

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4-5755

М.И. Черней

ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ  
В НЕЧЕТНЫХ АТОМНЫХ ЯДРАХ

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

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,  
профессор      Д.П. Гречухин

кандидат физико-математических наук      И.Н. Михайлов

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

Автореферат разослан "      "      1971 года.

Защита диссертации состоится "      "      1971 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

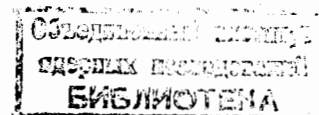
М.И. Черней

## ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ В НЕЧЕТНЫХ АТОМНЫХ ЯДРАХ

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

7708 69



В последние годы усилился интерес к исследованию вращательного движения в атомных ядрах. Это связано, прежде всего, с успешным развитием экспериментальных исследований структуры атомных ядер с помощью реакций с дейтронами, альфа-частицами, тяжелыми ионами и т.д. Реакции с альфа-частицами и, особенно, с тяжелыми ионами позволяют изучать ядерные состояния с высокими спинами и, в частности, проследить вращательные полосы до спинов  $I \sim 20$ . Целый ряд интересных исследований недавно был проведен Стивенсом и др.<sup>/1,2/</sup>, Риде и др.<sup>/3,4/</sup>, Винтером и др.<sup>/5/</sup> и т.д. В этих экспериментах наблюдались вращательные состояния в нечетных ядрах до сина  $I \sim 37/2$ , причем во многих случаях вращательные полосы настолько сильно искажены неадиабатическими эффектами, что их энергетiku невозможно объяснить в рамках феноменологических моделей. В тех случаях, когда для описания вращательных полос используется многопараметрическая формула Бора<sup>/6/</sup>, полученная при систематическом учете взаимодействия Кориолиса по теории возмущения, значения инерциального параметра  $A$  ( $A = \frac{1}{2} J$ ), извлекаемые из экспериментальных спектров, иногда в 2-3 раза меньше аналогичного параметра в соседних четно-четных ядрах (например, во вращательной полосе на основном состоянии в  $^{161}\text{Dy}$ <sup>/7/</sup>). Такое сильное изменение момента инерции от добавления одной частицы к четно-четному остову физически трудно понять в рамках теории возмущений, т.к. момент инерции носит коллективный характер и в классическом понимании отражает распределение массы и плотности в ядре. В связи с этим возникает необходимость в создании неадиабатических моделей, точно учитывающих связь нечетного нуклона с остовом и другими видами движений.

Настоящая диссертация посвящена неадиабатическому описанию вращательного движения в нечетных атомных ядрах. Проведен систематический анализ экспериментальных вращательных полос в нечетных ядрах редкоземельной области.

В первой главе диссертации дается обзор основных феноменологических моделей, описывающих вращательное движение в нечетных атомных ядрах.

Вторая глава диссертации посвящена описанию неадиабатической вращательной модели в нечетных атомных ядрах.

В §1 простая вращательная модель Бора<sup>/8/</sup> обобщена на случай сильного взаимодействия внутреннего и вращательного движений (взаимодействие Кориолиса) в аксиально-симметричных ядрах.

Гамильтониан системы имеет вид<sup>/8/</sup>:

$$H = H_{intr} + H_{rot}^0 + H_{cor}, \quad (1)$$

где  $H_{intr}$  описывает внутреннее движение нуклонов (центробежное взаимодействие, генерированное вращением, включается во внутреннее движение);  $H_{rot}^0$  - вращение нечетного ядра как целого.

$$H_{rot}^0 = \frac{1}{2\mathcal{J}} (I^2 - I_3^2) \quad (2)$$

и  $H_{cor}$  - взаимодействие Кориолиса:

$$H_{cor} = -\frac{1}{2\mathcal{J}} (I_+ j_- + I_- j_+) \quad (3)$$

В (2) и (3)  $I$ ,  $I_{\pm}$  - полный момент ядра и его проекции, а  $j_{\pm}$  - проекции внутреннего момента, связанного с движением отдельных частиц.  $\mathcal{J}$  - эффективный момент инерции ядра, рассматривается как параметр, величина которого должна быть близкой к моментам инерции в соседних четно-четных ядрах.

Взаимодействие Кориолиса приводит к смешиванию вращательных полос, относящихся к состояниям системы с различными значениями  $K$ , поэтому полная нормированная волновая функция ищется в виде<sup>/9,10/</sup>:

$$|IM\rangle = \sum_{K \geq I} C_K^I |IMK\rangle, \quad (4)$$

где  $C_K^I$  - амплитуды кориолисова смешивания соотношений с различными  $K$ ,  $|IMK\rangle$  - симметризованная волновая функция адиабатического приближения.

Используя волновые функции (4), диагонализуем гамильтониан (1) и получаем уравнения для полной энергии системы и амплитуд смешивания  $C_K^I$ . Полную энергию системы теперь невозможно разделить на внутреннюю и вращательную. Состояния характеризуются энергией, полным моментом  $I$ , его проекцией на лабораторную ось координат  $M$  и четностью  $\pi$ .

Существенную роль в неадиабатическом описании вращения играет внутреннее движение, т.к. матричные элементы  $\langle j_{\pm} \rangle$ , входящие во взаимодействие Кориолиса, усредняются по состояниям внутреннего движения. §2 посвящен описанию внутреннего движения.

Внутреннее движение рассматривается в сверхтекучей модели ядра, которая учитывает остаточные взаимодействия и дает микроскопическое описание структуры ядра. В гамильтониане внутреннего движения включены в основном те остаточные взаимодействия, которые сильно влияют на одночастичные спектры и дают когерентный вклад в перенормировку матричных элементов взаимодействия Кориолиса. В связи с этим во внутреннем движении учитываются парные корреляции, которые приводят к одноквазичастичным возбуждениям<sup>/11/</sup> центробежные и спин-спиновые остаточные взаимодействия, которые в нечетных ядрах приводят к появлению трехквазичастичных примесей к одноквазичастичным состояниям и поляризационным эффектам<sup>/10,12/</sup>.

В рамках метода Тамма-Данкова, без промежуточной стадии исследования коллективных  $I^+$  состояний, генерированных центробежными и спин-спиновыми взаимодействиями в четно-четных ядрах, найдены амплитуды трехквaziчастичных примесей и получено дисперсионное уравнение для энергетического сдвига одноквaziчастичных уровней.

В §3 полученные волновые функции внутреннего гамильтониана используются для диагонализации взаимодействия Кориолиса и исследуются поляризационные эффекты, обусловленные центробежными и спин-спиновыми остаточными взаимодействиями. В квазиклассическом приближении поляризационные эффекты сведены к перенормировке эффективно-го момента инерции в  $H_{cor}$ :

$$\frac{1}{2\mathcal{J}} \rightarrow \frac{1}{2\mathcal{J}_{eff}} = \frac{R_j^{\zeta}}{2\mathcal{J}} \quad (R_j^{\zeta} < 1),$$

где поляризационный фактор  $R_j^{\zeta}$  принимает простой вид:<sup>/10/</sup>

$$R_j^{\zeta} = 1 - \frac{2\mathcal{J}_{\zeta}}{2\mathcal{J} + \mathcal{J}_{\zeta}} \left[ 1 + \frac{\mathcal{J}}{j^2} \right]. \quad (5)$$

Здесь  $\mathcal{J}_{\zeta}$  - силовой параметр спин-спинового взаимодействия,  $\mathcal{J}_{\zeta}$  имеет смысл вклада в момент инерции от центробежного взаимодействия нечетной частицы с остовом.

Для вращательных полос на состояния из сферических подболочек с большим  $j$  поляризационные эффекты в основном обусловлены центробежными остаточными взаимодействиями.

Третья глава диссертации посвящена анализу экспериментальных вращательных полос на основе развитой теории. Эффекты взаимодействия Кориолиса наиболее сильны во вращательных полосах на состояниях, исходящих из сферических подболочек с большим  $j$ , т.е. когда велики матричные элементы  $\langle K | j_+ | K' \rangle$  (например, на состояниях из подболочек  $i_{13/2}$ ,  $k_{11/2}$  и т.д.).

В области редкоземельных ядер наиболее сильные эффекты взаимодействия Кориолиса будут иметь место в тех ядрах, в которых проявляются уровни сферической подболочки  $i_{13/2}$ , т.е. в ядрах с числом нейтронов  $N = 89 \div 107$ .

В §1 обсуждается выбор параметров. Одночастичное движение рассматривается в деформированной аксиально-симметричном поле, описываемом потенциалом Саксона-Вудса<sup>/13/</sup>. Силовой параметр парного взаимодействия вычисляется на основе экспериментальных данных по четно-нечетной разности масс ядер. Используя по 40 уровней среднего поля вблизи поверхности Ферми, получаем следующие значения констант парного взаимодействия<sup>/14/</sup>

$$G_N = \frac{23 \div 26}{A} \text{ MeV}, \quad G_Z = \frac{29 \div 32}{A} \text{ MeV}.$$

Однако для получения лучшего согласия с экспериментальными данными, силовой параметр парных взаимодействий  $G$  слегка варьировался и выбирался из сравнения рассчитанных вращательных энергий с экспериментальными данными. Эффективный момент инерции  $\mathcal{J}$  также выбирается из сравнения расчетов с экспериментальными данными. Оказалось, что обычно положение и порядок нижайших уровней вращательной полосы существенно зависят от величины  $\Delta$  и менее чувствительны к изменению эффективного момента инерции  $\mathcal{J}$ . Последний надежно может быть выбран только из энергий вращательных уровней с большим спином ( $I \sim 17/2$ ).

В §2 исследуется чувствительность расчетов вращательных энергий к выбору параметров и дан анализ вращательных полос. Оказалось, что нет необходимости включать в диагонализацию матрицы взаимодействия Кориолиса более чем 7-8 состояний. Энергии вращательных полос в  $^{161}\text{Er}$  и  $^{163}\text{Er}$  исследованы в приближении, когда пренебрегается поляризационными эффектами<sup>/15,16/</sup>. Оказалось, что без учета поляри-

зации результаты расчетов иногда можно согласовать с экспериментальными данными, если уменьшить величину константы спаривания  $G_N$  примерно на 30% (т.е. уменьшить энергетическую щель в 2-3 раза), что трудно физически оправдать.

В связи с этим были проведены расчеты вращательных энергий с учетом поляризационных эффектов, обусловленных центробежными и спин-спиновыми остаточными взаимодействиями для изотопов  $Gd$ ,  $Dy$ ,  $Er$ ,  $Yb$ ,  $Hf$  <sup>177</sup>. При учете взаимодействия семи-восьми уровней зависимость результатов от деформации ослабляется. Чувствительность расчетов демонстрируется на примере вращательной полосы на основном состоянии ядра  $^{161}Dy$ . Расчеты вращательных энергий в  $^{161}Dy$  (рис. I), проведенные при значениях деформации  $\delta = 0,275$  (случай (а) и (в) и 0,302 (случай (с) и (д)), дают практически одинаковые результаты, хотя структура одночастичных волновых функций при этом заметно меняется. Смешивание состояний оказывается очень сильным, иногда ни одна компонента волновой функции по величине не превышает 50% нормы. Показано, что влияние спиновой поляризации практически сводится к перенормировке  $\Delta$  (обычно при  $\alpha \neq 0$  щель примерно на 80-100 кэВ больше, чем при  $\alpha = 0$ ).

Центробежная и спиновая поляризации сильно перенормируют взаимодействие Кориолиса, ослабляя его на 15-40%, во всех вращательных полосах, основанных на состояниях из подоболочек  $i_{13/2}$ .

Полученные из анализа вращательных полос на уровнях положительной четности значения  $\Delta_{odd}$  и  $J_{odd}$  сравниваются на рис. 2 с соответствующими экспериментальными величинами в четно-четных ядрах. Как правило,  $\Delta_{odd}$  следуют за изменением  $\Delta_{even}$ , полученными из анализа парных энергий в соседних четно-четных ядрах. Различие их может быть обусловлено, например, эффектом блокировки.

$^{161}Dy$		Теор. (а)	Теор. (в)	Теор. (с)	Теор. (д)
Эксп.	/18/				2344
33/2	2235	2368	2399	2316	
31/2	2162	2178	2198	2163	2163
		1770	1765	1731	1732
29/2	1693				
27/2	1602	1597	1583	1582	1583
		1263	1261	1236	1251
25/2	1222				
23/2	1119	1109	1100	1095	1096
		845	844	829	828
21/2	826				
19/2	719	711	706	700	701
		515	515	506	511
17/2	508				
15/2	407	403	400	396	397
		267	267	264	266
13/2	267				
11/2	184	182	181	179	180
		98	98	98	99
9/2	100				
7/2	44	43	42	42	42
5/2	0	0	0	0	0

Рис. I. Вращательная полоса на основном состоянии в  $^{161}Dy$ . Расчеты проведены с параметрами:

- $\delta = 0,275$ ,  $\alpha = 0$ ,  $1/2\alpha = 11,8$  кэВ,  $\Delta = 0,43$  МэВ;
- $\delta = 0,275$ ,  $\alpha = 0,3$  МэВ,  $1/2\alpha = 11,6$  кэВ,  $\Delta = 0,50$  МэВ;
- $\delta = 0,302$ ,  $\alpha = 0$ ,  $1/2\alpha = 12$  кэВ,  $\Delta = 0,50$  МэВ;
- $\delta = 0,302$ ,  $\alpha = 0,3$  МэВ,  $1/2\alpha = 12$  кэВ,  $\Delta = 0,58$  МэВ.



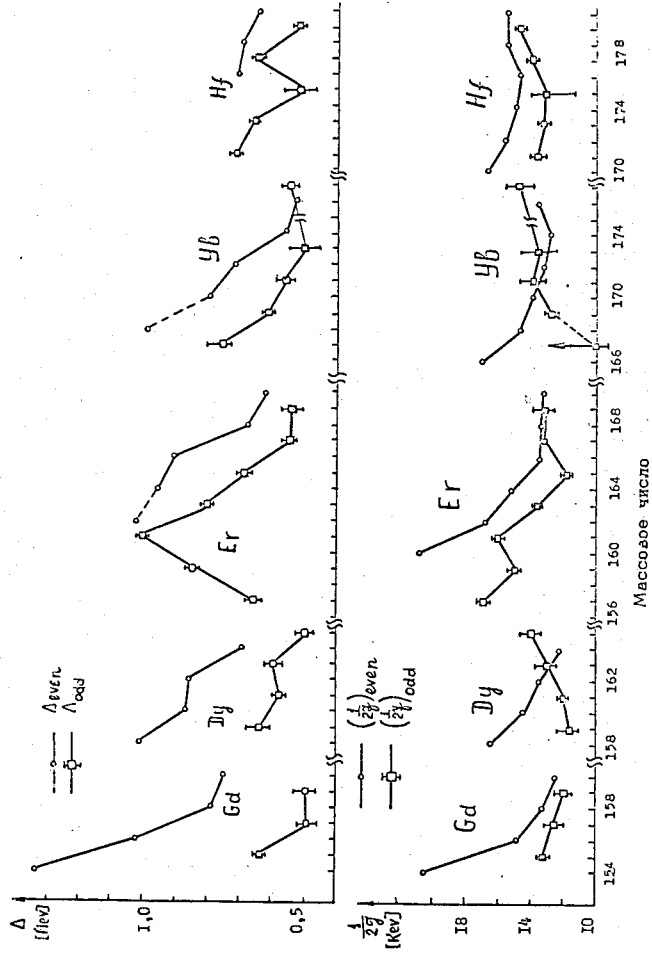


Рис. 2. Сравнительное поведение  $\Delta$  (вверху) и  $E(2^+)$  (внизу) в четно-четных и нечетных- $N$  ядрах. Обозначения:  $\Delta_{\text{even}}$  - экспериментальные значения парных энергий;  $(E(2^+)_{\text{even}}/E(2^+)_{\text{odd}})$  полученное из экспериментальных энергий первых  $2^+$ -вращательных уровней в четно-четных ядрах;  $\Delta_{\text{odd}}$  и  $(E(2^+)_{\text{odd}})$  получены из сравнения расчетов с экспериментальными данными о вращательных полосах на уровнях положительной четности в нечетных- $N$  ядрах.

Эффективные моменты инерции в нечетных ядрах оказываются близкими к экспериментальным моментам инерции в соседних четно-четных ядрах и следует тенденции изменения их от ядра к ядру.

Поляризаационные эффекты очень существенны и только учет их позволяет хорошо описать экспериментальные вращательные спектры вплоть до высоких значений спина  $I \sim 29/2$ .

В §3 исследуется точность приближений, использованных в расчетах. Показано, что если взаимодействуют состояния, разделенные энергетическим интервалом  $\leq 2\Delta$ , то квазиклассическое приближение при вычислении  $R_j^{\sigma}$  вполне оправдано [17].

Исследовано влияние взаимодействия квазичастиц с парными вибрациями (коллективные состояния  $0^+$  в четно-четных ядрах). Показано, что это взаимодействие приводит к сдвигам одноквазичастичных состояний, которые, как правило, малы по сравнению с энергией  $Q^{\pm}$  фонона [19]. Амплитуды взаимодействия квазичастиц с  $0^+$ -фононами обычно не превышают  $1 + 2\%$  и практически не возмущают одночастичные матричные элементы взаимодействия Кориолиса.

Аналогичным образом можно показать, что влияние взаимодействия квазичастиц с квадрупольными и октупольными коллективными состояниями, в ядрах редкоземельной области также слабо возмущает матричные элементы взаимодействия Кориолиса между основными и нижайшими по энергии состояниями [20].

В §4 исследовано влияние неадиабатических эффектов взаимодействия Кориолиса на интенсивность E2-переходов между состояниями, принадлежащими одной вращательной полосе. Отклонения отношения интенсивностей E2-переходов внутри вращательной полосы от правил Алага заметны только для состояний, у которых главные компоненты волновой функции принадлежат базисным состояниям с  $K = 1/2, 3/2$  и  $5/2$ . Для вращательных полос на состояниях с большим  $K$  (например, в  $^{177}\text{Hf}$  и

$^{179}\text{Hf}$  на состояние  $9/2^+[624]$  ) отклонения от правил Алага оказываются небольшими и находятся в пределах экспериментальных погрешностей измерений, хотя в обоих ядрах неадиабатические и поляризационные эффекты заметно проявляются в энергиях вращательных состояний и структуре волновых функций.

В четвертой главе исследуется влияние взаимодействия между вращением и спариванием на энергии вращательных состояний в нечетных ядрах. Известно, что в четно-четных ядрах взаимодействие между вращением и спариванием приводит к быстрому изменению энергетической щели и момента инерции с ростом частоты вращения<sup>/21/</sup>. Поэтому представляется удивительной применимость статического приближения при описании вращательных состояний с высоким спином в нечетных ядрах. Однако в нечетных ядрах взаимодействие Кориолиса, ввиду сильного нарушения закона  $I(I+1)$  для последовательности вращательных уровней, ослабляет зависимость энергетической щели и, следовательно, момента инерции от частоты вращения<sup>/22/</sup>. Для выяснения поведения энергетической щели в нечетных ядрах с ростом спина проведено численное решение динамического уравнения для энергетической щели во вращающихся ядрах<sup>/23/</sup>, при этом момент инерции вычисляется в крэнкинг-модели с учетом парных корреляций<sup>/24,25/</sup>. Т.к. вычисляемые моменты инерции в четно-четных ядрах обычно на 10-15% меньше, чем экспериментальные<sup>/26/</sup>, то для количественного сравнения расчетов с экспериментальными данными к ним добавляется величина  $J_0$ , которая считается не зависящей от щели.

Результаты расчетов вращательных энергий с учетом взаимодействия между вращением и спариванием почти совпадают с расчетами, выполненными в статическом приближении, и экспериментальными данными до высоких значений спина  $I \sim 29/2$ . Из сравнения рассчитанных вращатель-

ных энергий с экспериментальными данными получены следующие значения параметров для  $^{164}\text{Dy}$ :  $G_N = 0,115$  Мэв и  $J_0 = 2,5$  (Мэв)<sup>-1</sup>. Поведение нейтронной и протонной энергетической щели для этого ядра как функций спина показано на рис.3. Нейтронная энергетическая щель (внизу) слегка осциллирует до  $I \sim 25/2$ , а потом резко стремится к нулю. До спинов  $I \sim 25/2$  щель несущественно отклоняется от значения, полученного в статическом приближении. Аналогичным образом ведет себя и параметр эффективного момента инерции  $(\frac{1}{2J_{\text{eff}}})$ .

Показано, что взаимодействие Кориолиса в нечетных ядрах стабилизирует энергетическую щель и момент инерции до больших значений спина  $I \sim 25/2$  и приближение статического спаривания вполне оправдано.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах<sup>/9,10,14-17,19,22,23/</sup> и доложены на XVIII-XXI ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и на международной конференции по свойствам ядерных состояний в Монреале (1969).



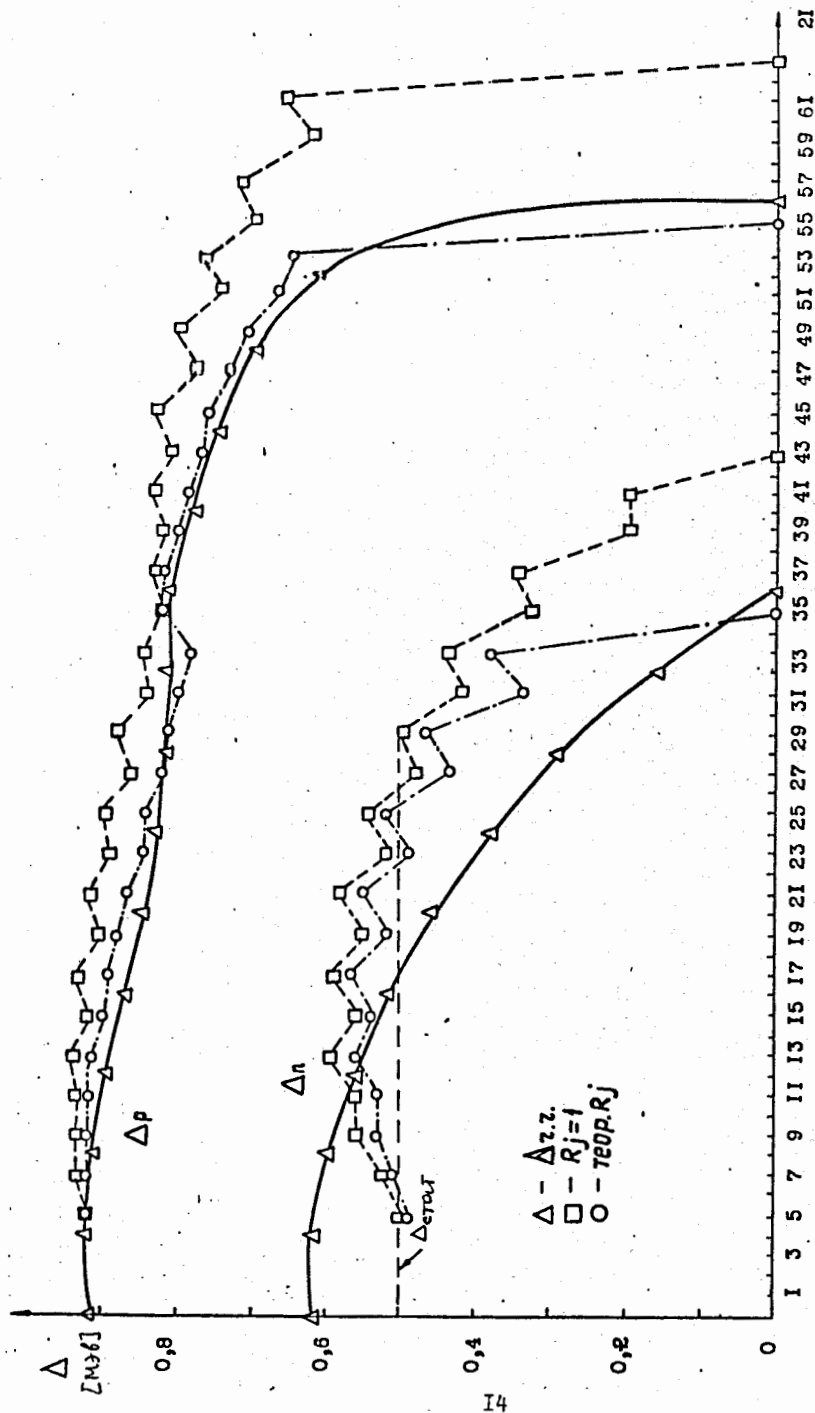


Рис.3. Проведение рассчитанных  $\Delta_N$  и  $\Delta_P$  в  $^{161}\text{Dy}$ . Расчеты проведены с параметрами:  $\delta = 0.302$ ,  $\alpha = 0$ ,  $G_N = 0.115$  Мэв,  $G_Z = 0.18$  Мэв,  $g_0 = 2.5$  (Мэв) $^{-1}$ .

### Л и т е р а т у р а

1. F.S. Stephens, M.D. Holtz, R.M. Diamond, J.O. Newton. Nucl.Phys., A115, 129 (1968).
2. F.S. Stephens. Proceed. Int.Conf.Prop.Nucl., States, Montreal, Canada, 1969 ed. by M. Harvey. Les Presses de L'Universite' de Montreal, 1969, p.129.
3. K.A. Hagemann, S.A. Hjorth, H. Ryde and H. Ohlsson. Phys.Lett., 28B, 661 (1969).
4. S.A. Hjorth, H. Ryde et al. Nucl.Phys., A144, 513 (1970).
5. G. Winter, L. Funke, K. Hohmuth et al. Contributions, Int.Conf. Prop.Nucl.States, Montreal, Canada, 1969.
6. О. Бор, Б. Моттельсон. Атомная энергия, 14, 41 (1963); Nuclear Structure, v.II ( to be published).
7. C.W. Reich, M.E. Bunker. Proc.Dubna Sump. Nucl.Struct., IAEA, Vienna, 1968, p.119.
8. A. Bohr. Rotational States of Atomic Nuclei. Copenhagen (1954).
9. М.И. Черней, В.Д. Овсянников. ЯФ, 10, 262 (1969).
10. Н.И. Пятов, М.И. Черней, М.И. Базнат. Препринт ОИЯИ, Е4-5468, Дубна, 1970.
11. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер., Госатомиздат, М., 1963; Сб. Структура сложных ядер., Атомиздат, М., 1966, стр.38.
12. Z. Wocznanski and S. Ogaza. Nucl.Phys., 69, 186 (1965); 82, 619 (1968); А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 313 (1969); 9, 955 (1969).
13. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, 1690 (1968); Ф.А. Гареев, С.П. Иванова и др. Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна 1967.

14. Ф.А. Гареев, Б.Н. Калинин, Н.И. Пятов, М.И. Черней. ЯФ 8, 305 (1968).
15. М.И. Черней, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ Е4-4523, Дубна 1969.
16. М.И. Базнат, М.И. Черней, Н.И. Пятов. Phys.Lett., 31B, 192 (1970).
17. М.И. Черней, М.И. Базнат, Н.И. Пятов. Сообщение ОИЯИ, Е4-5550, Дубна 1970.
18. A. Johnson, S.A. Hjorth and N. Ryde. Annual Report, 1969, Research Institute for Physics, Stockholm, p.22.
19. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Сообщение ОИЯИ, Р4-4533, Дубна 1969.
20. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Сообщение ОИЯИ Р4-5228, Дубна 1970.
21. K.Y. Chan and J.G. Valatin. Nucl.Phys., 82, 222 (1966).
22. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ, Р4-4966, Дубна 1970.
23. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Прог. и тез. докл. XXI ежегодн. совещ. по ядерн. спектроск., часть I, изд. Наука, Л., 1971 стр.171.
24. S.T. Belyaev. Selected Topics in Nuclear Theory, ed. by F. Janouch. IAEA, Vienna, 1963, p.291.
25. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. Наука, М., 1965.
26. O. Prior, F. Boehm and S.G. Nilsson. Nucl.Phys., A110, 257(1968)

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 апреля 1971 года.