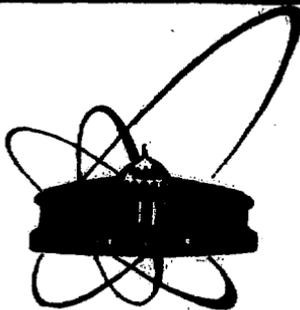


348506585



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-16

Н.А.Бонч-Осмоловская, В.А.Морозов,
В.О.Нестеренко

НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДРА ^{165}Er

Направлено в журнал
"Известия АН СССР"

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени имеется довольно обширная информация о возбужденных состояниях ^{165}Er . В работах ¹⁻⁷ схема уровней ^{165}Er исследовалась из β -распада ^{165}Tm . Были измерены спектры γ -лучей, конверсионных электронов, $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -совпадений, позитронное излучение, $\gamma\gamma(\theta)$ - угловые корреляции и времена жизни возбужденных состояний. Кроме того, уровни ^{165}Er исследовались в ядерных реакциях: (d, p) , $(d, t)^{8,9/}$, $(\alpha, 3n)^{10/}$, $(^3\text{He}, \alpha)^{11/}$, $(p, t)^{12/}$. Несмотря на обширные экспериментальные данные, остается много спорных вопросов об идентификации ряда состояний, недостаточно проанализированы приведенные вероятности γ -переходов.

Теоретические расчеты структуры состояний ^{165}Er , выполненные в рамках квазичастично-фононной модели /КФМ/^{13/}, не воспроизводят в работах ^{14-15/} всю последовательность уровней, наблюдаемую в эксперименте, недостаточно также согласие теоретических и экспериментальных энергий ряда состояний.

Целью настоящей работы является анализ возбужденных состояний в ^{165}Er на основе имеющихся экспериментальных данных и расчетов в рамках КФМ^{13/} с учетом ряда модификаций^{16-19/}, позволяющих существенно уточнить некоторые характеристики этих состояний.

1. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Гамильтониан КФМ состоит из среднего поля в виде потенциала Саксона-Вудса с параметрами^{14/} спаривательного взаимодействия и факторизованных изоскалярных мультиполь-мультипольных сил. Все параметры модели фиксировались при расчетах однофононных квадрупольных и октупольных возбуждений четно-четного остова ядра. Волновая функция состояния нечетного ядра с фиксированным значением K^π имеет вид:

$$|K^\pi \pi \sigma\rangle = \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^{\pi} a_{\rho}^{\dagger} + \sum_{g_1 g_2} D_{g_1 g_2}^{\pi} \delta_{K_1 + \sigma, K_2} \sigma_{g_1}^{\dagger} \sigma_{g_2}^{\dagger} \right\} |K^\pi \pi \sigma\rangle.$$

Здесь π - номер состояния с заданным K^π ; $\sigma = +1$ - знак проекции углового момента на ось симметрии ядра; $a_{\rho}^{\dagger}(\alpha^{\dagger})$ и $Q_{g\sigma}^{\dagger}$ - операторы рождения соответственно одноквазичастичного состояния $g\sigma(\rho\sigma)$ и однофононного $g\sigma$; $g = \lambda\mu i$, где i - номер фо-

нона мультипольности $\lambda\mu$; везде $K > 0$, $\mu \geq 0$. В вычислениях учитывалось $\Delta N = 2$ -смешивание, а также смешивание состояний с одинаковыми K^{π} , возникающие вследствие взаимодействия квазичастиц с фононами.

Настоящие расчеты имеют ряд отличий по сравнению с работами /14,15/. Во-первых, нами была использована процедура последовательного учета принципа Паули в компонентах волновой функции "квазичастица + фонон", в результате чего эти компоненты подавляются в той степени, в которой в них нарушен принцип Паули /16/.

Во-вторых, в расчетах для ^{185}Er в /14,15/ не учитывались вибрационные компоненты, соответствующие диагональным матричным элементам $(\rho + Q(20))$. Это мотивировалось тем, что такие компоненты могут содержать "духовые" примеси, поскольку гамма-тоннан нечетного ядра не коммутирует с оператором числа частиц /13/. Однако эти компоненты содержат также β -вибрационные и парно-вибрационные примеси, реально существующие в ядре. Поэтому в настоящей работе компоненты $\rho + Q(20)$ /будем в дальнейшем называть их β -вибрационными/ включены в расчеты для всех состояний, кроме $1/2^+[660]$ и $3/2^+[651]$, где их учет приводит к резкому понижению энергии этих состояний.

В-третьих, энергии одноквазичастичных компонентов ρ рассчитывались нами методом проектирования по числу частиц до варьирования с учетом блокировки /18,19/. Этот метод более корректен, чем обычная процедура VCS с блокировкой. Он позволил несколько улучшить общее согласие расчетов с экспериментом.

В-четвертых, нами рассчитывались приведенные вероятности $E2$ -переходов. При этом учитывался вклад как одночастичных, так и вибрационных компонентов состояний /17/, причем вклад последних, как оказалось, является доминирующим в рассмотренных переходах.

Остальные детали расчетов такие же, как и в /14/.

Мы рассматриваем, главным образом, характеристики оснований ротационных полос, поэтому взаимодействие Кориолиса не учитывается. В основном взаимодействии Кориолиса будет влиять на свойства состояний положительной четности из подоболочки $1i_{19/2}$.

Оценки параметра развязывания "а" проводились по формуле /20/:

$$E(I) = E(K) + A I(I+1) - K^2 + a(-1)^{I+1/2} (I + 1/2) \delta_{K, 1/2}] .$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В данном разделе анализируются свойства ряда возбужденных состояний ^{185}Er на основе известных экспериментальных данных /1-12/ и наших теоретических расчетов /табл.1 и 2/. В табл.1 представлены энергии и структура всех расчетных уровней до энергии возбуждения 1500 кэВ. В табл.2 даны приведенные вероятности $E2$ -переходов.

Ограничимся обсуждением тех уровней, которые с точки зрения наших результатов представляют наибольший интерес.

Энергии и структура неротационных состояний ^{165}Er

K^{π}	E (кэВ)		Ст р у к т у р а
	эксп. теор.		
I	2	3	4
5/2 ⁻	0	0	523↑87%; 510↑ + Q(22) 1%; 624↑ + Q(32) 1% 512↑8%
	477,8	390	512↑75%; 510↑ + Q(22) 7%; 624↑ + Q(32) 4% 523↓11%
I/2 ⁻	297,4	315	521↓74%; 523↓ + Q(22) 9%; 512↑ + Q(22) 6%; 510↑5%; 512↓ + (22) 1% 541↓2%
	589,9	660	530↑55%; 530↑ + Q(20) 16%; 642↑ + Q(32) 8% 541↓5%; 532↓ + Q(22) 6%; 541↓ + Q(20) 2% 521↓2%
	992 ^A	870	541↓37%; 523↓ + Q(22) 17%; 541↓ + Q(20) 13% 530↑5%; 521↑ + Q(22) 13%; 512↑ + Q(22) 5% 510↑3%; 530↑ + Q(20) 2%; 651↑ + Q(32) 2% 521↓2%
	920,7	930	510↑32%; 512↑ + Q(22) 42%; 512↓ + Q(22) 4% 521↓14%; 521↑ + Q(22) 3% 541↓2% 530↑1%
		1160	521↓6%; 523↓ + Q(22) 70%; 521↑ + Q(22) 12% 541↓6%; 541↓ + Q(20) 3% 530↑1%

I	2	3	4		
I/2 ⁻		I330	54I↓ I3%; 530↑ 2%;	52I↑ + Q(22) 72%; 523↓ + Q(22) 3%;	54I↓ + Q(20) 3%; 65I↑ + Q(32) 2%
3/2 ⁻	242,9	200	52I↑ 95%		
		8I0	532↓ 70%; 660↑ + Q(32) 2%	532↓ + Q(20) 19%;	530↑ + Q(22) 7%
	I474	I3I0	5I2↓ 44%; 50I↑ 8%; 633↑ + Q(32) 2%;	5I4↓ + Q(22) 23%; 503↑ + Q(22) 4%;	5I0↑ + Q(22) 11%; 50I↑ + Q(20) 2%; 5I2↓ + Q(20) 1%
7/2 ⁻		II40	5I4↓ 62%; 503↑ 14%; 5I4↓ + Q(20) 1%;	5I2↓ + Q(22) 9%; 633↑ + Q(30) 3%;	503↑ + Q(20) 4%; 50I↑ + Q(22) 2%; 65I↑ + Q(32) 1%
II/2 ⁻	55I	7I0	505↑ 66%; 505↑ + Q(20) 33%		
I/2 ⁺	507,4	360	660↑ 69%; 400↑ + Q(20) 2%	642↑ + Q(22) 19%;	65I↑ + Q(22) 5%
	746,0	720	400↑ 60%; 400↑ + Q(20) 2%	402↓ + Q(22) 30%;	402↑ + Q(22) 6%
		II90	660↑ 15%; 642↑ + Q(22) 79%; 65I↑ + Q(22) 4%		
3/2 ⁺	653,5	320	65I↑ 88%; 402↓ + Q(20) 2%	660↑ + Q(22) 5%;	52I↑ + Q(30) 2%
	534,6	420	402↓ 74%; 402↓ + Q(20) 2%	400↑ + Q(22) 19%;	404↓ + Q(22) 4%
		I300	633↑ + Q(22) 100%		
5/2 ⁺	47,2	I20	642↑ 89%; 400↑ + Q(20) 2%	642↑ + Q(20) 5%;	660↑ + Q(22) 2%
7/2 ⁺	465	3I0	633↑ 96%; 633↑ + Q(20) 1%		
9/2 ⁺		I240	624↑ 75%; 523↓ + Q(32) 3%	5I2↑ + Q(32) 13%;	642↑ + Q(22) 7%

Примечание: /a/ - энергия головного состояния рассчитана по ротационной полосе ^{18/}.

Приведенные вероятности E2-переходов в ^{185}Er

$21^2\text{g}(11/2^+), 1_i^- \rightarrow 21^2\text{f}(11/2^+), 1_i^-$	E _γ кэВ	B(E2) (eb) ²		
		теоретич.		эксп. /6,7/
		$\epsilon_{\text{eff}}(\nu)=0$	$\epsilon_{\text{eff}}(\nu)=0,1$	
$7^-, 5[523] \rightarrow 5^-, 5[523]$	77,3	1,30	1,93	2,17
$3^-, 1[521] \rightarrow 1^-, 1[521]$	59,1	0,53	0,79	0,18(7)
$1^-, 1[521] \rightarrow 5^-, 5[523]$	297,4	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$3,60 \cdot 10^{-2}$	$9,8(12) \cdot 10^{-3}$
$3^-, 1[521] \rightarrow 5^-, 5[523]$	356,5	$1,20 \cdot 10^{-2}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	$3,8(13) \cdot 10^{-3}$
$3^-, 1[521] \rightarrow 7^-, 5[523]$	279,3	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,8(5) \cdot 10^{-2}$
$1^-, 1[530] \rightarrow 5^-, 5[523]$	589,9	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,3(8) \cdot 10^{-4}$
$1^+, 1[660] \rightarrow 5^+, 5[642]$	460,3	$3,61 \cdot 10^{-2}$	$6,08 \cdot 10^{-2}$	$2,6(5) \cdot 10^{-3}$
$1^+, 1[400] \rightarrow 5^+, 5[642]$	698,8	$1,91 \cdot 10^{-4}$	$3,21 \cdot 10^{-4}$	$7,3(18) \cdot 10^{-5}$

2.1. Состояния $K^\pi = 1/2^- [521], [510], [530]$ и $[541]$

Из совокупности экспериментальных данных, включающих β -распад $^{185}\text{Tm}^{1-7/}$ и ядерные реакции (d, p) и (d, t)^{8,9/} в ^{185}Er известен ряд неротационных состояний с $K^\pi = 1/2^-$.

Первое состояние 297 кэВ определяется как $1/2^- [521]$. Степень его одночастичности колеблется от 86-89% в ^{14,15/} до 74% в наших расчетах. Наибольшим коллективным компонентом является $523^+ + Q(22)$. Он составляет 8-10% в ^{14,15/} и 9% в нашем случае. Настоящие расчеты показали, что через него идет фактически весь E2($\Delta K=2$)-переход на основное состояние $5/2^- [523]$ /см. табл.2/, причем хорошее согласие расчетов с экспериментом указывает, что величина этого γ -вибрационного компонента найдена правильно.

Как и в прежних работах, состояние 920,7 кэВ рассматривается как $1/2^- [510]$, но наши расчеты дают довольно большую примесь к нему состояния $1/2^- [521]$ /14%/. Однако в нашем случае неротационное состояние $1/2^- [510]$ является, в отличие от ^{14,15/}, не вторым, а четвертым с данным K^π .

В этой связи рассмотрим уровни $1/2^- 589,9$ кэВ ^{5/} и $3/2^-, 1/2^- 1039$ кэВ ^{8/}, представляющие наибольший интерес. Первое состояние заселяется при распаде $^{185}\text{Tm}^{2-4/}$. Его спин определен как $1/2^-$ из $u-u$ угловых корреляций ^{5/} с учетом значения коэффициента внутренней конверсии γ -перехода 346 кэВ ^{4/}. Уровень 1039 кэВ довольно интенсивно возбуждается в реакции (d, t)^{8/}, причем ему приписывается конфигурация $3/2^-, 1/2^- [530]$.

В расчетах Гареева и др. ^{14/} ближайшими состояниями, которые могли бы соответствовать этим уровням, являются состояния с кол-

лективными компонентами $523^+ + Q(22) / 90\%$ и $521^+ + Q(22) / 84\%$ и с энергиями 1000 кэВ и 1140 кэВ. Эти состояния слишком отличаются по энергии от уровня $1/2^- 589,9$ кэВ. Они также не могут быть приспаны уровню $3/2^-$, $1/2^- 1039$ кэВ, поскольку сильно коллективизированы и не должны поэтому возбуждаться в реакции (d, t) . Расчеты Аликова и др. ^{15/} также противоречат эксперименту, так как в качестве возможных кандидатов для уровней $1/2^- 589,9$ кэВ и $3/2^-$, $1/2^- 1039$ кэВ дают только одно состояние с энергией 1430 кэВ. Из наших расчетов /табл.1/ следует, что конфигурацию $1/2^- [530]$ предпочтительнее приписать уровню 589,9 кэВ, а конфигурацию $1/2^- [541]$ - уровню 1039 кэВ. При этом получается лучшее согласие теоретических и экспериментальных энергий. Кроме того, приведенная вероятность E^2 -перехода 589,9 кэВ хорошо согласуется с расчетной для случая $1/2^- [530]$ /табл.2/. В случае допущения структуры $1/2^- [541]$ для уровня 589,9 кэВ мы получаем $B(E2)_{\text{теор.}} = 1,2 \cdot 10^{-2} (eb)^2$ ($e_{\text{eff}} = 0$) и $2,2 \cdot 10^{-2} (eb)^2$ ($e_{\text{eff}} = 0,1$), что на два порядка расходится с экспериментальной величиной.

При определении структуры уровня 1039 кэВ как $1/2^- [530]$, а не $1/2^- [541]$, в основном руководствовались теоретическими расчетами, проводимыми без учета вибрационных компонентов /см., например, ^{7B/}. В одночастичных же вычислениях даже при учете спаривания и взаимодействия Кориолиса уровень $1/2^- [541]$ лежит выше уровня $1/2^- [530]$ на 1-1,5 МэВ. Включение вибрационных компонентов, особенно β -вибраций, значительно понижает и сближает энергии этих уровней, в результате чего уровень $1/2^- [530]$ уходит существенно ниже энергии 1039 кэВ, а $1/2^- [541]$ оказывается достаточно близко к ней.

Параметр развязывания $a = +0,53$ для полосы $3/2^-$, $1/2^- 1039$ кэВ; $5/2^-$, $1/2^- 1063$ кэВ и $7/2^-$, $1/2^- 1172$ кэВ ^{7B/} достаточно хорошо согласуется как со значением $a = +0,52$ для $1/2^- [530]$, так и со значением $a = +0,55$ для $1/2^- [541]$ ^{14/}. Кроме того, уровень $3/2^-$, $1/2^- 1039$ кэВ возбуждается в (d, t) реакции с переданным угловым моментом $\ell = 1$ ^{9/}. Анализ же структуры одночастичных состояний $1/2^- [530]$ и $1/2^- [541]$, приведенный в ^{14/}, показывает, что вклады в эти уровни компонентов сферического потенциала Саксона-Вудса с $\ell = 1$ близки и составляют соответственно 20% и 32%.

Следует отметить, что для убедительности данной интерпретации было бы полезно провести расчеты для группы смежных ядер, а также построить систематику состояний с $K^\pi = 1/2^-$, включающую уровни $1/2^- 589,9$ кэВ и $3/2^-$, $1/2^- 1039$ кэВ. Однако по имеющимся к настоящему времени экспериментальным данным последнее сделать затруднительно.

Отметим, что одновременный расчет всех четырех одночастичных состояний $1/2^- [521]$, $[510]$, $[530]$ и $[541]$ привел к более сильному их смешиванию, чем в работах ^{14,15/}, особенно для $1/2^- 510$. В результате опускания состояний $1/2^- [530]$ и $1/2^- [541]$ ν -вибрационные состояния $523^+ + Q(22)$ и $521^+ + Q(22)$ стали по

счету 5-м и 6-м вместо 3-го и 4-го в ¹⁴. Влияние принципа Паули на состояние с $K^\pi = 1/2^-$ в основном свелось к подавлению в 1,5-2 раза β -вибрационных компонентов в состояниях $1/2^-[530]$, $1/2^-[541]$ и на порядок - в состояниях $1/2^-[521]$, $1/2^-[510]$.

2.2. Состояние $11/2^-[505]$

Состояние $11/2^-[505]$, 551 кэВ четко идентифицировано в реакциях ($^8\text{He}, \alpha$)/ ^{11}I ($\alpha, 3n$)/ ^{107}I .

Расчеты в ^{14,15} дают энергию состояния $11/2^-[505]$ в районе 1,3-1,6 МэВ. Известно, что одной из причин такого большого расхождения теории с экспериментом является отличие в $11/2^-[505]$ квадрупольной и гексадекапольной деформаций от равновесных значений ^{14,21}. Учет этого факта приводит к понижению энергии $11/2^-[505]$ на 300-400 кэВ. Однако этого явно недостаточно. Не помогает и учет γ -вибрационных примесей, которые для этого состояния пренебрежимо малы. Теоретические значения энергии удастся понизить в достаточной мере лишь после включения β -вибрационного компонента $505^+ + Q(20)$, составляющего в нашем случае 33%.

2.3. Состояния с положительной четностью

В нашей работе, а также в работах ^{14,15} фактически не проявляется смешивание состояний $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$, которым обычно объясняют данные по возбуждению этих состояний в реакции (d, t)/ ^8I . Известно, что $\Delta N = 2$ -смешивание чувствительно к гексадекапольной деформации ^{14,22}. В работе ²¹ указывается, что состояния $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$ имеют гексадекапольную деформацию, отличную от равновесной. В наших вычислениях и в ^{14,15} параметры одночастичного потенциала, включая деформацию, были постоянными для всех состояний, что, видимо, и является причиной отсутствия $\Delta N = 2$ -смешивания. Состояния $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$ следует рассчитывать отдельно, с уточненными параметрами деформации.

В ядерных реакциях (d, t) интенсивно возбуждается уровень 534 кэВ, которому однозначно приписана структура $3/2^+[402]$ ⁸. В работах ^{1,3,4} из распада ^{165}Tm уровню 3/2⁺853 кэВ приписана структура $3/2^+[651]$. Однако обращает на себя внимание тот странный факт, что при распаде ^{165}Tm ($1/2^+[411]$) уровень 853 кэВ $3/2^+[651]$ заселяется на порядок интенсивнее / $\epsilon = 11\%$ распадов, $\log it = 6,8$, чем уровень 534 кэВ $3/2^+[402]$ / $\epsilon = 1,3\%$ распадов, $\log ft = 7,9$ ^{3,4}. Это противоречие нельзя объяснить ни $\Delta N = 2$ -смешиванием этих состояний, ни примесью компонента $3/2^+$, $1/2^+[660]$ к состоянию $3/2^+[651]$ за счет взаимодействия Кориолиса. В связи с этим структура уровня 853 кэВ требует уточнения.

При описании состояния $9/2^+[624]$ учет принципа Паули привел к сильному подавлению /с 69% до 7%/ γ -вибрационного компонента $642^+ + Q(22)$, в котором имело место частичное нарушение принципа Паули. В результате доля одноквазичастичного компонента в первом уровне с $K^\pi = 9/2^+$ выросла с 24% до 75%, а энергия поднялась с 970 кэВ до 1240 кэВ.

3. ВЫВОДЫ

Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных о неротационных уровнях в ядре ^{185}Er и расчетов в рамках квазичастично-фононной модели /18,16,17/.

В вычислениях учитывались β -вибрационные компоненты, соответствующие диагональным матричным элементам мультипольного взаимодействия, включение которых оказалось важным для описания состояний $1/2^- [530]$, $1/2^- [541]$, $11/2^- [505]$. Было бы интересно проверить выводы, касающиеся этих состояний, проведя расчеты, учитывающие строгое выделение "духовых" примесей из β -вибрационных компонентов и охватывающие группу ядер. Однако достаточно хорошее согласие теории и эксперимента для указанных состояний позволяет считать, что "духовые" примеси в данном случае, по-видимому, малы.

Учет принципа Паули, позволяющий более корректно описывать вибрационные компоненты, привел к заметному изменению характеристик ряда состояний, особенно в случае $9/2^+[624]$.

В работе показана возможность интерпретации уровней $1/2^- 589,9$ кэВ и $3/2^-, 1/2^- 1039$ кэВ как $1/2^- [530]$ и $1/2^- [541]$, соответственно. В результате удовлетворительно описана вся совокупность уровней с $K^\pi = 1/2^-$: $1/2^- [521]$ /297,4 кэВ/, $1/2^- [530]$ /589,9 кэВ/, $1/2^- [510]$ /920,7 кэВ/, $3/2, 1/2^- [541]$ /1039 кэВ/.

По сравнению с /14,15/ наши расчеты дают в целом лучшее согласие с экспериментом.

В заключение выражаем благодарность Л.А.Малову и Б.А.Аликову за полезные обсуждения, а также Н.К.Кузьменко за предоставление программы для вычислений одноквазичастичных энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harmatz B., Handley T.H., Mihelich J.W. Phys.Rev., 1962, 128, p.1186.
2. Kurcewicz W. et al. Nucl.Phys., 1968, A108, p.434.
3. Marguier G., Chery R. J.Phys.(Paris), 1972, 33, p.301.
4. Вылов Ц., Горожанкин В.М., Громов К.Я. Изв.АН СССР, сер.физ., 1982, т.46, №5, с.834.
5. Morozov V.A., Budzynski M. Nucl.Phys., 1982, A403, p.69.

6. Будзыньски М. и др. ОИЯИ, 6-83-617, Дубна, 1983.
7. Йон-Михай Р. и др. ОИЯИ, Р6-7007, Дубна, 1973.
8. Tjöm P.O., Elbek B. Kgl.Danske Videnskab.Sels., Mat. Fys.Medd., 1969, 37, No.7.
9. Maher J.V. et al. Phys.Rev., 1976, 14C, p.40.
10. Hjorth S.A. et al. Nucl.Phys., 1970, A144, p.513.
11. Lövhöiden G., Tjöm P.O., Edvardson L.O. Nucl.Phys., 1972, A194, p.463.
12. Scott W.R. et al. Can.J.Phys., 1974, 53, p.922.
13. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
14. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.2, с.357.
15. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-84-207, Дубна, 1984.
16. Soloviev V.G. et al. Z.Phys.A. - Atoms and Nuclei, 1983, vol.309, p.353.
17. Bastrukov S.I., Nesterenko V.O. Proc.Int.Symp.In-Beam Nucl.Spectr., Hungary, 1984, vol.1, p.90.
18. Кузьменко Н.К., Михайлов В.М. Изв.АН СССР, сер.физ., 1973, т.37, с.1911.
19. Кузьменко Н.К., Михайлов В.М., Панин Р.Б. Изв.АН СССР, сер.физ., 1981, т.45, с.1919.
20. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2,
21. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.
22. Andersen B.L. Nucl.Phys., 1972, A196, p.547.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1985 года.

Бонч-Осмоловская Н.А., Морозов В.А.,
Нестеренко В.О.
Неротационные состояния ядра ^{165}Er

P4-85-16

Проведен анализ возбужденных состояний ^{165}Er на основе имеющихся экспериментальных данных и расчетов в рамках квазичастично-фононной модели. В вычисления включены β -вибрационные компоненты состояний, проведен последовательный учет принципа Паули.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Bonch-Osmolovskaya N.A., Morozov V.A.,
Nesterenko V.O.
Nonrotational States in ^{165}Er

P4-85-16

Using the available experimental data and the calculations in the framework of the quasiparticle-phonon model the analysis of excited states in ^{165}Er has been performed. β -vibrational components of the states are included into the calculations. The Pauli principle is taken into account.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

13 коп.

Редактор В.Б.Колесова. Корректор Т.Е.Жильцова.
Макет Р.Д.Фоминной. Набор В.С.Румянцевой,
Н.Г.Андреевой.

Подписано в печать 19.02.85.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,86.
Тираж 465. Заказ 35890.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.