропорциональны β и β^2 в этих выражениях.

Если сравнить массовые функции (4-7) с B -функциями Кумара - Баранжера [7] (для ядра W^{184}), полученными из микроскопических расчетов на базе гамильтониана с учтенными парными и квадруполь-квадрупольными остаточными взаимодействиями, то обнаружится качественная аналогия в их поведении в зависимости от переменных β и γ .

Это подобие позволяет надеяться получить результаты, близкие к результатам расчетов К-Б, если попытаться повторить их расчеты, используя полученные массовые функции и коллективный гамильтониан, построенный на выражении (I), и потенциальной функции, взятой, как в [7].

Однако расчеты по методу К-Б связаны с определенной вычислительной сложностью, и, кроме того, в этом случае оказывается невозможным выявить причину проявления эффектов, связанных с учетом ангармоничных членов. Поэтому в третьей главе развивается на базе полученного выражения (8) аналог [I2-I3] модели жесткого асимметричного ротатора [2].

Используется максимально простая модель, однако обнаруженные Кумаром и Баранжером [7-8] эффекты проявляются подобным образом.

Рассматриваются уровни энергии [I2], вероятности электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов, квадрупольные моменты первых возбужденных 2^+ - состояний [I3]. Основные результаты следующие.

При учете ангармоничных членов в (7) энергетический спектр становится несимметричным относительно значения $\gamma = 30^\circ$. Такая асимметрия связана с инвариантностью Φ_λ относительно замены $\gamma \rightleftharpoons 60^\circ - \gamma$. Уровни энергии для значений $\gamma < 30^\circ$ поднимаются выше

уровней модели Д-Ф, тогда как при $\gamma > 30^\circ$ опускаются ниже соответствующих. При $\beta = 0,3$ отличие в значениях отношений энергий \mathcal{E}_{IT} к энергии \mathcal{E}_{2I} первого возбужденного состояния аномальной полосы достигает (при одном и том же значении γ в обеих моделях) 40-50%, отличия же в R_{IT} основной полосы невелики: доли процента - проценты.

Учет члена $\sim \beta$ в (7) приводит к выражению для R_{22} :

$$R_{22}(\gamma, \beta) = R_{22}^{D-\Phi} + 18 \left(\frac{9}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \right) \beta \frac{\sin^2 3\gamma \cos 3\gamma}{(3-\alpha)^2 \alpha}, \quad (8)$$

где

$$\alpha = \sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma}.$$

Отсюда легко получить, что минимум значений R_{22} , приходящийся в модели Д-Ф на значение $\gamma = 30^\circ$, сдвигается в сторону больших значений γ на величину

$$\Delta\gamma \approx (10\beta)^\circ. \quad (9)$$

Оказывается, по этой простой формуле "сдвигаются" экстремальные значения вероятностей $E2$ - переходов, а также нулевое значение квадрупольного момента первого возбужденного 2^+ - состояния.

Выражение (8) характерно тем, что оно может принимать значения меньше 2, что несколько расширяет возможности модели жесткого ротатора. Однако R_{4I} при этом изменяется незначительно.

Расчеты, произведенные по модели жесткого ротатора [2] и аналогичной модели [I2] для сильнодеформированных ядер, показали, что учет члена $\sim \beta$ в Φ_λ приводит лишь к изменению значения γ при (почти) неизменной структуре межуровневых расстояний,

что приводит к практически одинаковым значениям энергии при "сдвинутых" значениях γ .

Отношения вероятностей $E2$ - переходов становятся, при учете ангармоничного члена в Φ_λ , функциями параметра β . Неинвариантность Φ_λ относительно замены $\gamma \rightleftharpoons 60^\circ - \gamma$ приводит к расщеплению соответствующих кривых отношений модели Д - Ф, рассматриваемых как функции R_{22} , и это расщепление увеличивается с ростом β [13]. Так что отклонения экспериментальных значений $E2$ - переходов от предсказаний модели Д - Ф можно объяснить во многих случаях, по-видимому, фактом деформированности ядер. Модель Д - Ф представляет собой тогда предельный случай, когда $\beta \rightarrow 0$, что находится в соответствии с основными положениями теории Б - М, на которых она построена.

При рассмотрении квадрупольного момента $\langle Q_{21} \rangle$, первого 2^+ -состояния ядра учет члена $\sim \beta$ в Φ_λ приводит к появлению дополнительного слагаемого, всегда отрицательного по знаку, в выражении для $\langle Q_{21} \rangle / Q_0$ (Q_0 - внутренний квадрупольный момент).

Значение $\langle Q_{21} \rangle$, равное нулю в модели Д - Ф при $\gamma = 30^\circ$, "сдвигается", согласно (9), в сторону больших значений γ , так что, если деформация ядра большая, то при $\gamma = 30^\circ$ квадрупольный момент $\langle Q_{21} \rangle / Q_0$ может быть большим по величине и отрицательным по знаку. Так проявляется предпочтительность отрицательных значений $\langle Q_{21} \rangle$ и "вытянутых" форм ядра перед "сплюснутыми".

Если воспользоваться полученными Кумаром и Баранжером [7] среднеквадратичными значениями параметров β и γ ядер O_3 и Pt в первом возбужденном 2^+ состоянии, β_{rms} и γ_{rms} , то оказывается, учет ангармоничного члена $\sim \beta$ в Φ_λ приводит к явлениям, подобным обнаруженным в [7]:

1. Изменение формы ядра от "вытянутой" к "сплюснутой" происходит не при переходе от O_3^{190} к O_3^{192} , что имеет место в случае использования гармонических В - функций в обеих моделях, а при переходе от O_3^{192} к Pt^{192} . В случае жесткого ротатора этот факт объясняется предпочтительностью отрицательных значений $\langle Q_{21} \rangle$ (значения γ_{rms} и β_{rms} ядра O_3^{192} равны соответственно $30,7^\circ$ и $0,212$, так что "сдвиг по γ " (9) объясняет отрицательный знак $\langle Q_{21} \rangle$).

2. Изменение последовательности расположения уровней E_{22} и E_{41} при использовании ангармоничности в Φ_λ при значениях γ_{rms} и β_{rms} ядра Pt^{196} также соответствует результату Кумара и Баранжера, и это изменение связано со "сдвигом по γ " точки пересечения этих уровней.

3. Аналогично результату Кумара и Баранжера имеет место уменьшение значения R_{22} (формула (8)) при рассмотрении именно ядер Pt (у них $\gamma_{rms} > 30^\circ + \Delta\gamma$). Это связано с тем, что слагаемое с $\cos 3\gamma$ при этих значениях γ становится отрицательным.

4. Аналогично имеет место уменьшение отношений вероятностей $E2$ - переходов $\frac{B(E2; 22 \rightarrow 21)}{B(E2; 22 \rightarrow 01)}$ при переходе от ядра Pt^{192} к Pt^{194} и Pt^{196} , что находится в противоречии с экспериментом [14]. И так далее.

Таким образом, скрытые за массой численных расчетов у Кумара и Баранжера эффекты, связанные с учетом ангармоничных членов, здесь, имея ту же природу, легко обозримы в графиках, формулах и т.д., т.е. их появление можно понять, и даже, используя качественную аналогию результатов этих двух теорий, попытаться предска-

зять, что можно предпринять, чтобы улучшить предсказания расчетов по методу К - Б.

Например, чтобы увеличить разность между уровнями энергии E_{22} и E_{41} для ядра Pt^{196} , которая оказалась слишком малой по сравнению с экспериментальной, а также чтобы увеличить значение $\frac{B(E_2; 22 \rightarrow 21)}{B(E_2; 22 \rightarrow 01)}$ для этого же ядра, которое оказалось слишком заниженным, необходимо, если используется модель жесткого ротатора, уменьшить значение $\gamma \equiv \gamma_{rms}$, которое в расчетах К - Б равно $38,9^\circ$. Именно это и пытались сделать К - Б, пытаясь ослабить силу парных взаимодействий, что обычно приводило к уменьшению степени симметрии ядра [7].

Таким образом, учет ангармоничностей в обеих моделях приводит к подобным явлениям даже при рассмотрении ядер переходной области, для которой модель жесткого асимметричного ротатора кажется совершенно неприемлемой [7]. В этой связи представляет интерес замечание Грайнера и Гнойсса [15] о том, что природа "триплета" уровней 2^+_2 , 3^+_1 и 4^+_1 в этих ядрах - асимметричный ротатор.

В четвертой главе развивается аналог [16] модели Д - Ч. Здесь учитываются ангармоничности в колебательной, выражение (4), и вращательной частях кинетической энергии. Для решения части уравнения Шредингера, зависящей от переменной β , используется приближение $|\frac{\beta - \beta_c}{\beta_c}| \ll 1$; тогда переменная β в функциях F_i и Φ_λ закрепляется ($\beta \approx \beta_c$), и решение уравнения сводится к методу Давыдова - Чабана [3]. Окончательное выражение для энергии отличается от выражения Д - Ч, в основном тем, что энергия асимметричного ротатора \mathcal{E}_{IT} зависит теперь от параметра деформации β_c ядра. Это приводит к таким же изменениям

в уровнях энергии по сравнению с моделью Д - Ч, что и в модели жесткого ротатора: сильно изменяются уровни аномальной вращательной полосы, слабо - основной и вращательно-вибрационный.

В диссертации исследовался вопрос, можно ли, используя обусловленную ангармоничностями несимметричность $\mathcal{E}_{IT}(\beta, \gamma)$ (и, следовательно E_{ITV} - энергии рассматриваемой модели) относительно 30° выявить, в какой области, $\gamma < 30^\circ$ или $\gamma > 30^\circ$, теория лучше описывает эксперимент, и, следовательно, выяснить знак квадрупольного момента.

В случае модели жесткого ротатора "сдвиг по γ " при учете ангармоничного члена в Φ_λ приводит к практически одинаковым значениям уровней энергии в обеих половинах области изменения γ . Здесь же используется большее число полос, каждая из которых по-разному реагирует на включение в рассмотрение ангармоничных членов, так что может выявиться некоторое преимущество области $\gamma < 30^\circ$ или $\gamma > 30^\circ$.

Такого рода расчеты были произведены с ядрами U_2^{168} , E_2^{168} , D_2^{158} , W^{180} [16]. Использовался метод наименьших квадратов. Отсчитывался минимум величины:

$$\delta = \sum_{IT} \left(\frac{R_{ITV} - R_{IT}}{\beta_I} \right)^2,$$

R_{IT}^3 - экспериментальные значения отношений уровней энергии, β_I - весовые множители, получаемые стандартным путем, если известны экспериментальные ошибки в определении уровней энергии.

Сумма квадратов отклонений δ для всех рассмотренных ядер оказалась меньше в области $\gamma < 30^\circ$, что указывает на "вытянутость" формы этих ядер. (Если рассчитывались энергии только основной вращательной полосы, то результаты в обеих половинах области γ

оказывались практически одинаковыми, и отдать предпочтение одной из них нельзя).

Значение параметра "мягкости" μ в обоих случаях оказались равными друг другу и совпадали со значением, полученным в модели Д - Ч, т.е. "сдвига по μ " не наблюдалось. Сравнение с расчетами по модели Д - Ч показало, что улучшение значений, предсказанных этой теорией уровней энергии при учете ангармоничностей, оказывается незначительным (в табл. I в качестве примера представлены расчеты для ядра ${}^{168}\text{Yb}$).

Таблица I

РАСЧЕТ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ (В КЭВ) ЯДРА ${}^{168}\text{Yb}$

ПОЛОСА	СПИН I	Экспер. [19]	Аналог модели Д - Ч		
			Модель Д-Ч $\mu = 0,263$ $\delta = 11,05^\circ$	$\beta_c = 0,30$	
			$\mu = 0,264$ $\delta = 13,45^\circ$	$\mu = 0,263$ $\delta = 50,75^\circ$	
основная	1	87,9	88,6	88,4	88,8
	4	287	286	286	285
	6	586	574	574	570
	8	970	933	936	924
	10	1439	1347	1354	1330
вращатель- но-вибра- ционная	0	1156	1092	1093	1092
	2	1233	1197	1191	1198
	4	1391	1426	1419	1431
	6	1621	1754	1746	1752
первая ано- мальная	2	986	1021	1012	1030
	3	1070	1092	1083	1090
	4	1174	1185	1179	1191
	5	1304	1298	1293	1300
	6	1445	1431	1435	1436

В этой же главе рассматриваются, как частный случай модели, аксиально симметричные ядра ($\gamma = 0$). Аксиальные ядра рассматривались Давыдовым и Филипповым [17]. Учет ангармоничного члена в F_4 в приближении $|\frac{\beta - \beta_c}{\beta_c}| \ll 1$ приводит к выражению для энергии, зависящему от β_c . Задавая различные "разумные" значения β_c , можно "прощупать" подгоняемость уровней энергии под экспериментальные значения методом наименьших квадратов. Такая процедура приводит к значениям β_c , удовлетворительно согласующимся с экспериментальными для сильнодеформированных ядер [18]. Характерно стремление β_c к нулю уже в районе ядер O_3 . Для ядер Pt "разумных" значений β_c получить таким образом не удалось. Возможно, это связано с невыполнением условия $|\frac{\beta - \beta_c}{\beta_c}| \ll 1$ для этих ядер. В целом такой метод определения β_c оказывается довольно грубым.

Последняя, пятая глава стоит несколько в стороне от рассматриваемых вопросов о влиянии ангармоничностей на свойства ядер. Найдена прямая связь между знаками экспериментальных величин

$D = I + R_{22} - R_{31}$ и знаком $\langle Q \rangle_{21}$ ядер переходных областей. Эта связь не оправдывается лишь для ядра O_3 ¹⁹². Возможно, для таких ядер, как O_2 ¹⁹², на которые падает изменение знака величины D от минуса к плюсу, необходимо учитывать обусловленную ангармоничностями предпочтительность отрицательных значений $\langle Q \rangle_{21}$, как в правиле Кумара [8]. Предсказывается изменение знака $\langle Q \rangle_{21}$ от минуса к плюсу при переходе от ядра Xe ¹³⁰ к Xe ¹³² или от Xe ¹³⁰ к Ba ¹³². (см. табл. 2).

Связь D с $\langle Q \rangle_{21}$ еще не была объяснена. Для этого должна, очевидно, использоваться неадиабатическая теория, по-видимому, учитывающая ангармоничные эффекты.

Таблица 2

Связь знаков экспериментальных величин
ядер переходных областей \mathcal{D} и $\langle Q \rangle_{21}$

Ядро	Знак \mathcal{D}	Знак $E_{41}-E_{22}$	Знак $\langle Q \rangle_{21}$	Ядро	Знак \mathcal{D}	Знак $E_{41}-E_{22}$	Знак $\langle Q \rangle_{21}$
W^{182}	-	-		Cd^{110}	-	+	-
W^{184}	-	-		Cd^{114}	-	+	-
W^{186}	-	-	-	Te^{124}	-	-	-
Os^{182}	-	-		Xe^{130}	-	+	
Os^{184}	-	-	-	Xe^{132}	+	+	
Os^{186}	-	-	-	Ba^{134}	+	+	
Os^{188}	-	-	-				
Os^{190}	-	-	-				
Os^{192}	+	+	-				
Pt^{186}	-	-					
Pt^{188}	-	+					
Pt^{190}	-	+					
Pt^{192}	+	+					
Pt^{194}	+	+	+				
Pt^{196}	+	+	+				
Pt^{198}	+	+	+				

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на XIX и XX ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на семинарах в ЛТФ ОИЯИ и ИТФ АН УССР и опубликованы в работах 10, 12, 13, 16, 18.

Литература

1. A. Bohr, Math.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 26, N.14, 1952.
A. Bohr, B.Mottelson, Ibid., 27, N.16, 1953.
2. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов. КЭТФ, 35, 440, 1958, Phys. Lett., 8, 237, 1958.
3. А.С.Давыдов, А.А.Чабан. Nucl.Phys., 20, 499, 1960.
4. А.С.Давыдов. Nucl.Phys., 24, 682, 1961.
5. A. Faessler et al. Nucl.Phys., 70, 33, 1965.
6. К.Кумар, М.Барангер. Nucl.Phys., 192, 608, 1967.
7. К.Кумар, М.Барангер. Nucl.Phys., A122, 273, 1968.
8. К.Кумар, Phys.Rev. C1, 369, 1970.
9. M.A.J. Mariscotti et al. Phys.Rev. 178, 1864, 1969.
10. А.В.Бравин, А.Д.Федоров. Изв. АН СССР, сер.физ., 34, 454, 1970.
11. P.O. Lipas. Phys. Lett., 8, 279, 1964.
12. А.Д.Федоров. ЯФ, 15, 36, 1972.
13. А.Д.Федоров, В.А.Кныр. ЯФ, 16, 670, 1972.
14. H. Habel. Phys.Rev., C3, 756, 1971.
15. G. Gneuss, W. Greiner. Nucl.Phys., A172, 449, 1971.
16. А.Д.Федоров, ЯФ, 15, 699, 1972.
17. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов, КЭТФ, 33, 623, 1957.
18. А.В.Бравин, А.Д.Федоров, ЯФ, 13, 43, 1971.
19. A. Graetzer et al. Nucl.Phys., 76, 1, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1973 года.