

5889

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P4 - 5889

С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов,  
Д.И. Саламов, Г. Шульц

КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $1^+$  СОСТОЯНИЯ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ  
ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1971

P4 - 5889

С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов,  
Д.И. Саламов, Г. Шульц

КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $1^+$  -СОСТОЯНИЯ  
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ  
ЯДРАХ

*Направлено в Nuclear Physics*

ОИИИ  
БИБЛИОТЕКА

## В в е д е н и е

В настоящее время идея об остаточных спин-спиновых корреляциях нуклонов в атомных ядрах <sup>/1/</sup> получила широкое признание в ядерной физике. В сферических ядрах эти корреляции объясняют наблюдаемое отклонение магнитных моментов от линий Шмидта <sup>/2/</sup>. В деформированных ядрах учет спин-спиновых корреляций позволяет вычислить значения эффективных  $g_K$ -факторов, извлекаемых из магнитных моментов и значений  $B(M1)$  в ротационных полосах <sup>/3,4/</sup>. Спин-спиновые ( $np$ )-корреляции приводят к сильному замедлению разрешенных бета-переходов гамма-теллеровского типа между низколежащими состояниями <sup>/5/</sup>. До сих пор мы упоминали только эффекты, проявляющиеся в низковозбужденных состояниях атомных ядер, и их объяснение требует отталкивательного характера спин-спиновых корреляций. Следовательно, коллективные ветви возбуждений, генерируемых этими остаточными взаимодействиями, должны лежать в области высоких энергий.

Целью данной работы является исследование коллективных  $1^+$ -возбуждений, обусловленных спин-спиновыми корреляциями между тождественными нуклонами в четно-четных деформированных ядрах. Первые результаты этих исследований были опубликованы в работах <sup>/6/</sup>. В них  $1^+$ -состояния рассматривались как вибрационные возбуждения. Расчеты проводились методом Тамма-Данкова с использованием схемы одночас-

тичных уровней в модели Нильссона. Было показано, что в области энергий порядка 10-13 Мэв возможно формирование нескольких когерентных состояний типа магнитного дипольного  $M1$ -резонанса. Эти состояния вбирают в себя большую часть силы  $M1$ -переходов в основное состояние и дают около 80% вклада в дипольное правило сумм.

Состояния типа  $M1$ -резонанса были недавно обнаружены в ядре  $^{208}\text{Pb}$  в реакции  $(\gamma, n)^{171}$ . В интервале энергий 7,4-8,25 Мэв было найдено 7 состояний типа  $1^+$ , которые, по-видимому, исчерпывают основную осцилляторную силу  $M1$ -переходов ( $\approx 90\%$ ). В деформированных ядрах аналогичные состояния пока не обнаружены.

В настоящей работе приведены более полные и уточненные расчеты свойств коллективных  $1^+$  состояний, в которых (а) использована реалистическая схема одночастичных уровней в потенциале Саксона-Вудса, (б) сравниваются расчеты по методу Тамма-Данкова (ТД) и в приближении случайных фаз (СФ), (в) уточнены константы спин-спинового взаимодействия из рассмотрения магнитных моментов нечетных ядер.

### Модельный гамильтониан и описание $1^+$ состояний

Рассмотрим систему нуклонов в аксиально-симметричном среднем поле, взаимодействующих посредством спаривательных и спин-спиновых остаточных сил. Для простоты мы пренебрегаем квадруполь-квадрупольными силами, которые несущественны для рассматриваемых  $1^+$ -состояний. Гамильтониан системы, описывающий внутреннее движение нуклонов при фиксированной ориентации ядра, после канонического преобразования Боголюбова запишем в представлении квазичастиц <sup>/4,6/</sup>:

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int} \quad (1)$$

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} E_s(\tau) B_{ss}(\tau) \quad (1a)$$

$$H_{coll} = \frac{1}{4} \sum_{\pi} \kappa_{\pi} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} [C_{ss}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] \times \sum_{mm} \sigma_{mm}^{(\mu)} L_{mm} [C_{mm}^+(\tau') + C_{mm'}(\tau')] \quad (16)$$

$$H_{int} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\tau,\tau'} \kappa_{\pi} \sum_{ss'} \sum_{mm'} \{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'}^{(\mu)} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm} D_{ss}(\tau) \times [C_{mm}^+(\tau') + C_{mm'}(\tau')] + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} M_{mm} [C_{ss}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] D_{mm}(\tau) \} \quad (1b)$$

Здесь  $H_{sqp}$  описывает квазичастичные возбуждения системы с энергиями  $E_s(\tau) = \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_s(\tau) - \lambda_\tau)^2}$ ;  $H_{coll}$  описывает коллективные  $1^+$  возбуждения с проекцией углового момента на ось симметрии ядра  $K=0$  или  $1$ ;  $H_{int}$  представляет взаимодействие квазичастиц с  $1^+$  фононами. В гамильтониане (1) включена только изотропная по угловым переменным часть спин-спинового взаимодействия, причем предполагается, что все радиальные матричные элементы постоянны и включены в силовой параметр  $\kappa_{\pi}$ . В дальнейшем полагаем  $\kappa_{\pi} = \kappa$ ,  $\kappa_{np} = q\kappa$  ( $0 \leq |q| \leq 1$ ). В выражениях (16) и (1b)  $\sigma_{ss}^{(\mu)}$  - матричные элементы оператора  $\sigma_{\mu}^+ + (-1)^\mu \sigma_{\mu}$ , состояния  $|\nu, \rho\rangle$  и  $|\nu, -\rho\rangle$  сопряжены по времени, величины  $L_{ss}$  и  $M_{ss}$  связаны с параметрами канонического преобразования

$$L_{ss} = u_s v_s' - u_s' v_s, \quad M_{ss} = u_s u_s' + v_s v_s', \quad (2)$$

а операторы  $B_{ss}$ ,  $D_{ss}$  и  $C_{ss}$  определены как

$$B_{ss} = \sum_{\rho=\pm} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho}, \quad D_{ss} = \sum_{\rho} \rho a_{s-\rho}^+ a_{s'-\rho}, \quad C_{ss} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} a_{s\rho}^+ a_{s'-\rho}.$$

В методе СФ  $1^+$ -состояния рассматриваются как однофононные возбуждения, описываемые волновой функцией

$$|\Psi_i\rangle \equiv Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sum_{ss'} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \right] \quad (4)$$

где  $Q_i^+$  - оператор рождения  $1^+$  фонона, а  $|\Psi_0\rangle$  - фононный вакуум. Двух-квaziчастичные амплитуды  $\psi_{ss'}^i$  и  $\phi_{ss'}^i$  нормированы условием

$$\sum_{ss'} [(\psi_{ss'}^i(\tau))^2 - (\phi_{ss'}^i(\tau))^2] = 1. \quad (5)$$

Следуя обычной процедуре метода СФ, получим дисперсионное уравнение для энергий возбуждения  $\omega_i$ :

$$(1 + \kappa F(\tau))(1 + \kappa F(\tau')) - \kappa^2 q^2 F(\tau) F(\tau') = 0, \quad (6)$$

где

$$F(\tau) \equiv \sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}^2(\tau) L_{ss'}^2(\tau)}{E_{ss'}^2(\tau) - \omega_i^2}. \quad (6a)$$

Полагая все  $\phi_{ss'}^i = 0$ , получим обычные уравнения метода ТД.

В силу симметрии выбранного спин-спинового взаимодействия наиболее характерной величиной для рассматриваемых  $1^+$ -состояний будет вероятность перехода в основное состояние. Как показано в работе /6/, приведенная вероятность  $M1$ -перехода может быть записана в виде

$$B_i(M1, 0^+ \rightarrow 1^+ K) = \frac{3}{16\pi} \left[ \sum_{ss'} d_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}(\tau) [\psi_{ss'}^i(\tau) + \phi_{ss'}^i(\tau)]^2 \right], \quad (7)$$

где  $d_{ss'}^{(\mu)}$  - матричный элемент оператора дипольного магнитного момента

$D_\mu$ :  
Так как гамильтониан (1) не является ротационно-инвариантным, среди решений уравнения (6) есть одно "духовое" состояние с  $K=1$ , размешанное по всем состояниям. Процедура отделения "духа" была недавно разработана Бирбрайром /8/. Исключение этого состояния практически не влияет на свойства высоколежащих  $1^+$ -состояний.

$$D_\mu = g_s (\sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu}) + 2g_\ell (\ell_\mu + (-1)^\mu \ell_{-\mu}). \quad (7a)$$

Чтобы установить положение магнитного дипольного резонанса (группы когерентных  $1^+$  уровней), используем дипольное правило сумм и силовые функции  $M1$ -переходов /9,10/

$$\frac{1}{4} \langle \Psi_0 | [D_\mu, [H, D_\mu]] | \Psi_0 \rangle = \frac{8\pi}{3} \sum_i \omega_i B_i(M1, 0^+ \rightarrow 1^+) \quad (8)$$

$$S_\mu(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega} \sum_{(i, \Delta\omega)} |\langle \Psi_i | D_\mu | \Psi_0 \rangle|^2, \quad (9)$$

причем исследуется "насыщение" правой части правила сумм (8) с помощью функции

$$\chi_n(\omega) = \frac{8\pi}{3} \sum_{i=1}^n \omega_i B_i(M1, 0^+ \rightarrow 1^+). \quad (10)$$

Левая часть правила сумм (квaziчастичная оценка) не зависит от  $\kappa_{\pi'}$ . Уравнение (8), вообще говоря, не выполняется, поскольку  $|\Psi_i\rangle$  не являются точными собственными функциями гамильтониана (1). По различию левой и правой частей уравнения (8) можно судить о степени точности используемого приближения при решении задачи. По поведению функции  $\chi_n(\omega)$  можно судить о вкладе различных  $1^+$  состояний в правило сумм.

В области высоких энергий, где плотность  $1^+$ -уровней велика, экспериментально удобнее измерять среднюю приведенную ширину  $M1$ -переходов  $\bar{k}_{M1}$  /11/, которая связана с величиной силовой функции

$$\bar{k}_{M1} = 2,76 \cdot 10^{-3} S(\omega), \quad (10)$$

где  $S(\omega)$  - статистическая сумма  $S_\mu$  при  $\mu=0, \pm 1$  /10/.

## Результаты расчетов и обсуждение

В расчетах использовалась схема одночастичных уровней в деформированном потенциале Саксона-Вудса. Уравнение Шредингера с таким потенциалом решалось методом, развитым в работе <sup>/12/</sup>, при следующих значениях параметров (обозначения см. <sup>/12/</sup>):

$$\begin{aligned} r_0 &= 1,26 \text{ ф}, & V_0 &= 44,8 \text{ Мэв} & & \text{для нейтронов} \\ \kappa_{\ell_s} &= 0,43 \text{ ф}^2, & a &= 1,67 \text{ ф}^{-1} & & \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} r_0 &= 1,24 \text{ ф}, & V_0 &= 60 \text{ Мэв} & & \text{для протонов} \\ \kappa_{\ell_s} &= 0,33 \text{ ф}^2, & a &= 1,67 \text{ ф}^{-1} & & \end{aligned}$$

Для рассматриваемой группы ядер с  $160 \leq A \leq 180$  расчеты проводились при значении параметров деформации

$$\beta_{20} = 0,28, \quad \beta_{40} = 0,02. \quad (12)$$

Отметим, что при значении параметров (11) и (12) удается хорошо описать экспериментальные уровни нечетных ядер в этой области <sup>/13/</sup>. При вычислении характеристик спаривательного взаимодействия ( $\Delta, \lambda$ ) учитывалось по 48 нейтронных и протонных уровней.

Константы спин-спинового взаимодействия находились из расчета магнитных моментов нечетных ядер с использованием методов учета взаимодействия квазичастиц с фононами, развитых в работах Соловьева (см., например, <sup>/14/</sup>) и Кулиева и др. <sup>/4/</sup>. В методе Соловьева фононы в четно-четных ядрах описываются в приближении СФ и полагается, что в нечетных ядрах их структура не меняется, т.е. не учитывается эффект блокировки в фононах. В работе <sup>/4/</sup> учет связи квазичастиц с фононами проводится самосогласованно в методе ТД, т.е. структура  $1^+$ -фононов изменялась в зависимости от состояния нечетной частицы и учитывается эффект блокировки. В качестве примера на рис. 1 показаны

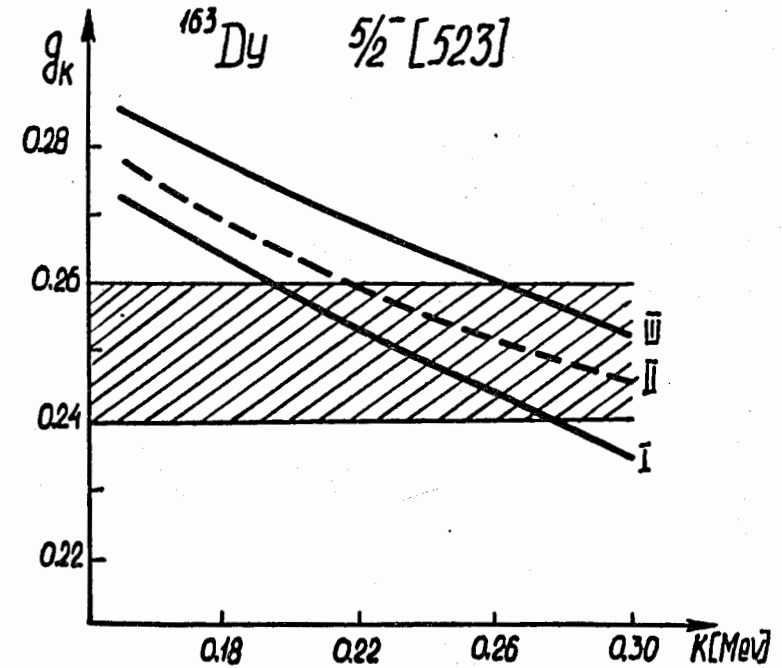


Рис. 1.  $g_K$ -фактор в  $^{163}\text{Dy}$   $5/2^-$  как функция силового параметра  $\kappa$ . Расчеты проведены по методу Соловьева (I-ТД и II-СФ) и Кулиева-Пятова (III). Заштрихована область экспериментальных значений, приведенных в работе <sup>/4/</sup>.

результаты расчетов  $g_K$ -фактора для основного состояния  $5/2^-$  в ядре  $^{163}\text{Dy}$ , проведенных с использованием обоих методов (в методе Соловьева  $1^+$  фононы вычислялись в приближении ТД и СФ  $x'$ ). Различие этих методов можно свести к перенормировке константы  $\kappa$  примерно на 10-20%. Удовлетворительное описание экспериментальных значений  $g_K$  в редкоземельных ядрах получено при значениях

$$\kappa \approx 0,26 \text{ Мэв и } q \approx 0, \quad (13)$$

что близко к значению  $\kappa = 0,04\hbar\omega_0$ , полученному ранее с моделью Нильссона  $^{14/}$ . Таким образом, при использовании потенциала Саксона-Вудса значение этого параметра практически не изменяется.

Вышеуказанные значения параметров (13) использовались во всех расчетах для четно-четных ядер с  $160 \leq A \leq 180$ .

В интервале энергий возбуждений от 2 до 15 Мэв получено примерно по 140 нейтронных и протонных состояний с  $K=1$  и по 60 состояний с  $K=0$ . В этом интервале энергий можно выделить три области со специфическими свойствами  $1^+$ -состояний.

а. В области спектроскопических энергий ( $\omega \lesssim 4-5$  Мэв) все  $1^+$ -состояния слабо коллективизированы и характеризуются малыми значениями  $B(M1)$  (См. табл. 1). Среди них, однако, могут появиться несколько состояний с  $K=1$ , имеющих  $B(M1) \approx B(M1)_{sp}$ . Как правило, это почти чистые двухквазичастичные состояния с квазичастицами на уровнях из одной сферической подоболочки вблизи поверхности Ферми. Состояния этой области дают малый вклад ( $\approx 5\%$ ) в дипольное правило сумм (см. рис. 2,3).

б. В области энергий связи нейтрона (6-8 Мэв)  $1^+$ -состояния значительно более коллективизированы. Здесь характерное значение  $B(M1) \approx 0,5B(M1)_{sp}$ .

$x'$ / В расчетах учитывалось около 140 фононов с  $K=0$  в нейтронной системе.

Основной вклад в вероятность перехода, как правило, дают одночастичные переходы между состояниями подоболочек с различными  $\ell$  (например, типа  $f_{7/2} \rightarrow h_{11/2}$ ,  $g_{9/2} \rightarrow i_{13/2}$  и т.д.) и между уровнями одной сферической подоболочки (см. табл. 1). Состояния этой области дают примерно 20% вклада в дипольное правило сумм. Они могут наблюдаться в реакциях типа  $(n, \gamma)$ , причем характерное значение  $\bar{k}_{M1}$  для них порядка  $20 \times 10^{-3} \text{ Мэв}^{-3}$  (см. рис. 4). Это предсказание теории качественно согласуется с экспериментальными данными, полученными из  $(n, \gamma)$ -реакций (см., например,  $^{15}$ ). Однако в эксперименте обычно наблюдаются усредненные характеристики  $M1$ -переходов с группы резонансов (с различными значениями спинов) на различные по структуре низколежащие состояния. В теории же вычисляется усредненная по небольшому энергетическому интервалу ширина  $\bar{k}_{M1}$  для переходов с различных по энергии  $1^+$ -состояний в основное состояние. Поэтому в теории и эксперименте мы имеем дело с различными энергетическими зависимостями  $\bar{k}_{M1}$  и прямое сравнение возможно только для отдельных переходов. В отличие от авторов  $^{10/}$  мы приходим к выводу, что  $1^+$ -состояния в области энергии связи нуклона далеко не исчерпывают всей возможной силы  $M1$ -переходов.

в. Несколько сильно коллективизированных (когерентных) состояний с  $K=0$  и  $K=1$  появляются в области энергий 8-10 Мэв. Для них значение  $B(M1)$  может достигать нескольких одночастичных единиц. Эти состояния дают основной вклад в дипольное правило сумм. Можно ожидать, что они формируют магнитный дипольный резонанс, доступный экспериментальному наблюдению в реакциях типа  $(\gamma, n)$ ,  $(p, p')$ ,  $(e, e')$  и др. Гамма-переходы с этих состояний характеризуются большими значениями  $\bar{k}_{M1} \approx 60 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-3}$  (см. рис. 4). Анализ структуры когерентных возбуждений показывает, что они в основном обусловлены одночастичными переходами между уровнями спин-орбитальных партнеров в области энергий связанных состояний, как и в сферических ядрах  $^{19/}$  (см. табл. 1).

Т а б л и ц а I

Характеристики ряда  $1^+$  состояний с наибольшими значениями  $B(M1)$  в  $^{168}\text{Er}$ . Расчет проведен в методе СФ. Амплитуды  $\varphi_{ss'}$  не приведены ввиду их малости ( $|\varphi_{ss'}| < 0,1$ ).

Энергия $\omega_{ss'}$ [МэВ]	$K^\pi$	$B(M1)$		Структура состояний	Амплитуда $\varphi_{ss'}$
		$B(M1)$	$B(M1)_{sp}$		
3,18	$1^+$	1,07		pp 514 $\uparrow$ h11/2 - 523 $\uparrow$ h11/2	-0,99
				pp 411 $\uparrow$ d 5/2 - 411 $\uparrow$ d 3/2	0,18
7,80	$1^+$	1,28		pp 523 $\uparrow$ h11/2 - 523 $\uparrow$ h 9/2	0,27
				pp 532 $\uparrow$ h11/2 - 521 $\uparrow$ f 7/2	-0,82
				pp 532 $\uparrow$ h11/2 - 532 $\uparrow$ h 9/2	0,16
				pp 532 $\downarrow$ h 9/2 - 550 $\uparrow$ h11/2	0,21
				pp 530 $\uparrow$ f 7/2 - 550 $\uparrow$ h11/2	-0,21
				pp 404 $\uparrow$ g 9/2 - 404 $\uparrow$ g 7/2	0,24
8,22	$1^+$	1,02		pp 514 $\uparrow$ h11/2 - 514 $\uparrow$ h 9/2	-0,18
				pp 523 $\uparrow$ h11/2 - 523 $\uparrow$ h 9/2	0,28
				pp 523 $\uparrow$ h 9/2 - 541 $\uparrow$ h11/2	-0,23
				pp 532 $\uparrow$ h11/2 - 521 $\uparrow$ f 7/2	0,39
				pp 532 $\uparrow$ h11/2 - 532 $\uparrow$ h 9/2	0,18
				pp 532 $\downarrow$ h 9/2 - 550 $\uparrow$ h11/2	0,17
				pp 404 $\uparrow$ g 9/2 - 404 $\uparrow$ g 7/2	0,27
				pp 400 $\uparrow$ s 1/2 - 420 $\uparrow$ d 5/2	0,17
				pp 411 $\uparrow$ d 5/2 - 431 $\uparrow$ g 7/2	0,62
9,45	$1^+$	0,73		nn 505 $\uparrow$ h11/2 - 505 $\uparrow$ h 9/2	0,38
				nn 514 $\uparrow$ h11/2 - 503 $\uparrow$ f 7/2	0,16
				nn 514 $\uparrow$ h11/2 - 514 $\uparrow$ h 9/2	0,20
				nn 514 $\uparrow$ h 9/2 - 532 $\uparrow$ h11/2	-0,22
				nn 523 $\uparrow$ h11/2 - 523 $\uparrow$ h 9/2	0,17
				nn 505 $\uparrow$ f 7/2 - 532 $\uparrow$ h11/2	0,58
				nn 501 $\uparrow$ f 5/2 - 541 $\uparrow$ f 7/2	0,45
				nn 642 $\downarrow$ i11/2 - 660 $\uparrow$ i13/2	0,28
9,73	$1^+$	0,99		pp 514 $\uparrow$ h11/2 - 514 $\uparrow$ h 9/2	0,66
				pp 523 $\uparrow$ h11/2 - 512 $\uparrow$ f 7/2	0,22
				pp 523 $\uparrow$ h11/2 - 523 $\uparrow$ h 9/2	0,14
				pp 404 $\uparrow$ g 9/2 - 404 $\uparrow$ g 7/2	0,14
				pp 413 $\uparrow$ g 9/2 - 413 $\uparrow$ g 7/2	-0,16
				pp 422 $\uparrow$ g 7/2 - 400 $\uparrow$ s 1/2	-0,58

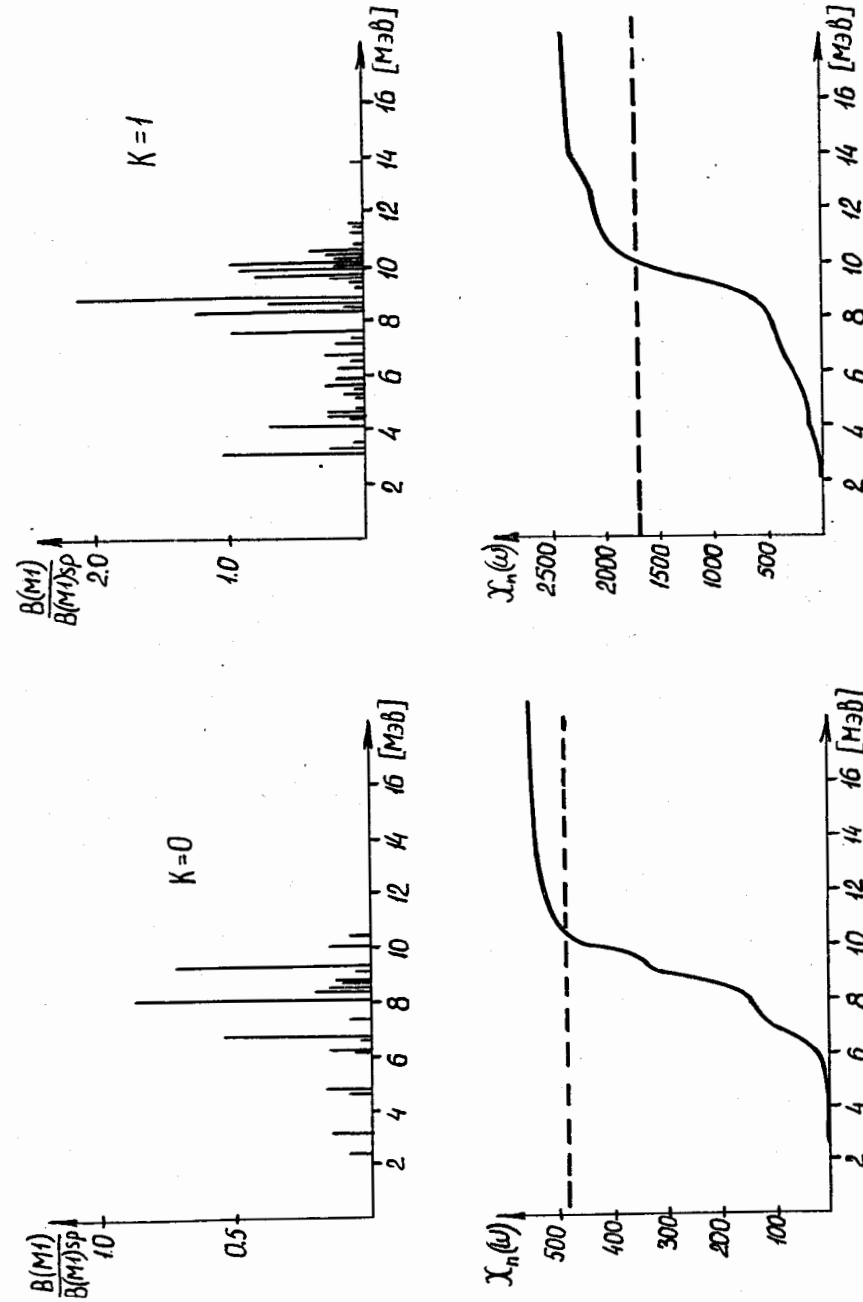


Рис. 2. Энергетическая диаграмма значений  $B(M1)$  (вверху) и правило сумм для  $1^+$ -состояний с  $K=0$  и  $1$  в  $^{168}\text{Er}$ . Левая часть правила сумм показана пунктирной линией. Сплошные кривые соответствуют функции  $X_n$  (расчеты в методе ТД).



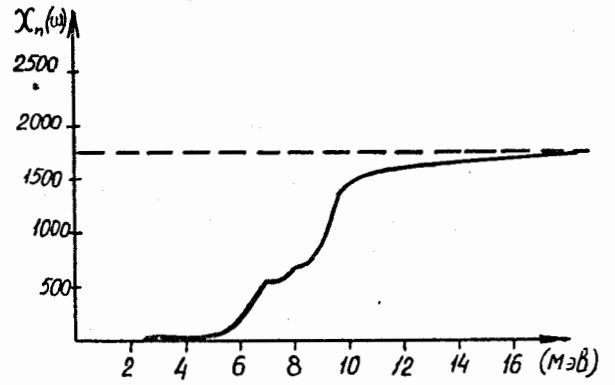
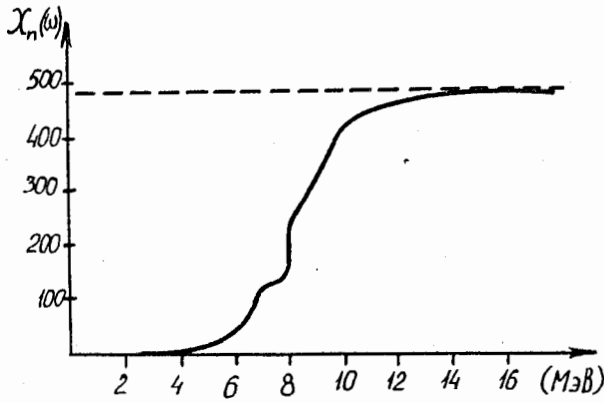
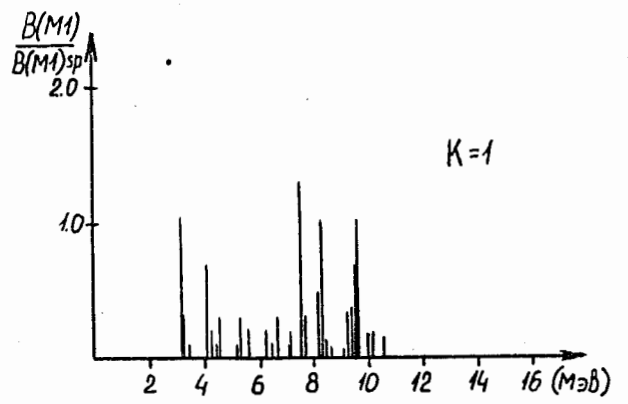
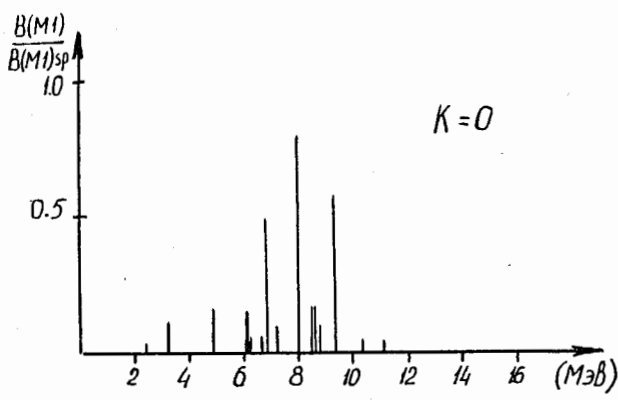


Рис. 3. То же, что и на рис. 2. Расчеты проведены в методе СФ.

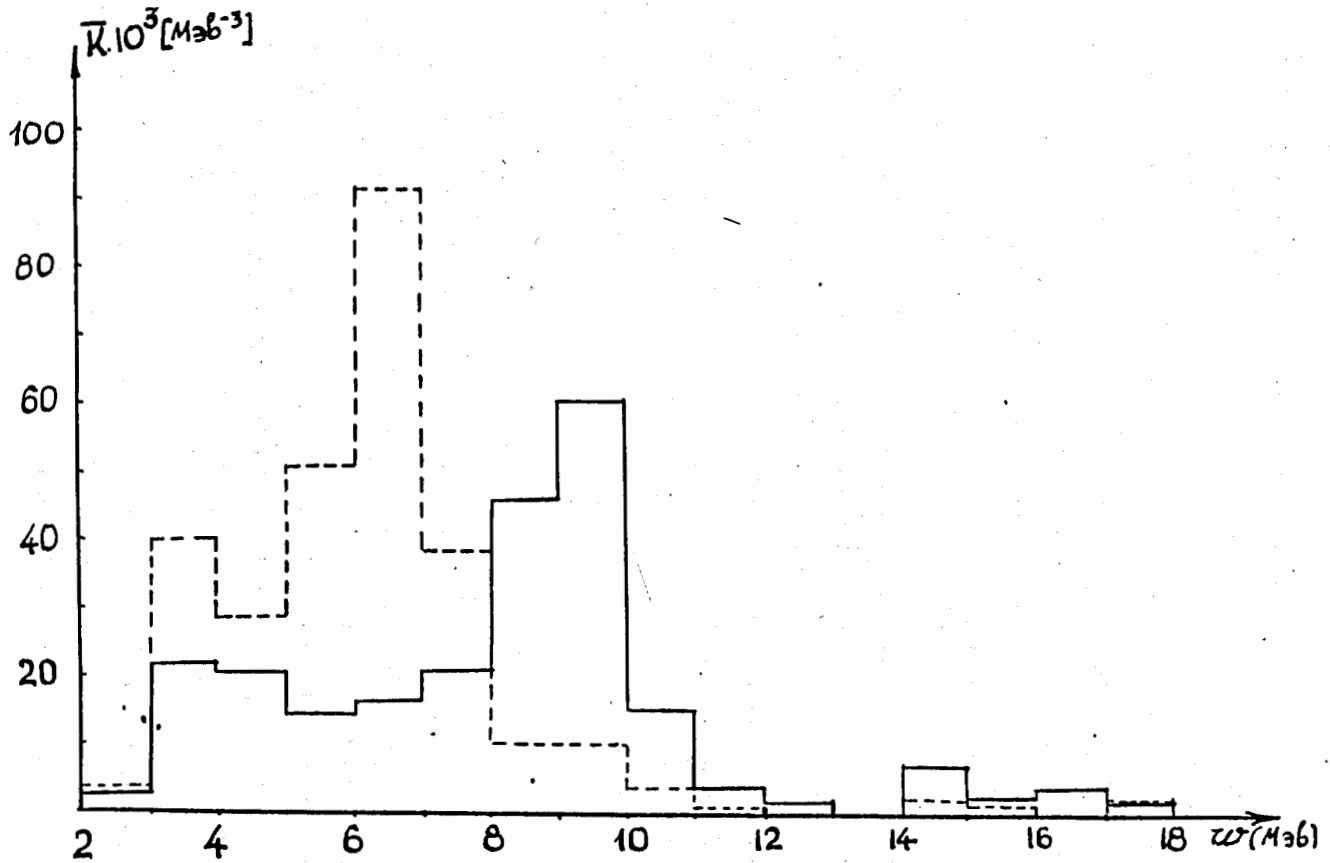


Рис. 4. Приведенная ширина  $\bar{k}_{M1}$  для  $M1$ -переходов в  $^{168}\text{Er}$  (в методе СФ). Энергетическая зависимость  $\bar{k}_{M1}$  в случае  $\kappa=0$  показана пунктирной линией.

В области энергий порядка 15 Мэв появляется несколько слабо коллективизированных состояний. Они соответствуют возбуждениям, при которых происходят переходы с изменением главного квантового числа  $\Delta N = \pm 2$  и характеризуются заметной величиной  $\bar{k}_{M1}$  (рис. 4). При использовании модели Нильссона, в которой нет смешивания состояний из различных оболочек, такие состояния не появляются.

Правила сумма (8) значительно лучше выполняются в методе СФ, чем в приближении ТД (сравни рис. 2 и 3); вычисленные энергии  $\omega_1$  при этом отличаются слабо.

На рис. 4 показано также поведение  $\bar{k}_{M1}$  при  $\kappa = 0$ . Включение спин-спиновых корреляций смещает максимум  $\bar{k}_{M1}$  в область высоких энергий, где формируется  $M1$ -резонанс.

Результаты настоящей работы качественно согласуются с ранее проведенными расчетами при использовании модели Нильссона /8/.

В заключение выражаем признательность сотрудникам отдела теории ядра за полезное обсуждение работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. A. Arima, H. Horie. Progr. Theor. Phys., 11, 509 (1954). 12, 623 (1954). B.R. Mottelson. Proc. Int. School of Phys., XV Course, Varenna, 1960. Academic Press, 1962, p. 44.
2. A. Bohr, B.R. Mottelson. Nuclear Structure, Benjamin Inc., 1969. v. 1; N. Freed, L.S. Kisslinger. Nucl. Phys., 25, 611 (1961); A.B. Migdal. Nucl. Phys., 75, 441 (1966).
3. Э. Боденштедт, Дж. Роджерс. Возмущенные угловые корреляции. Атомиздат, М., 1966, гл. II.  
Z. Bochnacki and S. Ogaza. Nucl. Phys., 69, 186 (1965).

4. A.A. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 313, 955 (1969).

5. J. Fujita and K. Ikeda. Nucl. Phys., 67, 145 (1965);  
J.A. Halbleib and R.A. Sorensen. Nucl. Phys., A98, 542 (1967).

С.И. Габраков, А.А. Кулиев. Препринт ОИЯИ Р4-5003, Дубна, 1970.

6. С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 12, 82 (1970).

S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov, JINR, E4-4908, Dubna, 1970.

7. C.D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1302 (1970).

8. B.L. Birbrair. Nucl. Phys., A108, 449 (1968).

9. R.A. Broglia et al., Nucl. Phys., A109, 353 (1968).

10. C.S. Shapiro and G.T. Emery. Phys. Rev. Lett., 23, 244 (1969).

11. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, Москва, 1954.

12. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 1960 (1968).

13. О. Натан, С.Г. Нильссон. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана. Атомиздат, М., гл. 10, 1969.

14. V.S. Soloviev. Phys. Lett., 16, 308 (1965);  
Prog. Nucl. Phys., 10, 239 (1968).

15. L.M. Bollinger and G.E. Thomas. Phys. Rev., C2, 1951 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 июня 1970 года.