

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-84-695

Я.Квасил, М.М.Чариев,* Б.Чориев*

ОБ ОКТУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ
В ЯДРАХ ^{158}Dy И ^{168}Er

* Институт ядерной физики АН УзССР

ВВЕДЕНИЕ

В ^{1/} исследовались характеристики низколежащих состояний отрицательной четности в ¹⁵⁸Dy и ¹⁶⁸Er в рамках приближения случайной фазы /ПСФ/, основанного на модели принудительного вращения /МПВ/. Было показано, что МПВ+ПСФ позволяет хорошо описывать экспериментальный спектр, однако вычисленные значения $V(1)$ -фактора грубо воспроизводят экспериментальные данные. В ^{1/} остаточные дальнедействующие взаимодействия были взяты в виде сумм диполь-дипольного, октуполь-октупольного и диполь-октупольного членов. Такой вид остаточных взаимодействий вытекает из рассуждений о восстановлении трансляционной симметрии полного гамильтониана, нарушенной деформированным средним полем нуклонов /см., напр., ^{2/}/. Через диполь-октупольный член в остаточных взаимодействиях к низколежащим состояниям октупольного типа примешиваются дипольные компоненты, которые сильно влияют на $V(E1)$. Поэтому для дальнейшего исследования дипольных переходов необходимо анализировать влияние диполь-октупольного взаимодействия на решения ПСФ уравнений.

С этой целью в данной работе проведены вычисления энергий низколежащих состояний в ядрах ¹⁵⁸Dy и ¹⁶⁸Er, в случае, когда остаточное дальнедействующее взаимодействие представлено в чистом октуполь-октупольном виде, т.е. без диполь-дипольных и диполь-октупольных членов. Сравнение результатов такого вычисления с результатами ^{1/} позволяет выяснить природу состояний отрицательной четности. В работе также проводится анализ силовых констант остаточных взаимодействий.

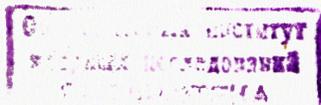
1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Способ вычисления в рамках подхода МПВ+ПСФ детально описан в ^{1,3/}, поэтому коротко напомним основные идеи. МПВ+ПСФ метод стартует из кренкинг-гамильтониана

$$H' = H - \sum_r \lambda_r \hat{N}_r - \Omega \hat{I}_x . \quad /1/$$

Полный ядерный гамильтониан H в лабораторной системе состоит из среднего деформированного поля H_{av} и остаточных взаимодействий H_{RES}

$$H = H_{av} + H_{RES} , \quad /2/$$



где, в отличие от работы /1/, остаточное взаимодействие отрицательной четности имеет вид

$$H_{RES} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=-3}^3 \kappa_{3\mu} \hat{L}_{3\mu}^+ \hat{L}_{3\mu}, \quad \hat{L}_{\lambda\mu} \equiv r^\lambda y_{\lambda\mu}. \quad /3/$$

В /3/ и дальше будет использовано обозначение, введенное в /1/. Известно /см., напр., /1,3-6/ /, что МПВ+ПСФ подход состоит из двух этапов.

На первом этапе решается задача Хартри-Фока-Боголюбова /ХФБ/ в кренкинг-модели /см. /7-11/ /. Способ решения этой задачи для конкретных ядер ^{158}Dy и ^{188}Er подробно описан в /1,3/, где также приведены параметры среднего поля и взаимодействия спаривания для обоих изучаемых в данной работе ядер. Решая задачу ХФБ, получаем одноквазичастичный спектр и соответствующие состояния. Квазичастичный вакуум $|\Omega\rangle$ при данной частоте вращения Ω характеризует состояния ядра на ираст-линии с данным Ω /т.е. с данным моментом I/.

На втором этапе получаются структура и энергия фононов, характеризующих вибрационные состояния вблизи ираст-линии, с помощью ПСФ. С этой целью вводятся двухквазичастичные бозонные операторы $b_{k\bar{l}}^+ = a_k^+ a_{\bar{l}}^+$, $b_{k\bar{l}}^- = i a_k^+ a_{\bar{l}}^+$, $b_{k\bar{l}}^\pm = i a_k^\pm a_{\bar{l}}^\pm$ /см. /1,3-6/ /. Все одночастичные операторы, участвующие в гамильтониане и операторах переходов, можно выразить в виде разложений по степеням этих бозонов. Ограничиваясь членами до первого порядка по бозонам, в этих разложениях часть кренкинг-гамильтониана, ответственную за вибрационные возбуждения отрицательной четности, можно выразить в виде *

$$H' = H_{(+)} + H_{(-)}, \quad /4/$$

где

$$H_{(+)} = \sum_{ij} (E_i + E_j) b_{ij}^+ b_{ij}^- - \sum_{\mu=1}^3 \frac{\kappa_{3\mu}}{2} O_{\mu}^{(1)}(+) O_{\mu}^{(1)}(+), \quad /5a/$$

$$H_{(-)} = \frac{1}{2} \sum_{ij} \{ (E_i + E_j) b_{ij}^+ b_{ij}^- + (E_{\bar{i}} + E_{\bar{j}}) b_{\bar{i}\bar{j}}^+ b_{\bar{i}\bar{j}}^- \} - \sum_{\mu=0}^3 \frac{\kappa_{3\mu}}{2} O_{\mu}^{(1)}(-) O_{\mu}^{(1)}(-). \quad /56/$$

В /5a/ и /56/ $O_{\mu}^{(1)}(\pm)$ представляют часть операторов, линейных по бозонам:

* Часть кренкинг-гамильтониана, ответственная за возбуждения коллективных состояний положительной четности, была рассмотрена в /3/.

$$\begin{aligned} \hat{O}_0(-) &\equiv \hat{L}_{30}, & \hat{O}_1(+) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{31} + \hat{L}_{3-1}), \\ \hat{O}_1(-) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{31} - \hat{L}_{3-1}), & \hat{O}_2(+) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{32} + \hat{L}_{3-2}), \\ \hat{O}_2(-) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{32} - \hat{L}_{3-2}), & \hat{O}_3(+) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{33} + \hat{L}_{3-3}), \\ \hat{O}_3(-) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{L}_{33} - \hat{L}_{3-3}), \end{aligned} \quad /6/$$

Конкретный вид величин $O_{\mu}^{(1)}(\pm)$ приведен в /1/. Индексы +/- в /4/, /5/ и /6/ отвечают симметрии двухквазичастичных бозонов, входящих в данное выражение, относительно поворота вокруг оси X на угол π .

$$R_x(\pi) b_{ij}^+ R_x^{-1}(\pi) = b_{ij}^+, \quad R_x(\pi) b_{ij}^+ R_x^{-1}(\pi) = -b_{ij}^+, \quad R_x(\pi) b_{\bar{i}\bar{j}}^+ R_x^{-1}(\pi) = -b_{\bar{i}\bar{j}}^+. \quad /7/$$

Решая уравнения движения

$$[H', \mathcal{P}_{\lambda}] = i\omega_{\lambda} X_{\lambda}, \quad [H', X_{\lambda}] = -i\mathcal{P}_{\lambda}, \quad [X_{\lambda}, \mathcal{P}_{\lambda}] = i\delta_{\lambda\lambda}. \quad /8/$$

в рамках ПСФ, можно получить структуру и энергии вибрационных состояний вблизи ираст-линии. В /8/ X_{λ} , \mathcal{P}_{λ} и ω_{λ} - обобщенная координата, обобщенный импульс и энергия вибрационного состояния λ , соответственно. В общем случае величины X_{λ} и \mathcal{P}_{λ} можно искать в виде линейной комбинации большого числа двухквазичастичных бозонов. Поскольку обе части - /5a/ и /56/ гамильтониана H' взаимно коммутируют, уравнения /8/ можно решать отдельно для каждой части.

а/ Обобщенные координаты X_{λ} и импульсы \mathcal{P}_{λ} для гамильтониана $H_{(+)}$ ищем в виде

$$X_{\lambda} = \sum_{ik} X_{ik}^{(\lambda)} (b_{i\bar{k}}^+ + b_{i\bar{k}}^-), \quad \mathcal{P}_{\lambda} = i \sum_{ik} \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)} (b_{i\bar{k}}^+ - b_{i\bar{k}}^-). \quad /9/$$

Стандартным образом в ПСФ /см., напр., /1,3-5/ / получаем для коэффициентов $X_{ik}^{(\lambda)}$ и $\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$ однородную систему уравнений, из условия разрешимости которой вытекает секулярное уравнение для энергий

$$\omega_{\lambda}(\Omega) \text{ однофоновных состояний } Q_{\lambda}^+ |\Omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{\omega_{\lambda}} X_{\lambda} - \frac{i}{\sqrt{\omega_{\lambda}}} \mathcal{P}_{\lambda}) |\Omega\rangle / \text{ин-}$$

декс λ нумерует все решения ПСФ-уравнений с гамильтонианом $H_{(+)}$ в виде

$$\begin{vmatrix} S_{11}^{(+)} - \frac{1}{2\kappa_{31}} & \omega_{\lambda} U_{12}^{(+)} & \omega_{\lambda} U_{13}^{(+)} \\ \omega_{\lambda} U_{21}^{(+)} & S_{22}^{(+)} - \frac{1}{2\kappa_{32}} & \omega_{\lambda} U_{23}^{(+)} \\ \omega_{\lambda} U_{31}^{(+)} & \omega_{\lambda} U_{32}^{(+)} & S_{33}^{(+)} - \frac{1}{2\kappa_{33}} \end{vmatrix} = 0, \quad /10/$$

где

$$S_{ad}^{(+)} \equiv \sum_{ik} \frac{E_{ik}^{-2} a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2}, \quad U_{ad}^{(+)} \equiv \sum_{ik} \frac{a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2}, \quad /11/$$

a_{ik}^{1+}, d_{ik}^{1+} представляют квазичастичные матричные элементы f_{ik}^{1+} операторов $\hat{O}^{(\mu)}$ / $\mu = 1, 2, 3$ / см. выражение /8/ в /1/ /
 $b_{ik}^{1+}, \tilde{b}_{ik}^{1+}$ обобщенные координаты X_{ik} и импульсы \mathcal{P}_{ik} в случае $H^{(-)}$ ищем в виде линейной комбинации двух квазичастичных бозонов

$$X_{ik} = \sum_{ik} \{ X_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^{+} + b_{ik}^{-}) + \tilde{X}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^{+} - b_{ik}^{-}) \},$$

$$\mathcal{P}_{ik} = i \sum_{ik} \{ \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^{+} - b_{ik}^{-}) + \tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^{+} + b_{ik}^{-}) \}, \quad /12/$$

где опять получаем для $X_{ik}^{(\lambda)}, \tilde{X}_{ik}^{(\lambda)}, \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$ и $\tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda)}$ систему уравнений с условием разрешимости в виде секулярного уравнения

$$\begin{vmatrix} S_{00}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_{30}} & \omega_{\lambda} U_{10}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{20}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{30}^{(-)} \\ \omega_{\lambda} U_{01}^{(-)} & S_{11}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_{31}} & \omega_{\lambda} U_{21}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{31}^{(-)} \\ \omega_{\lambda} U_{02}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{12}^{(-)} & S_{22}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_{32}} & \omega_{\lambda} U_{32}^{(-)} \\ \omega_{\lambda} U_{03}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{13}^{(-)} & \omega_{\lambda} U_{23}^{(-)} & S_{33}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_{33}} \end{vmatrix} = 0, \quad /13/$$

где

$$S_{ad}^{(-)} \equiv \sum_{ik} \left\{ \frac{E_{ik}^{-2} a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} + \frac{E_{ik}^{-2} \tilde{a}_{ik} \tilde{d}_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} \right\}, \quad U_{ad}^{(-)} \equiv \sum_{ik} \left\{ \frac{a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} + \frac{\tilde{a}_{ik} \tilde{d}_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} \right\}, \quad /14/$$

a_{ik}, d_{ik} - квазичастичные матричные элементы операторов $\hat{O}_{\mu}^{(-)}$ / $\mu = 0, 1, 2, 3$ / см. выражение /8/ в /1/ /.

Из симметрии волновой функции ядра в кренкинг-модели относительно поворота $R_x(\pi)$ вытекает /см., напр., /1/ /, что для получения энергий ω_{λ} и структуры однофоновых состояний $Q_{\lambda}^{+} | \Omega \rangle$ отрицательной четности /т.е. коэффициентов $X_{ik}^{(\lambda)}, \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$ / при четных значениях полного момента I надо решать секулярное уравнение /10/ и соответствующую ему систему уравнений для $X_{ik}^{(\lambda)}$ и $\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$. При нечетных значениях полного момента I решаем секулярное уравнение /13/ и соответствующую систему уравнений для $X_{ik}^{(\lambda)}, \tilde{X}_{ik}^{(\lambda)}, \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$ и $\tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda)}$ /т.е. при четных значениях I работает часть $H^{(+)}$ гамильтониана /4/, для нечетных значений I - часть $H^{(-)}$ /.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты вычислений энергетических спектров в рамках МПВ + ПСФ подхода без учета диполь-дипольных /д.-д./ и диполь-октупольных /д.-о./ остаточных взаимодействий /вариант II / сравниваются с результатами работы /1/, где д.-д. и д.-о. силы были учтены /вариант I /.

В табл.1 дано сравнение силовых констант $\kappa_{3\mu} / \mu = 0, 1, 2, 3 /$ варианта I /столбец I / и II /столбец II /, полученными из требования воспроизведения экспериментальных энергий состояний $IK_{\nu}^{\pi} = 10_{2}^{-}, 21_{1}^{-}, 22_{1}^{-}$ и 33_{1}^{-} для ^{158}Dy и ^{168}Er .

Из таблицы видно, что константы κ_{32} и κ_{33} в обоих случаях совпадают. Из-за отсутствия д.-д. и д.-о. силы констант κ_{30} и κ_{31} изменились по сравнению с /1/. Константа κ_{30} в варианте I примерно в 2,5 раза больше, чем κ_{30} в варианте II и, наоборот, константа κ_{31} в варианте I приблизительно в 2 раза меньше, чем κ_{31} в варианте II.

В табл.2 и 3 сравниваются экспериментальные значения энергий с теоретическими значениями, полученных в вариантах I и II для ^{158}Dy и ^{168}Er соответственно. Из табл.2 видно, что все низколежащие полосы в ^{158}Dy можно энергетически описать в рамках МПВ + ПСФ подхода с учетом только октуполь-октупольных остаточных взаимодействий. Единственный вопрос в случае ^{158}Dy возникает в связи с состояниями $IK_{\nu}^{\pi} = 11_{1}^{-}$ и 51_{1}^{-} , которые в настоящем расчете сдвинуты в область энергий выше, чем в 2,5 МэВ, и поэтому в таблице не приведены. Как видно из табл.3, для ^{168}Er также получено энергетическое описание почти всех вращательных низколежащих полос при использовании только октуполь-октупольных остаточных сил. Как и для ^{158}Dy , в случае чисто октуполь-октупольных остаточных сил энергия состояний полосы $IK_{\nu}^{\pi} = 4_{1}^{-}$ сдвинута в область энергий выше 2,5 МэВ по сравнению с экспериментальными данными. Поэтому эти значения не приведены в табл.3. Отметим, что энергетический сдвиг вверх наблюдался в данной полосе уже в работе /1/. Пренебрежение д.-д. и д.-о. силами увеличивает этот сдвиг. Имеющийся факт свидетельствует о том,

Таблица 1

Сравнение силовых констант $\kappa_{3\mu}$ в ^{158}Dy и ^{168}Er

	$\kappa_{30}, \frac{\text{МэВ}}{\text{Фм}^6} \times 10^{-4}$		$\kappa_{31}, \frac{\text{МэВ}}{\text{Фм}^6} \times 10^{-4}$		$\kappa_{32}, \frac{\text{МэВ}}{\text{Фм}^6} \times 10^{-4}$		$\kappa_{33}, \frac{\text{МэВ}}{\text{Фм}^6} \times 10^{-4}$	
	I	II	I	II	I	II	I	II
^{158}Dy	0,278	0,117	0,076	0,158	0,294	0,294	0,722	0,718
^{168}Er	0,265	0,111	0,063	0,136	0,218	0,218	0,427	0,427

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и теоретических энергий низколежащих состояний в ^{188}Dy
(в МэВ)

С п и и	$K_y^{\pi} = 0_1^+$ (црост)	$K_y^{\pi} = 0_2^-$		$K_y^{\pi} = 1_1^-$		$K_y^{\pi} = 2_1^-$		$K_y^{\pi} = 3_1^-$		
		эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	теор-II
1	-	1,608	1,806	1,607	1,442	1,443	0)	-	-	-
2	0,099	-	-	-	1,501	1,501	1,501	1,372	1,372	1,372
3	-	1,672	2,068	2,109	1,514	1,512	2,060	1,397	1,357	1,397
4	0,318	-	-	-	1,618	1,610	1,588	1,519	1,517	1,509
5	-	1,819	1,905	2,190	1,635	1,648	0)	1,528	1,506	1,566

а) - экспериментальные энергии взяты из работ /12,18/,

б) - сдвинутый уровень в область энергий выше 2,5 МэВ, в случае учета октуполь-октупольных сил при любых значениях K_y^{π} ,

в) - уровень лежит выше, чем 2,5 МэВ.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и теоретических значений энергий низколежащих состояний в ^{188}Er (в МэВ)

С п и и	$K_y^{\pi} = 0_1^+$ (црост)	$K_y^{\pi} = 1_1^-$		$K_y^{\pi} = 3_1^-$		$K_y^{\pi} = 2_1^-$		$K_y^{\pi} = 6_1^-$		$K_y^{\pi} = 0_2^-$			
		эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	теор-II
1	-	1,358	1,359	0)	-	-	-	-	-	-	1,786	1,761	1,786
2	0,079	1,403	1,403	1,402	-	1,569	1,569	1,569	-	-	-	-	-
3	-	1,431	1,436	0)	1,542	1,543	1,633	1,649	1,633	-	-	1,913	1,907
4	0,264	1,542	1,601	1,615	1,615	1,615	1,719	1,673	1,674	-	-	-	-
5	-	1,574	1,682	1,777	1,707	1,895	1,779	1,820	1,991	1,933	-	2,185	1,992
6	0,548	1,760	1,751	1,751	1,820	1,569	1,580	1,949	1,963	1,963	1,773	1,785	-
7	-	-	1,959	1,965	1,950	2,236	2,065	-	0)	0)	-	1,847	1,831
8	0,928	-	1,952	1,944	-	2,042	2,042	-	0)	0)	-	1,899	1,899

Таблица 3 / продолжение /

С т р и ца	$K_{\nu}^{\pi} = 0_1^+$ (фракт)	$K_{\nu}^{\pi} = 3_2^-$		$K_{\nu}^{\pi} = 4_2^-$		$K_{\nu}^{\pi} = 1_2^-$		$K_{\nu}^{\pi} = 3_3^-$		$K_{\nu}^{\pi} = 4_3^-$	
		эксп.	теор-I								
1	-	-	-	-	-	1,936	1,923	-	-	-	-
2	0,079	-	-	-	-	1,972	1,881	-	-	-	-
3	-	1,828	1,861	-	-	2,022	2,069	1,999	2,117	-	-
4	0,264	1,892	1,858	1,905	1,914	2,097	2,344	2,089	2,077	2,050	1,950
5	-	1,983	-	1,981	2,001	2,129	2,051	2,200	2,200	2,148	г)
6	0,548	2,098	2,088	2,118	2,120	-	2,216	2,398	-	2,461	2,334

а) - экспериментальные энергии взяты из работы /14/,

б), в) - см. примечание к табл. 2,

г) - сдвинутый уровень в области энергий выше 2,5 МэВ, в случае вариантов I и II.

что полоса $K_{\nu}^{\pi} = 4_1^-$, вероятно, обусловлена д.-д. и д.-о. взаимодействиями и их связью с вращением. Однако окончательное заключение о природе этой полосы требует дальнейшего анализа /напр., учет гексадекапольных членов в остаточных взаимодействиях и т.д./. Кроме полосы $K_{\nu}^{\pi} = 4_1^-$ в случае ^{168}Er /как и у ^{158}Dy / возникает вопрос о состояниях $IK_{\nu}^{\pi} = 11_1^-$ и 31_1^- , которые при учете только октуполь-октупольного остаточного взаимодействия также сдвинуты выше 2,5 МэВ. Следовательно, можно ожидать большого влияния д.-д. и д.-о. взаимодействий на эти состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ энергетического спектра в рамках МПВ+ПСФ подхода с учетом только октуполь-октупольных остаточных взаимодействий показывает, что:

1/ в ^{158}Dy все низколежащие полосы отрицательной четности имеют октупольный характер. Только в случае $K_{\nu}^{\pi} = 1_1^-$ полосы можно ожидать больших дипольных примесей в состояниях этой полосы, поскольку в пренебрежении д.-д. и д.-о. силами некоторые состояния /в частности, состояния с нечетными угловыми моментами/ значительно сдвинуты вверх по энергии;

2/ в ^{168}Er все низколежащие полосы отрицательной четности, за исключением полосы $K_{\nu}^{\pi} = 4_1^-$, имеют октупольный характер /т.е. можно описать их энергию в рамках МПВ+ПСФ подхода с учетом октуполь-октупольных остаточных сил/. Поскольку в пренебрежении д.-д. и д.-о. силами $K_{\nu}^{\pi} = 4_1^-$ полоса в спектре сильно сдвинута вверх по сравнению с экспериментом и результатами работы /1/, можно считать, что данная полоса обусловлена д.-д. и д.-о. остаточными взаимодействиями. По этой причине как у ^{158}Dy , так и у ^{168}Er , можно ожидать в состояниях полосы $K_{\nu}^{\pi} = 1_1^-$ большие дипольные примеси.

Для дальнейшего анализа $B(E1)$ -факторов необходимо изучить влияние д.-д. и д.-о. сил непосредственно на $B(E1)$ /не только на энергии полос/. Кроме того, надо также включить в анализ и гексадекапольные степени свободы, чтобы окончательно решить вопрос о структуре фононов, описывающих полосы с $K_{\nu}^{\pi} \geq 4_1^-$. Все эти задачи являются предметом нашего дальнейшего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-84-488, Дубна, 1984.
2. Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonica, 1977, v. 22, p. 127.
3. Квасил Я. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 844.
4. Marshalek E.R. Nucl. Phys., 1977, A275, p. 416.
5. Михайлов И.Н., Янссен Д. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, т. 41, с. 1576.

6. Egido J.L. et al. Nucl.Phys., 1980, A341, p. 229.
7. Banerjee B., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys., 1973, A215, p. 366.
8. Bhargava P.C. Nucl.Phys., 1973, A207, p. 258.
9. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, A256, p. 106.
10. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1976, A265, p. 113.
11. Dudek J., Werner T. J.Phys., 1978, G4, p. 1543.
12. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер, "Фан", Ташкент, 1980.
13. Anderson D.L. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p. 383.
14. Davidson W.F. et al. J.Phys., 1981, G7, p. 455.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1984 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Квасил Я., Чариев М.М., Чориев Б. P4-84-695
Об октупольных состояниях в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er

Исследованы характеристики низколежащих состояний отрицательной четности в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er в рамках приближения случайной фазы, основанного на модели принудительного вращения. В качестве остаточного взаимодействия используются октуполь-октупольные силы. Вычисленные энергии уровней сравниваются с экспериментальными значениями, а также значениями энергий, полученными при учете сил диполь-дипольного, октуполь-октупольного и диполь-октупольного типа. Результаты расчета применяемой модели позволяют выяснить природу низколежащих состояний отрицательной четности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kvasil J., Chariev M.M., Choriev B. P4-84-695
About Octupole States in ^{158}Dy and ^{168}Er

The properties of negative parity low-lying states in ^{158}Dy and ^{168}Er in the RPA based on the cranking model are investigated. Octupole-octupole forces have been used as a residual interaction. Calculated energy levels are compared with the experimental ones, and also with the energy values obtained with making allowance for dipole-dipole, octupole-octupole and dipole-octupole type forces. The results of calculation by the used model permit to understand the nature of negative parity low-lying states.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984