ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3650

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней

N-ЗАПРЕЩЕННЫЕ β-ПЕРЕХОДЫ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ КОНЕЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА С РАЗМЫТЫМ КРАЕМ

1967

Р4 - 3650

Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней

N –ЗАПРЕЩЕННЫЕ β–ПЕРЕХОДЫ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ КОНЕЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА С РАЗМЫТЫМ КРАЕМ

В работах[1,2,3] был предложен метод, позволяющий эффективно проводить расчёты одночастичных состояний деформированных ядер, среднее поле которых описывается реалистическим анизотропным потенциалом Саксона-Вудса. Детальное изучение следствий, вытекающих из такого решения, показало[1,2], что ряд его характеристик (последовательность уровней вблизи границы Ферми и расстояние между ними в зависимости от A, величина матричных элементов от оператора $r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}$; поведение параметров развязывания, характер пересечения уровней с одинаковыми чётностью и проекцией углового момента, а также структура волновой функции) испытывают существенные изменения по сравнению со своими нильссоновскими аналогами. Часто масштаб этих изменений таков, что не учитывать их в современных спектроскопических исследованиях нельзя.

Однако, "реалистический" подход позволяет не только пересмотреть и уточнить исследования определенных свойств ядер, уже проведенных в нильссоновском приближении, но и дать анализ таких явлений, которые ранее оставались вне поля зрения.

Яркой иллюстрацией возникновения нового качества при переходе к реалистической схеме являются N -запрещенные β -переходы. Они образуют довольно большую группу наблюдаемых β -переходов, пока не нашедших себе объяснения.

В области редкоземельных ядер такие β -переходы происходят между оболочками с главными квантовыми числами N , равными 4 и 6.

Вероятность перехода фермиевского или гамов-теллеровского типа пропорциональна квадрату матричного элемента $\langle f|\hat{1}|i\rangle$ или $\langle f|\hat{S}|i\rangle$. Операторы перехода не зависят от радиальной переменной. Поскольку, однако, в нильссоновской теории состояния $|i\rangle$ и $|f\rangle$, принадлежащие разным оболочкам, ортогональны по радиальной переменной, то матричный элемент равен нулю, и переход оказывается строго запрещенным. Ситуация изменится, если в качестве волновых функций использовать решения, полученные в [1,2,3], так как они более корректны и содержат примеси от оболочек $N \pm 2$.

§1. Согласно теории β-распада деформированных ядер [4,5,6]:

$$ft = \frac{6200}{\left[|\langle 1\rangle|^2 + C_1^2 |\langle s\rangle|^2\right] R}, \tag{1}$$

где $C_1^2 = 1{,}44$ – отношение констант аксиального и векторного вариантов взаимодействия;

$$|\langle 1\rangle|^2 = \sum |\langle f|\sum_p \hat{\tau}_\pm^p |i\rangle|^2,$$

$$|\langle s\rangle|^2 = \sum |\langle f|\sum_p \hat{s}_p \hat{\tau}_\pm^p |i\rangle|^2, \tag{2}$$

а фактор R учитывает эффекты сверхтекучести [4,5]:

1) Если происходит β-распад типа $(2n_N+1 \to 2n_N,\ 2n_Z \to 2n_Z+1)$, то

$$R = \left[U_i^{(2n_N)} U_f^{(2n_Z)}\right]^2 \prod_{n\neq i} \left[U_n^{(2n_N)} U_n^{(2n_N+1)} + V_n^{(2n_N)} V_n^{(2n_N+1)}\right]^2 \prod_{n'\neq f} \left[U_{n'}^{(2n_Z)} U_{n'}^{(2n_Z+1)} + V_{n'}^{(2n_Z)} V_{n'}^{(2n_Z+1)}\right]^2, \tag{3}$$

причём i, f – соответственно начальное и конечное состояния нечётного нейтрона и нечётного протона $(2n_N,\ 2n_N+1,\ 2n_N-1$ – числа нейтронов, а $2n_Z, \ldots$ и т.д. – числа протонов).

2) Если происходит β-распад типа $2n_N \to 2n_N-1,\ 2n_Z-1 \to 2n_Z$, то

$$R = \left[V_i^{(2n_Z)} V_f^{(2n_N)}\right]^2 \prod_{n\neq i} \left[U_n^{(2n_Z-1)} U_n^{(2n_Z)} + V_n^{(2n_Z-1)} V_n^{(2n_Z)}\right]^2 \prod_{n'\neq f} \left[U_{n'}^{(2n_N-1)} U_{n'}^{(2n_N)} + V_{n'}^{(2n_N-1)} V_{n'}^{(2n_N)}\right]^2. \tag{4}$$

Аналогично выражаются и поправки в случае e-захвата. В формулах (3) и (4) U и V – параметры канонического преобразования Н.Н.Боголюбова. Они определяются формулами [5,7]:

$$U_i^2 = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{E_i - \lambda}{\sqrt{C^2 + (E_i-\lambda)^2}}\right\},$$

$$V_i^2 = \frac{1}{2}\left\{1 - \frac{E_i - \lambda}{\sqrt{C^2 + (E_i-\lambda)^2}}\right\}, \tag{5}$$

где C – корреляционная функция, отражающая наличие взаимодействия спаривания, а λ – химпотенциал.

В случае системы с чётным числом частиц (нейтронов или протонов, так как спариванием (np) обычно пренебрегают), величины C и λ находятся из системы уравнений:

$$\frac{2}{G} = \sum_i \frac{1}{\sqrt{C^2 + (E_i-\lambda)^2}},$$

$$n = \sum_i \left\{ 1 - \frac{E_i - \lambda}{\sqrt{C^2 + (E_i - \lambda)^2}} \right\}, \tag{6}$$

(n -число частиц данного сорта).

Система уравнений (6) получена в предположении, что матричный элемент взаимодействия спаривания не зависит от квантовых чисел состояний, в которых находятся взаимодействующие частицы. Исследования Манга и других [8] показали, что это приближение приводит к неточности определения C, не превышающей 20%, и, таким образом, для наших целей является вполне удовлетворительным.

В случае системы с нечётным числом частиц необходимо учитывать эффект блокировки, и уравнения (6) видоизменяются [5]:

$$\frac{2}{G} = \sum_{i \neq i'} \frac{1}{\sqrt{C(i')^2 + (E_i - \lambda(i'))^2}}$$

$$n = 1 + \sum_{i \neq i'} \left\{ 1 - \frac{E_i - \lambda(i')}{\sqrt{C(i')^2 + (E_i - \lambda(i'))^2}} \right\}, \tag{6'}$$

причём i' - уровень, на котором находится нечётная частица.

Используя формулы (3), (4) и (5), можно получить грубую оценку влияния фактора R, учитывающего сверхтекучие свойства ядра на величину $\log ft$. Действительно, произведения, входящие в формулы (3) и (4), обычно численно равны $\approx 0{,}9$. Поэтому:

$$R \approx u_i^2 u_f^2 \quad \text{или} \quad v_i^2 v_f^2 .$$

С помощью формул (5) нетрудно установить, что при β -переходах из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего $u^2 \approx v^2 \approx \frac{1}{2}$ (так как $E_i \approx \lambda$). Следовательно, учёт фактора R приводит к увеличению $\log ft$ в среднем на $\approx 0{,}6$.

Однако, это очень грубая оценка, так как особенности в распределении уровней и возможность β -перехода в возбуждённое состояние, могут изменить фактор R в $2 \div 3$ раза в ту или другую сторону.

Чтобы избавиться от такой неопределенности, необходимо, варьируя константу G, согласовать решения уравнений (6) с данными по парным энергиям чётно-чётных ядер.

Эта процедура была проведена обычным способом (см. [5]). Для расчётов были использованы одночастичные спектры, полученные в [2,3]. Учитывалось 40 уровней, расположенных симметрично вблизи границы Ферми. Результаты приведены на рис. 1 (нейтроны) и рис. 2 (протоны). По оси абсцисс отложены значения массовых чисел A, а по оси ординат - парные энергии P. В нижней части рисунков дано поведение корреляционной функции C. Расчёту соответствуют сплошные кривые, эксперименту - пунктир [9]. Вертикальные линии означают величину экспериментальной ошибки. В таблице 1 даны значения β_0, G_N, G_Z, использованные в расчётах.

Мы видим, что теоретические и экспериментальные данные согласуются, если константы спаривания G находятся в пределах:

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

Отметим, что расчёты, основанные на схеме Нильссона, приводили к значениям [10]:

$$G_N = \frac{22{,}5 \pm 0{,}5}{A} \, MeV, \quad G_Z = \frac{26{,}5 \pm 0{,}5}{A} \, MeV .$$

Небольшие отличия в значениях констант G_N, G_Z обусловлены тем, что средняя плотность уровней у границы Ферми по схеме Нильссона слегка отличается от средней плотности уровней в реалистической схеме. Эти отличия, вероятно, были бы больше, если учесть зависимость матричных элементов от квантовых чисел состояний, в которых находятся спаренные нуклоны, так как здесь проявилось бы отличие в структуре волновых функций.

В дальнейшем при вычислении R -фактора мы использовали значения u и v, полученные в данном расчёте.

§2. Однако, решающую роль в нашем случае играют одночастичные матричные элементы, входящие в определение $\log ft$. Приведем здесь выражение для одного из них:

$$
\begin{aligned}
|\langle \hat{s} \rangle|^2 = 3 \Big| \sum_{\substack{n\ell j\\ n'\ell' j'}} & a^{\Omega_i}_{n\ell j}\, a^{\Omega_f}_{n'\ell' j'} \langle R_{n'\ell' j'} | R_{n\ell j} \rangle \\
& \times \delta_{\ell\ell'} \Big\{ \langle I_i\, 1\, \Omega_i\, \Omega_f-\Omega_i | I_f\, \Omega_f \rangle \\
& \times \sum_{\mu\mu'} (-1)^{\Omega_f-\Omega_i} \langle \ell' \tfrac{1}{2}\, \Omega_f-\mu'\, \mu' | j' \Omega_f \rangle \\
& \times \langle \ell\, \tfrac{1}{2}\, \Omega_i-\mu\, \mu | j\, \Omega_i \rangle \langle \tfrac{1}{2}\, 1\, \mu+\Omega_f-\Omega_i\, \Omega_i-\Omega_f | \tfrac{1}{2} \mu \rangle \\
& \times \delta_{\mu', \Omega_f-\Omega_i+\mu} + (-1)^{I_f-j_f} \langle I_i\, 1\, \Omega_i\, -\Omega_f-\Omega_i | I_f\, -\Omega_f \rangle \\
& \times \sum_{\mu,\mu'} \langle \ell' \tfrac{1}{2}\, -\Omega_f-\mu'\, \mu' | j' -\Omega_f \rangle (-1)^{\Omega_f+\Omega_i} \\
& \times \langle \ell\, \tfrac{1}{2}\, \Omega_i-\mu\, \mu | j\, \Omega_i \rangle \langle \tfrac{1}{2}\, 1\, \mu-\Omega_f-\Omega_i\, \Omega_f+\Omega_i | \tfrac{1}{2} \mu \rangle \\
& \times \delta_{\mu', \mu-\Omega_i-\Omega_f} \Big\} \Big|^2 .
\end{aligned}
\tag{7}
$$

Коэффициенты $a^{\Omega}_{n\ell j}$ приведены в /3/.

Квадрат матричного элемента $\langle 1 \rangle$ выглядит проще, так как оператор перехода не содержит оператора $\hat{S}$.

Мы уже подчёркивали, что волновые функции, полученные в /1,2,3/, содержат примеси от состояний, принадлежащих оболочкам $N \pm 2$. Величина этих примесей, а следовательно, и величина матричного элемента, зависит от формы потенциала, описывающего среднее поле, а также от членов гамильтониана, обусловленных зависимостью спин-орбитального взаимодействия от параметра деформации.

Таким образом, исследование N -запрещенных β -переходов может дать некоторую информацию о качестве используемых волновых функций, о корректности выбора вида среднего поля ядра.

§3. В таблице II приведены результаты такого исследования. В девятом столбце помещены теоретические, а в десятом - экспериментальные данные (ссылки на последние находятся в одиннадцатом столбце).

При сравнении теории с экспериментом необходимо принять во внимание следующие моменты.

Во-первых, эффекты сверхтекучести учитывались приближенно. Выше этот вопрос уже обсуждался.

Во-вторых, вероятность перехода существенно зависит от выбора значения параметра β_0, так как вклад примесей является функцией от β_0. Допуская небольшие вариации этого параметра, можно было бы улучшить соответствие. Однако, мы этого не делали, так как в данном случае важно было выяснить масштаб явления.

В-третьих, не учтен эффект спиновой поляризации остова ядра. В работе /25/ показано, что эффект может оказывать заметное влияние на величину $\log ft$, несколько увеличивая ее.

Все это дает основание считать, что согласие в подавляющем числе случаев вполне удовлетворительное (оно не хуже, чем в случае разрешенных β -переходов, вычисленных в приближении модели Нильссона, хотя здесь мы имеем дело с более тонким эффектом). Заметное расхождение наблюдается лишь в случае перехода $^{177}Ta \to {}^{177}Hf$. По-видимому, оно определяется детальными особенностями схемы уровней ядра ^{177}Hf и требует их учёта.

Таким образом, в целом новый подход позволяет получить наблюдаемый масштаб интенсивности N -запрещенных β -переходов. Этот факт свидетельствует о том, что основные положения реалистического подхода являются правильными.

§4. Представляет интерес особо рассмотреть случай, когда осуществляется β -переход на один из квазипересекающихся уровней. Такими переходами являются, например,

$$p\,3/2^+[411] \to n\,3/2^+[651] \quad ({}^{155}Tb \to {}^{155}Gd),$$

и

$$p\,3/2^+[411] \to n\,3/2^+[402] \quad ({}^{155}Tb \to {}^{155}Gd).$$

На рис. 3 а) даны кривые для $\log(ftR^{-1})$ в зависимости от β_0 вблизи точки квазипересечения, расположенной около равновесного значения параметра деформации (см.рис. 6). Мы видим, что величина $\log(ftR^{-1})$ испытывает резкое изменение в окрестности точки квазипересечения. Природа этого явления обусловлена изменением структуры квазипересекающихся состояний (см. [2]) в зависимости от β_0.

Для иллюстрации на рис. 3 б) даны вклады базисных состояний, принадлежащих оболочкам N=4 и N=6 (в %) в состояние $(1i)_{\frac{13}{2}}\,\frac{3}{2}^+$ (которое в терминах асимптотических квантовых чисел обозначается как $3/2^+[651]$ – до точки квазипересечения и $3/2^+[402]$ – за этой точкой).

Заметим, что недавно в экспериментах по реакции стриппинга [26] обнаружен эффект смешивания конфигураций с N =6 и N =4 именно для этих состояний, что подтверждает правильность нашего подхода.

Величину $\log ft$, полученную экспериментально для перехода $p\,3/2^+[411] \to n\,3/2^+[402]$ $({}^{155}Tb \to {}^{155}Gd)$, можно согласовать с теорией, если учесть, что энергия возбуждения ядра – продукта в этом случае значительно больше, чем при переходе $p\,3/2^+[411] \to n\,3/2^+[651]$ и предположить, что равновесная деформация при этом несколько увеличивается [27] (достаточно принять $\Delta\beta_0$ =+0,002). Тогда этот переход следует рассматривать как $p\,3/2^+[411] \to n\,3/2^+[651]$, но при немного большем значении β_0 (см.рис. 3 а).

Аналогичная ситуация возникает и в случае перехода

$$p\,3/2^+[411] \to n\,1/2^+[400] \quad ({}^{155}Tb \to {}^{156}Gd).$$

Сильная заторможенность этого перехода ($\log(ft)_{\text{эксп}}$ = 7,2) указывает на то, что в действительности здесь имеет место переход

$$p\,3/2^+[411] \to n\,1/2^+[660],$$

т.е. при несколько большем значении β_0, когда структура конечного состояния практически полностью соответствует $n\,1/2^+[660]$. Величина $\log(ftR^{-1})$ для этих двух переходов (в таблице II они помечены звездочкой) была вычислена на основе приведенных выше соображений.

В заключение отметим, что исследование эффектов, подобных N-запрещенному β-переходу, невозможно провести, если использовать метод Фэсслера и Шелайна [28].

Авторы признательны В.Г.Соловьеву на полезное обсуждение результатов.

Литература

1. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-2976, Дубна 1966. Acta Physica Polonica. Vol. XXXII, page 461 (1967).
2. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-2976, Дубна 1967.
3. Ф.А.Гареев., С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев, М.Г.Гинзбург. Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна 1967.
4. Б.Н.Захарьев, Н.И.Пятов, В.И.Фурман. ЖЭТФ, 41, 1669, 1961.
5. В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963.
6. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Издательство Наука, 1965.
7. S.T.Belyaev. Mat.Fys.Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, noll (1959).
8. H.J.Mang, J.K.Poggenburg and J.O.Rasmussen. Nucl. Physics 64, (1965) 353.
9. J.H.E.Mattauch, W.Thiele, Nuclear Physics 67 (1965) I
10. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, И.Д.Христов. Препринт ОИЯИ Р4-3339, Дубна 1967.
11. К.Я.Громов. Структура сложных ядер, стр. 299, Атомиздат, Москва 1966.
12. Z.Preibisz, W.Kurcewicz, K.Stryczniewiecz and J.Zylics, Physics Letters 14 (1965) 206.
13. B.Harmats, T.H.Handley and J.W.Mihelich. Phys. Rev. 119, (1960) 1345.
14. L.Funke, H.Graber, K.H.Kaun, H.Sodan, Nuclear Physics 88 (1966) 641.
15. Nuclear Data Sheets, V5, S5 (1963).
16. Nuclear Data Sheets, V5, S6 (1963).
17. Nuclear Data Sheets, V6 SI (1964).
18. Nuclear Data Sheets, V6, S6 (1965).
19. Nuclear Data, VI, No I (1966).
20. Nuclear Data, VI, No I (1966)

21. P.H.Bleihert-Toft, E.G.Funk and J.W.Mihelich, Nuclear Physics A96 (1967) 190.

22. B.Harmatz, T.H.Handley and J.W.Mihelich, Phys.Rev. 128, (1962) 1186.

23. Г.Музиоль. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Препринт ОИЯИ, 6-2920. Дубна 1966.

24. К.Вильский, В.В.Кузнецов, Н.А.Лебедев, О.Б.Нильсен, О.Скильбрайт. Материалы восьмого совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов, изомерии ядер и теории ядра. Препринт ОИЯИ 2412. Дубна 1965.

25. Z.Bochnacki and S.Ogaza, Nuclear Physics A102 (1967) 529.

26. O.W.B.Schult et al., Phys. Rev. 154, (1967) 1146.

27. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-2596, Дубна 1966.

28. A.Faessler, R.Sheline. Phys.Rev., 148, N3, (1966) 1003.

29. B.Harmatz and T.H.Handley, Nuclear Physics 81 (1966) 481.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1967 года.

Таблица I.

Ядра / Параметры	Gd – Dy	Er	Yb	Hf – W	Os
$\beta_Б$	0,331	0,314	0,305	0,254	0,2
G_N (Мэв)	$\frac{23}{A}$	$\frac{25}{A}$	$\frac{25}{A}$	$\frac{26}{A}$	$\frac{26}{A}$
G_Z (Мэв)	$\frac{29}{A}$	$\frac{32}{A}$	$\frac{31}{A}$	$\frac{30}{A}$	$\frac{32}{A}$

Таблица II

Материнское ядро	$I\pi[Nn_z\Lambda]$	Дочернее ядро	$I'\pi[N'n'_z\Lambda']$	Тип перехода	Энергия состояния дочернего ядра	log ft одночаст.	R	log[K(t)] теор.	log ft экспер.	Литература
$_{63}Eu^{155}$	$5/2^+$ [413]	$_{64}Gd^{155}$	$5/2^+$ [642]	β^-	105,3	6,07	0,27	6,64	7,0-7,3	/15,21,11/
$_{63}Eu^{157}$	$5/2^+$ [413]	$_{64}Gd^{157}$	$5/2^+$ [642]	β^-	64	6,07	0,37	6,50	7,5	/11/
$_{65}Tb^{161}$	$3/2^+$ [411]	$_{66}Dy^{161}$	$5/2^+$ [642]	β^-	0	6,34	0,384	6,76	7,8	/16/
$_{65}Tb^{155}$	$3/2^+$ [411]	$_{64}Gd^{155}$	$5/2^+$ [642]	э.с.	105,3	6,34	0,375	6,77	7,0-7,2	/22,21/
$_{63}Eu^{155}$	$5/2^+$ [413]	$_{64}Gd^{155}$	$3/2^+$ [651]	β^-	86,5	6,53	0,486	6,84	7,3-7,4	/15,22/
$_{64}Gd^{153}$	$3/2^+$ [651]	$_{63}Eu^{153}$	$3/2^+$ [411]	э.с.	103	6,29	0,189	7,01	6,5-7,0	/15,11/
$_{65}Tb^{161}$	$3/2^+$ [411]	$_{66}Dy^{161}$	$3/2^+$ [651]	β^-	551	6,29	0,405	6,60	6,0	/23/
$_{65}Tb^{155}$	$3/2^+$ [411]	$_{64}Gd^{155}$	$3/2^+$ [651]	э.с.	86,5	6,29	0,144	7,13	6,9-7,2	/24,21,22/
$_{62}Sm^{153}$	$3/2^+$ [651]	$_{63}Eu^{153}$	$5/2^+$ [413]	β^-	0	6,35	0,115	7,29	7,2	/14/
$_{62}Sm^{153}$	$3/2^+$ [651]	$_{63}Eu^{153}$	$3/2^+$ [411]	β^-	103,2	6,25	0,206	6,94	6,6	/14/
$_{62}Sm^{153}$	$3/2^+$ [651]	$_{63}Eu^{153}$	$1/2^+$ [411]	β^-	634,6	6,42	0,246	7,03	7,6	/14/
$_{62}Sm^{153}$	$3/2^+$ [651]	$_{63}Eu^{153}$	$5/2^+$ [402]	β^-	706,6	6,17	0,247	6,56	7,2	/14/
*) $_{65}Tb^{155}$	$3/2^+$ [411]	$_{64}Gd^{155}$	$1/2^+$ [400]	э.с.	367,7	6,1	0,115	7,04	7,3	/21/
*) $_{65}Tb^{155}$	$3/2^+$ [411]	$_{64}Gd^{155}$	$3/2^+$ [402]	э.с.	266,6	5,99	0,196	6,70	7,2	/21/
$_{69}Tm^{165}$	$1/2^+$ [411]	$_{68}Er^{165}$	$3/2^+$ [651]	э.с.	854	6,10	$0,28 \cdot 10^{-1}$	7,64	6,6-7,1	/11,12,22/
$_{69}Tm^{163}$	$1/2^+$ [411]	$_{68}Er^{163}$	$3/2^+$ [651]	э.с.	415	6,10	$0,460 \cdot 10^{-1}$	7,44	-	/12,22/
$_{70}Yb^{169}$	$7/2^+$ [633]	$_{69}Tm^{169}$	$7/2^+$ [404]	э.с.	316	6,20	$0,590 \cdot 10^{-1}$	7,43	7,6	/17/
$_{71}Lu^{169}$	$7/2^+$ [404]	$_{70}Yb^{169}$	$7/2^+$ [633]	э.с.	70,9	6,20	$0,575 \cdot 10^{-1}$	7,44	8,4	/13/
$_{71}Lu^{173}$	$7/2^+$ [404]	$_{70}Yb^{173}$	$7/2^+$ [633]	э.с.	351	6,20	$0,174 \cdot 10^{-1}$	7,96	8,3-8,6	/11,19/
$_{73}Ta^{175}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{175}$	$7/2^+$ [633]	э.с.	207	6,59	0,169	7,36	6,4-6,7	/11,18/
$_{71}Lu^{177}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{177}$	$7/2^+$ [633]	β^-	746	6,59	0,314	7,09	-	/11,18/
$_{73}Ta^{177}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{177}$	$7/2^+$ [633]	э.с.	746	6,59	$0,860 \cdot 10^{-1}$	7,56	7,9-8,1	/11,18/
$_{70}Yb^{177}$	$9/2^+$ [624]	$_{71}Lu^{177}$	$7/2^+$ [404]	β^-	0	6,16	0,230	6,80	6,2-6,5	/11,18/
$_{71}Lu^{177}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{177}$	$9/2^+$ [624]	β^-	321	6,17	0,115	7,11	6,3-6,5	/11,18/
$_{73}Ta^{177}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{177}$	$9/2^+$ [624]	э.с.	321	6,17	0,374	6,60	8,2-8,4	/11,18/

Таблица II (продолжение)

$_{71}Lu^{179}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{179}$	$9/2^+$ [624]	β^-	0	6,17	0,178	6,92	7,0	/18/
$_{73}Ta^{179}$	$7/2^+$ [404]	$_{72}Hf^{179}$	$9/2^+$ [624]	e.c.	0	6,17	0,216	6,84	6,3-6,7	/18,11/
$_{74}W^{181}$	$9/2^+$ [624]	$_{73}Ta^{181}$	$7/2^+$ [404]	e.c.	0	6,27	0,327	6,76	6,5-6,7	/18,11/
$_{76}Os^{183}$	$9/2^+$ [624]	$_{75}Re^{183}$	$7/2^+$ [404]	e.c.	852	6,52	0,44	6,88	7,2	/20/
$_{63}Eu^{157}$	$5/2^+$ [413]	$_{64}Gd^{157}$	$3/2^+$ [651]	β^-	474,6	6,53	0,58	6,77	6,6	/29/

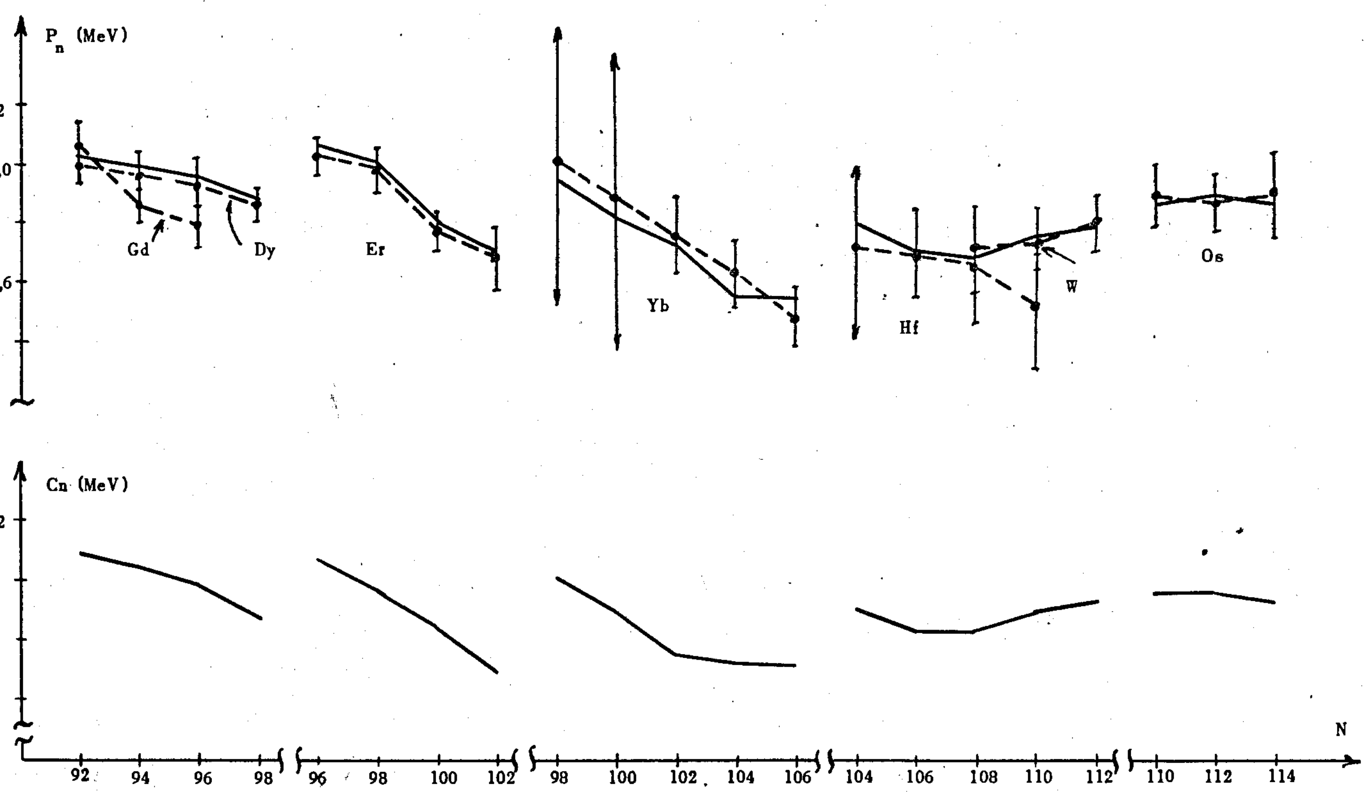

Рис. 1. Парные энергии и корреляционные функции в зависимости от числа нейтронов

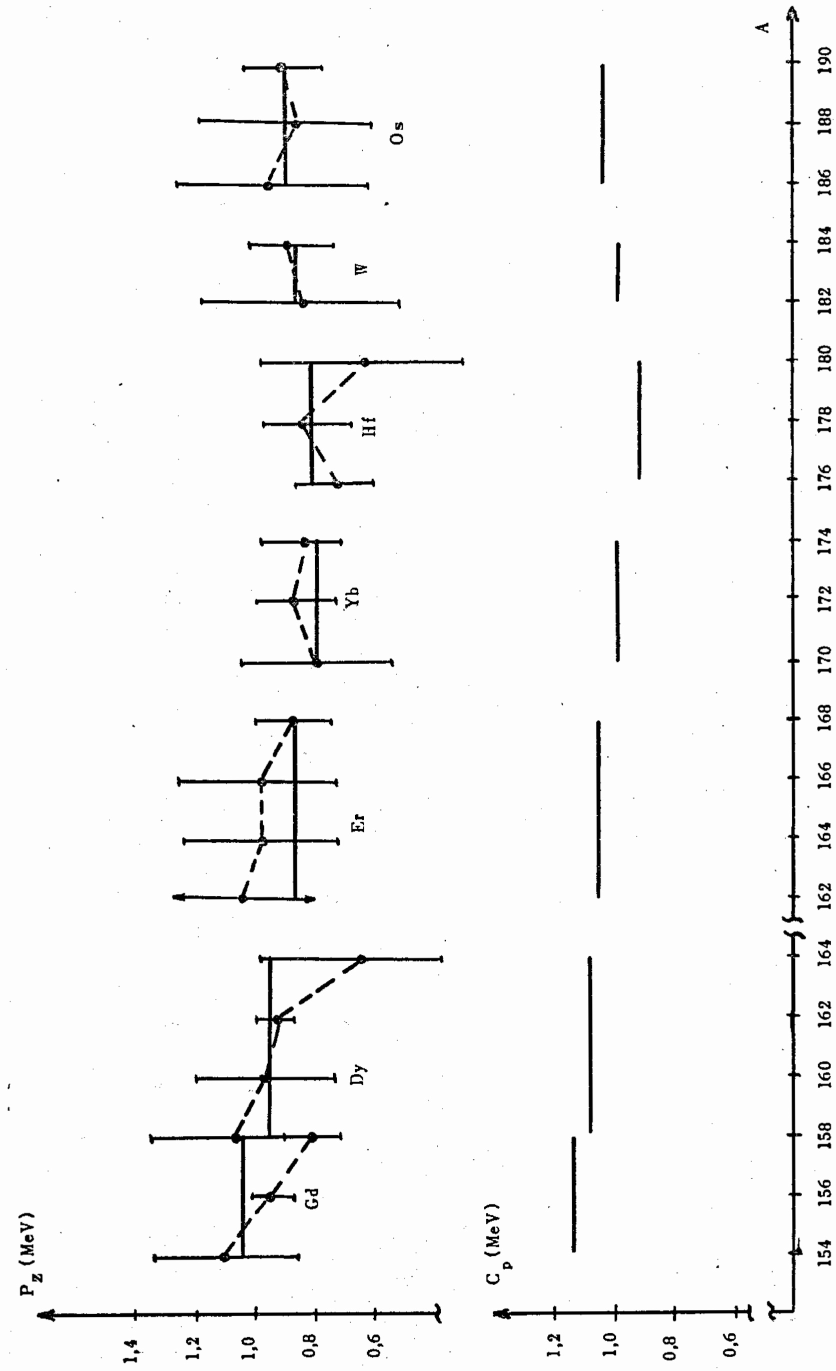

Рис. 2. Парные энергии и корреляционные функции в зависимости от массового числа A.

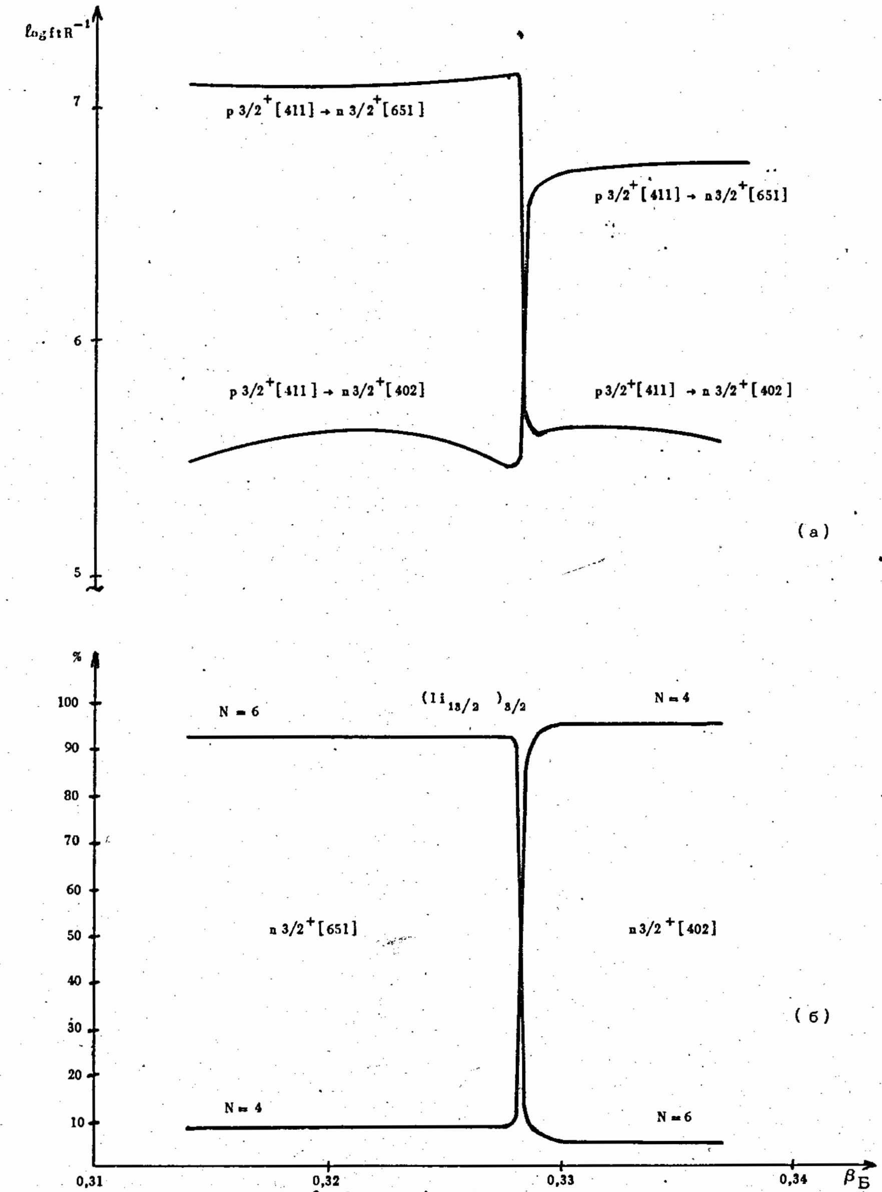

Рис. 3, а) Зависимость $log(ftR^{-1})$ для β-перехода на квазипересекающиеся уровни от параметра деформации; б)Структура одного из квазипересекающихся уровней $(1i_{13/2})_{3/2^+}$ как функция параметра деформации.