

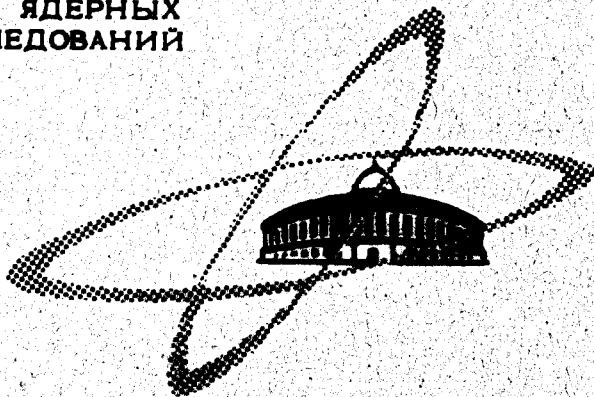
Б-176

201-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

Р4 - 4803



М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ УРОВНЕЙ
ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В ^{161}Er И ^{163}Er

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

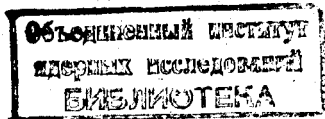
1969

P4 - 4803

М.И. Базнат, Н.И. Пятов, М.И. Черней

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ УРОВНЕЙ
ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В ^{161}Er И ^{163}Er

Направлено в Phys. Lett.



В ряде недавних экспериментальных исследований было показано, что эффекты взаимодействия Кориолиса очень сильны между уровнями положительной четности в ядрах с числом нейтронов $N = 91-97$ редкоземельной области (см., например, ^{1-4/}). Взаимодействие Кориолиса сильно нарушает последовательность спинов и энергетические расстояния между уровнями вращательных полос. Такие сильно искаженные вращательные полосы уже не могут быть описаны в рамках обычного подхода в теории возмущений.

В данной работе на основе метода точной диагонализации взаимодействия Кориолиса ^{5/} мы проанализировали состояния положительной четности в ¹⁶¹Er и ¹⁶³Er. В методе используется вращательный параметр $\hbar^2/2J$ и эффективная сила спаривания G_{eff} , поскольку используя параметр G , оцененный из четно-нечетной разности масс, невозможно согласовать расчеты с экспериментом ни при каких вариациях деформации и вращательного параметра ^{5/}.

Запишем неадиабатическую волновую функцию для определенного спина I и $I_z = M$ в виде ^{5/}:

$$|IM\rangle = \sum_{\nu K} C_{\nu K}^I |I M \nu K\rangle, \quad (1)$$

где $|I M \nu K\rangle$ - адиабатические квазичастичные волновые функции, а $C_{\nu K}^I$ - амплитуды K -смешивания (ν включает все асимптотические квантовые числа, кроме K). Собственные значения гамильтониана, содержащего одночастичный, спаривательный, вращательный и Кориолисов члены, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(I) = \sum_{\nu K} (C_{\nu K}^I)^2 \left[E_{\nu K} - \frac{\hbar^2}{2J} K^2 \right] + \\ + \frac{\hbar^2}{2J} \left[I(I+1) + (-1)^{I+1/2} (I+1/2) a(I) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где по определению

$$(-1)^{I+1/2} (I+1/2) a(I) = -\langle IM | I_{+j} - I_{-j} | IM \rangle \quad (3)$$

$$E_{\nu K} = \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_{\nu K} - \lambda)^2} \quad (4)$$

Для определения Δ и λ решалась задача парных корреляций в приближении статического спаривания с использованием одночастичной схемы Саксона-Вудса^{/6/}. Параметр парного взаимодействия G_{01} выбирался из сравнений вычисленных энергий с экспериментальными данными.

Семь одночастичных состояний ($1/2^+[660]$, $1/2^+[400]$, $3/2^+[402]$, $3/2^+[651]$, $5/2^+[642]$, $7/2^+[633]$ и $9/2^+[624]$) учитывались при вычислении матрицы взаимодействия Кориолиса. В нечётных изотопах эрбия большинство известных уровней положительной чётности классифицируется с помощью вышеуказанных состояний. Состояния $3/2^+[402]$ и $3/2^+[651]$ сильно смешаны из-за $\Delta N=2$ взаимодействия^{/7/}. В схеме Саксона-Вудса такое смешивание получается вблизи деформации $\delta = 0,305$, при которой в дальнейшем и используются одночастичные энергии $\epsilon_{\nu K}$ и волновые функции^{/8/}. Для всех включенных состояний используется одно и то же значение вращательного параметра.

Ранее^{/5/} было показано, что расчёты с включением только пер-

вых пяти состояний хорошо согласуются с экспериментальными данными в ^{161}Er по уровням с $I=1/2 = 2n$. Включение состояний $7/2^+[633]$ и $9/2^+[624]$ в матрицу диагонализации заметно влияет на энергии уровней в подгруппе с $I=1/2 = 2n+1$.

Результаты расчётов с учётом смешивания семи уровней в ^{161}Er и ^{163}Er даны на рис. 1 и 2. Показаны только нижайшие по энергии группы. В обоих ядрах все состояния сильно смешиваются, причем главными компонентами оказываются $5/2^+[642]$ и $1/2^+[660]$ (см. рис. 3(а) и 4(а)).

Общее поведение подгруппы состояний с $I=1/2 = 2n+1$ в обоих ядрах одинаковое. Эти состояния имеют большую компоненту состояний $5/2^+[642]$ и характеризуются большой отрицательной величиной "параметра" развязывания $a(I)$ (см. рис. 3(в) и 4(в)). В ^{163}Er состояния с $I=1/2 = 2n$ также имеют большую компоненту состояний $5/2^+[642]$, в то время как ситуация в ^{161}Er оказывается довольно сложной.

В обоих ядрах характерной особенностью подгрупп состояний с $I=1/2 = 2n$ оказывается большая положительная величина $a(I)$. Сильно смешанные состояния $3/2^+[402]$ и $3/2^+[651]$ дают примерно 10-15% вклад в волновые функции всех рассмотренных состояний.

Необходимо отметить, что эффективный параметр спаривательного взаимодействия G_{eff} , использованный в расчётах, примерно на 30% меньше вычисленного из чётно-нечётной разности масс ядер. Такое ослабление парных корреляций кажется оправданным из-за антиспаривательного эффекта взаимодействия Кориолиса^{/9/}. Интересно отметить также, что вращательные параметры в ^{161}Er и ^{163}Er по величине близки к экспериментальным значениям для вращательных полос на основных состояниях в соседних чётно-чётных ядрах ^{162}Er и ^{164}Er соответственно^{/10/}.

Все полученные результаты практически нечувствительны как к увеличению числа смешиваемых уровней, так и к небольшим вариациям деформации.

¹⁶¹Er

(energies in KeV)

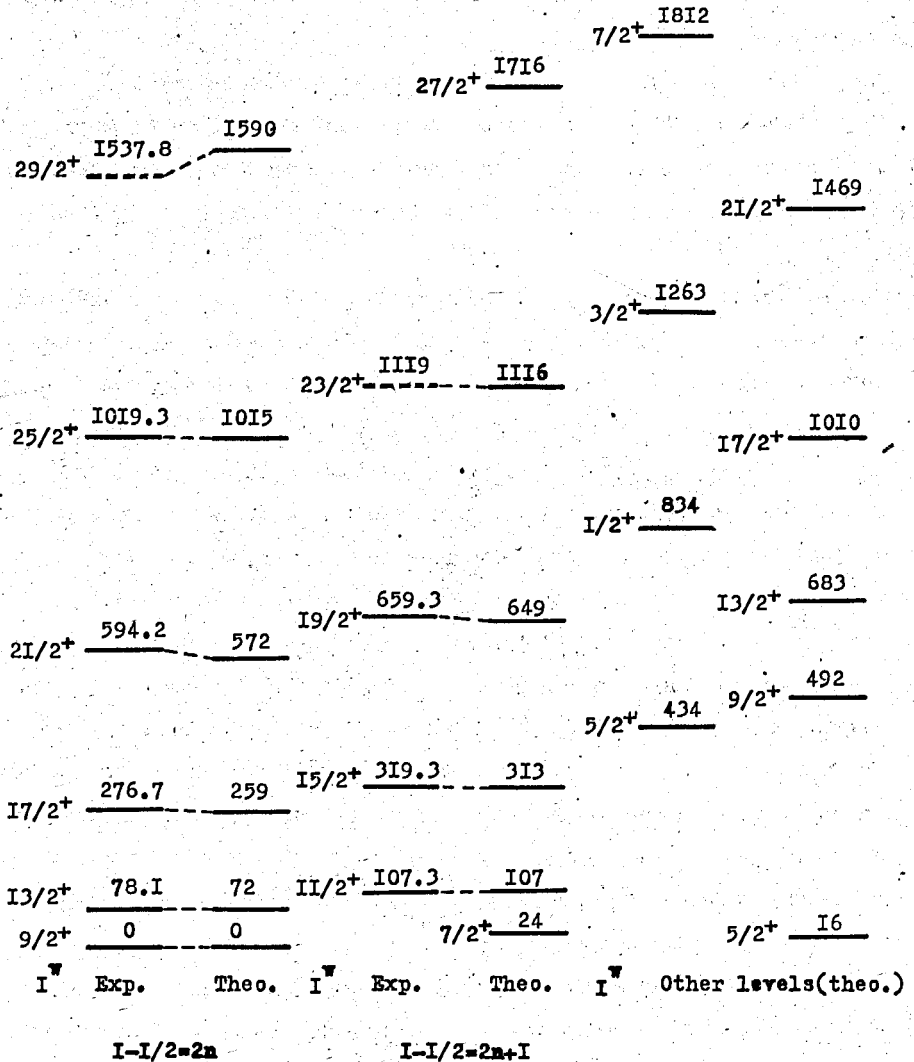


Рис. 1. Сравнение теоретических расчётов в ¹⁶¹Er, выполненных при $\hbar^2/2J = 17$ кэВ и $G_{eff} = 15/\Delta_{eff} = 15/0.370$ МэВ ($\Delta_{eff} = 0.370$ МэВ), с экспериментальными данными [2,8]. В последних двух колонках приведен также ряд предсказанных теорией низколежащих уровней, имеющих большие компоненты состояний 1/2⁺[660] и 5/2⁺[642].

¹⁶³Er

(energies in KeV.)

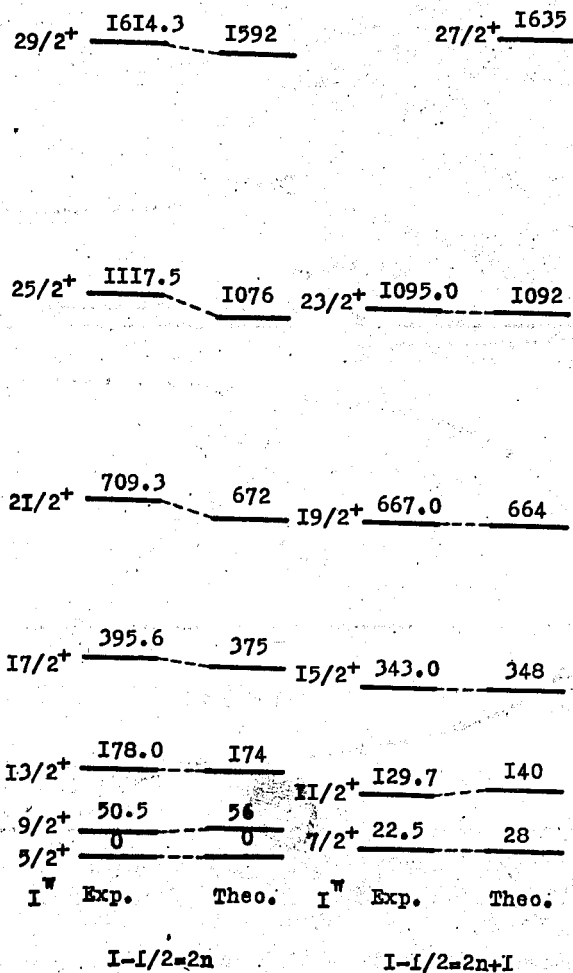


Рис. 2. Сравнение теоретических расчётов в ¹⁶³Er, выполненных при ħ²/2J=15 кэв и G_{eff}=12/A мэв (Δ_{eff} = 0,23 мэв) с экспериментальными данными^{18/}.

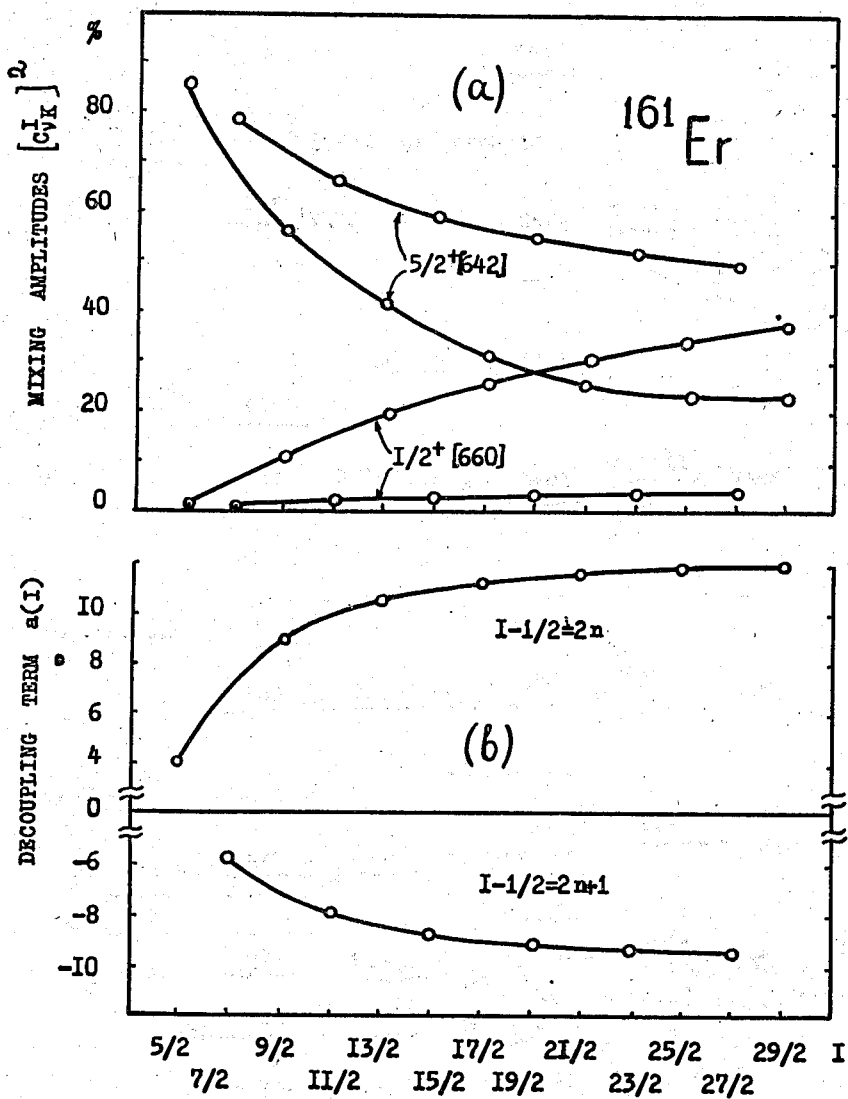


Рис. 3. Вклады состояний $5/2^+[642]$ и $1/2^+[660]$ в волновые функции (а) и "параметры" развязывания (б) для групп состояний с чётными и нечётными значениями $I - 1/2$ в ^{161}Er . Расчёты соответствуют результатам, показанным на рис. 1.

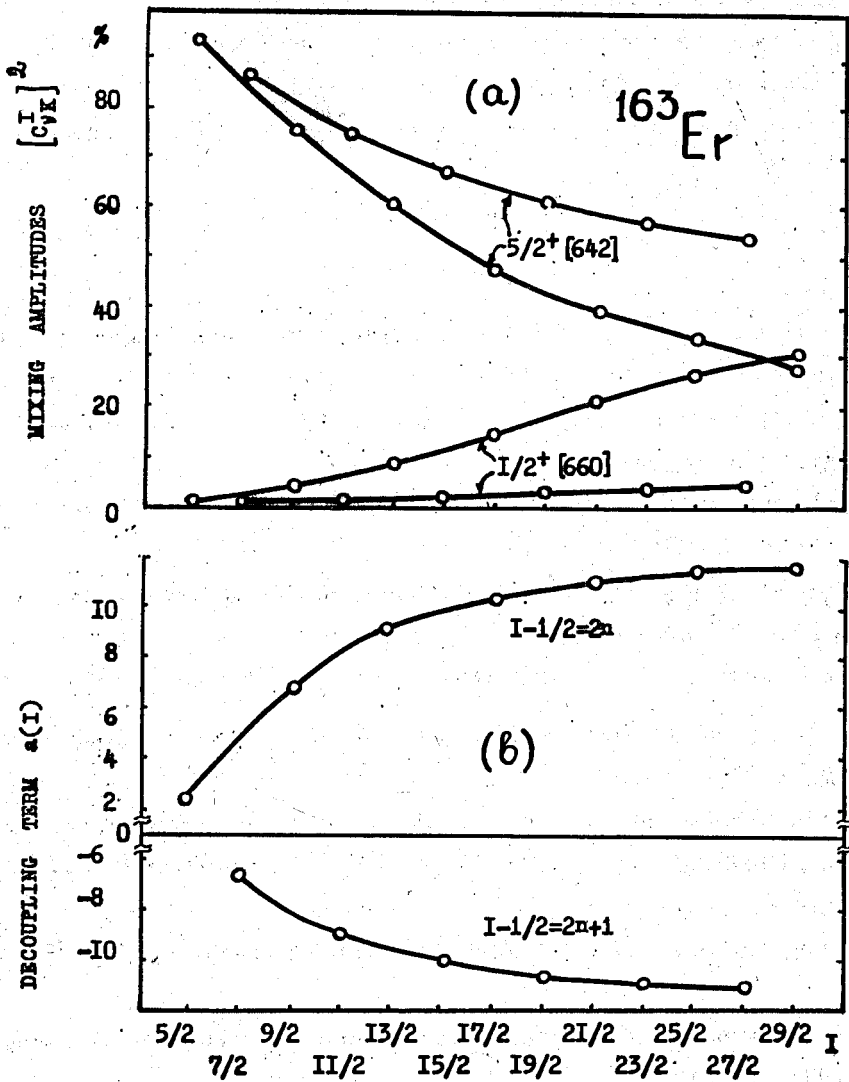


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 для ^{163}Er . Расчёты соответствуют результатам, показанным на рис. 2.

Представляет большой интерес экспериментальное наблюдение таких предсказанных теорий низколежащих состояний, как $5/2^+$ (16 кэв) и $7/2^+$ (21 кэв) в ^{181}Er .

Авторы выражают благодарность д-ру Х.Риде за предоставление экспериментальных результатов до их опубликования, К.Я.Громову и Т.И.Исламову за полезные обсуждения. Один из авторов (Н.П.) благодарен д-рам Ф.Стивенсу, Р.Даймонду, Ч.Ричу и М.Банкеру за весьма интересные дискуссии во время конференции в Монреале.

Л и т е р а т у р а

1. C.W.Reich and M.E.Bunker. Nuclear Structure; Dubna Symposium 1968. IAEA, Vienna, 1968, p.119.
2. K.A.Hagemann, S.A.Hjorth, H.Ryde and H.Ohlsson. Phys.Lett., 28B, 661 (1969).
3. А.А. Абдумаликов, А.А.Абдуразаков, К.Я.Громов и др. Препринт ОИЯИ 6-4393, Дубна, 1969.
4. F.S.Stephens. Report UCRL-18964. Int.Conf.Prop.Nucl.St., Montreal, Canada, Aug., 25-30., 1969.
5. M.I.Chernej and N.I.Pyatov. Preprint E4-4523, Dubna, 1969.
6. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, (1968), 1960.
7. R.K.Sheline et al. Phys.Rev.Lett., 26B, 14 (1967).
8. S.A.Hjorth, H.Ryde, K.A.Hagemann, G.Løvnhøiden and J.C.Waddington, to be publ.
9. B.R.Mottelson and J.G.Valatin. Phys.Rev.Lett., 5, 511 (1960).
10. Б.С.Джелепов. Структура сложных ядер, Атомиздат, Москва, 1965, стр. 189.

Рукопись поступила в издательский отдел

17 ноября 1969 года