

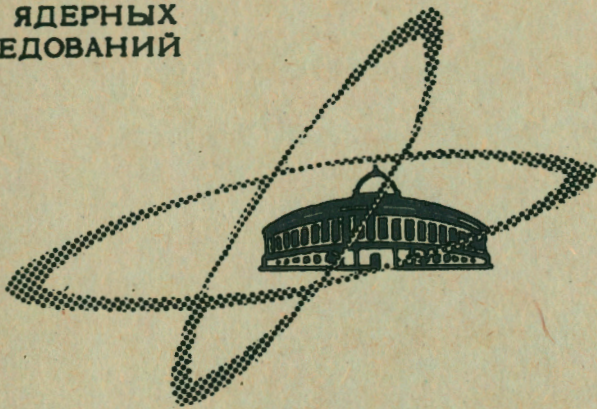
4054

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 4054



Д.А.Арсеньев, А.Собичевски, В.Г.Соловьев

РАВНОВЕСНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ  
ОСНОВНЫХ И ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
ЯДЕР В ОБЛАСТИ  $50 < Z, N < 82$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

**P4 - 4054**

**Д.А.Арсеньев, А.Собичевски,\* В.Г.Соловьев**

**РАВНОВЕСНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ  
ОСНОВНЫХ И ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
ЯДЕР В ОБЛАСТИ  $50 < Z, N < 82$**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

---

\* Институт ядерных исследований, Варшава.

## В в е д е н и е

Первые экспериментальные указания на существование деформированных ядер в области  $50 < Z, N < 82$  были сделаны в <sup>/1/</sup>. В последнее время появилось значительное число экспериментальных работ, свидетельствующих о наличии равновесных деформаций у ядер в указанной области (работы <sup>/2,3/</sup> и упомянутые в них).

Впервые теоретические расчеты равновесных деформаций и энергий деформаций для четно-четных ядер в этой области проведены в <sup>/4/</sup>, где использовался метод Мотельсона-Нильссона <sup>/5,6/</sup>, основанный на условии сохранения объема. Равновесные деформации, полученные в <sup>/4/</sup>, несколько больше тех, которые получаются для ядер редкоземельной области; а энергии деформаций — несколько меньше. В этих работах не учитывалось влияние парных корреляций и кулоновского взаимодействия в явном виде и исследовалась зависимость энергии только от положительных  $\beta$ -деформаций.

В <sup>/7/</sup> изучена зависимость энергий ядер в области  $50 < Z, N < 82$  от  $\beta$ - и  $\gamma$ -деформаций. Расчеты выполнены на основе модели, учитывающей спаривание и квадрупольные силы. Согласно этим исследованиям ряд ядер рассматриваемой области имеет равновесной формой сплюснутый эллипсоид вращения <sup>/8/</sup>, а разность энергий, соответствующих сплюснутой и вытянутой форме, достаточно велика (3 Мэв для <sup>124</sup>Ba). В

вышеперечисленных работах /4-8/ использовалась старая схема одно-частичных уровней Нильссона /8/ без члена  $\langle l^2 \rangle$  с введением дополнительных сдвигов некоторых уровней.

В /10/ вычислена зависимость энергии ядер в области  $50 < N, Z < 82$  от  $\beta$ -,  $\gamma$ -деформаций теми же методами, что и в /11-13/. При этом принимались во внимание взаимодействия, приводящие к парным корреляциям, и кулоновские силы.

Для сравнения были выполнены расчеты равновесных деформаций и энергий деформаций этих ядер методом Струтинского /14/. Вычисления проведены с несколькими вариантами схем уровней потенциала Нильссона с членом  $\langle l^2 \rangle$ . Было установлено, что для ядер в рассматриваемой области два минимума функции энергии в зависимости от  $\beta$  при  $\gamma = 0^\circ$  (один при положительной, другой при отрицательной деформации) близки друг к другу. С этим обстоятельством связана возможность существования возбужденных состояний с равновесными деформациями, отличающимися знаком. Так как при переходе из одного минимума в другой при изменении параметра  $\gamma$  не существует значительного энергетического барьера, то устойчивым является только один, более глубокий, минимум, который и соответствует равновесной деформации. Поэтому, вероятно, эти ядра являются "мягкими" по отношению к  $\gamma$ -деформациям.

Для ядер переходной области на основании результатов расчетов зависимости энергии от деформации можно также сделать вывод о "мягкости" таких ядер по отношению и к  $\beta$ -деформациям, что увеличивает вероятность нахождения возбужденных состояний с различными деформациями.

На возможность существования возбужденных состояний, равновесные деформации которых отличаются от равновесных деформаций в основных состояниях, указывалось несколько раз /5, 18, 19-21/. Систематические

расчеты равновесных деформаций основных и возбужденных состояний сильнодеформированных ядер были выполнены в /22/. Равновесные деформации квазичастичных возбужденных состояний в тяжелых ядрах рассматривались ранее в связи с вопросом о спонтанно делящихся изотопах /23/.

Целью настоящей работы является вычисление равновесных деформаций основных и возбужденных состояний нечетных и нечетно-нечетных ядер, а также двухквазичастичных возбужденных состояний четно-четных ядер в области  $50 < Z, N < 82$ .

В разделе 2 приводятся описание метода вычислений и выбор параметров. В разделе 3 представлены результаты расчетов. Выводы даны в разделе 4.

## 2. Описание метода вычислений

### 2.1. Метод расчета

Мы рассматриваем в качестве среднего поля ядер потенциал Ньютона /24/, который в случае аксиальной симметрии (т.е. при  $\gamma = 0^\circ$  или  $60^\circ$ ) сводится к потенциалу Нильссона /8/. К нему мы добавляем остаточное взаимодействие, приводящее к парным корреляциям нуклонов, рассматриваемое в приближении постоянных матричных элементов парного взаимодействия. Таким образом, исходный гамильтониан

$$H = H_{sp} + H_{pair} = \sum_{\nu} E(\nu) (a_{\nu+}^+ a_{\nu+} + a_{\nu-}^+ a_{\nu-}) - G \sum_{\nu, \omega} a_{\nu+}^+ a_{\nu-}^+ a_{\omega-} a_{\omega+}, \quad (1)$$

где  $E(\nu)$  есть собственные значения ньютоновского или нильссоновского гамильтониана  $H_{sp}$ , соответствующие дважды вырожденному состоянию  $|\nu\rangle$ , а  $G$  - константа парных взаимодействий.

Если включить в гамильтониан парное  $p$ - $p$  взаимодействие таким же образом, как это делается с  $r$ - $r$  и  $p$ - $p$  взаимодействием, то это не приведет к появлению  $r$ - $p$  корреляций с образованием сверхтекучего состояния /25/. Поэтому мы не вводим  $p$ - $r$  взаимодействие, и гамильтониан (1) берется отдельно для протонной и нейтронной систем.

Для простоты используем BCS волновые функции /26/, т.к. в /27/ было показано, что использование проецированных волновых функций (PBCS) на состояния с определенным числом частиц оказывает слабое влияние на результаты расчетов равновесных деформаций для хорошо деформированных ядер. Для ядер с малой энергией деформации (в этом случае кривые зависимости энергии от деформации имеют плоские минимумы) использование PBCS функций оказывает более сильное влияние, сводящееся, как правило, к увеличению величины равновесной деформации.

Выражение для энергии основного состояния четно-четной системы при использовании BCS волновых функций имеет вид:

$$\bar{E} = \sum_{\nu} E(\nu) 2 v_{\nu}^2 - \frac{C^2}{G}, \quad (2)$$

где

$$2 v_{\nu}^2 = 1 - \frac{E(\nu) - \lambda}{\epsilon(\nu)} \quad (3)$$

вероятность заполнения состояния  $|\nu\rangle$ , а его энергия

$$\epsilon(\nu) = \sqrt{C^2 + [E(\nu) - \lambda]^2}.$$

Химический потенциал  $\lambda$  и энергетическая щель  $2C$  определяются из уравнений:

$$\frac{2}{G} = \sum_{\nu} \frac{1}{\epsilon(\nu)}, \quad (4)$$

$$n = \sum_{\nu} 2 v_{\nu}^2.$$

Второе из этих уравнений получается из условия сохранения числа частиц  $n$  (протонов или нейтронов) в среднем.

В выражении (2) мы опустили член  $G \sum_{\nu} v_{\nu}^4$ , который слабо зависит от деформации и влияние которого к тому же можно свести к перенормировке энергий одночастичных уровней среднего поля  $E(\nu)$ .

Энергия двухквазичастичного состояния четно-четной системы с двумя невзаимодействующими квазичастицами на уровнях среднего поля  $|\nu_1\rangle$  и  $|\nu_j\rangle$  дается выражением /28/

$$\bar{E} = E(\nu_1) + E(\nu_j) + \sum_{\nu \neq \nu_1, \nu_j} E(\nu) 2 v_{\nu}^2 - \frac{C^2(\nu_1, \nu_j)}{G}, \quad (5)$$

а уравнения на химический потенциал  $\lambda(\nu_1, \nu_j)$  и энергетическую щель  $2C(\nu_1, \nu_j)$  - с учетом эффекта блокировки:

$$\frac{2}{G} = \sum_{\nu \neq \nu_1, \nu_j} \frac{1}{\epsilon(\nu)}, \quad (6)$$

$$n = 2 + \sum_{\nu \neq \nu_1, \nu_j} 2 v_{\nu}^2.$$

Для энергии основного или возбужденного состояния системы с нечетным числом частиц с учетом эффекта блокировки имеем /28,29/:

$$\bar{E} = E(\nu_1) + \sum_{\nu \neq \nu_1} E(\nu) 2 v_{\nu}^2 - \frac{C^2(\nu_1)}{G}, \quad (7)$$

где  $|\nu_1\rangle$  - состояние, занимаемое нечетной квазичастицей. Здесь  $\lambda(\nu_1)$  и  $2C(\nu_1)$  определяются из уравнений

$$\frac{2}{G} = \sum_{\nu \neq \nu_1} \frac{1}{\epsilon(\nu)}, \quad (8)$$

$$n = 1 + \sum_{\nu \neq \nu_1} 2\nu^2,$$

где  $n$  - число частиц в системе.

В соответствии с уравнениями (2), (5) и (7) квадрупольный момент системы равен:

$$Q_0 = \sum_{\nu} q_{\nu\nu} 2\nu^2 \quad (2a)$$

для основного состояния четно-четной системы и

$$Q_0 = q_{\nu_1 \nu_1} + q_{\nu_1 \nu_1} + \sum_{\nu \neq \nu_1, \nu_1} q_{\nu\nu} 2\nu^2 \quad (5a)$$

для двухквазичастичного возбужденного состояния четно-четной системы. Для нечетной системы

$$Q_0 = q_{\nu_1 \nu_1} + \sum_{\nu \neq \nu_1} q_{\nu\nu} 2\nu^2. \quad (7a)$$

Здесь  $q_{\nu\nu}$  - диагональный матричный элемент оператора квадрупольного момента по состоянию  $|\nu\rangle$ .

Полная энергия ядра выражается в виде

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_p + \mathcal{E}_n + \mathcal{E}_c, \quad (9)$$

где  $\mathcal{E}_p$  и  $\mathcal{E}_n$  - энергии протонной и нейтронной системы, определяю-

щиеся из (2), (5) или (7) в зависимости от четности числа частиц в системе и от того, какое состояние рассматривается - возбужденное или основное.

$\mathcal{E}_c$  означает кулоновскую энергию ядра. Мы рассчитываем ее как энергию равномерно заряженного однородного эллипсоида постоянного объема. В случае аксиальной симметрии эллипсоида имеем /30,17/

$$\mathcal{E}_c(\epsilon) = \mathcal{E}_c(0) g(\epsilon), \quad (10)$$

где  $\mathcal{E}_c(0) = 0,6 Z e^2 / R_0$  - кулоновская энергия однородной, равномерно заряженной сферы, а

$$g(\epsilon) = \frac{(1 - \frac{2}{3}\epsilon)^{2/3} (1 + \frac{1}{3}\epsilon)^{1/3}}{\sqrt{2\epsilon - \frac{1}{3}\epsilon^2}} \ln \frac{1 - \frac{2}{3}\epsilon}{1 + \frac{1}{3}\epsilon - \sqrt{2\epsilon - \frac{1}{3}\epsilon^2}}$$

для  $\epsilon > 0$  и

$$g(\epsilon) = \frac{(1 - \frac{2}{3}\epsilon)^{2/3} (1 + \frac{1}{3}\epsilon)^{1/3}}{\sqrt{\frac{1}{3}\epsilon^2 - 2\epsilon}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\frac{1}{3}\epsilon^2 - 2\epsilon}}{1 + \frac{1}{3}\epsilon}$$

для  $\epsilon < 0$ . Здесь  $\epsilon$  - параметр деформации, определенный в работе Нильссона /8/. Для эллипсоида неаксиальной формы кулоновская энергия выражается через неполный эллиптический интеграл 1-го рода /30/.

## 2.2. Выбор параметров, использованных в вычислениях

Наши расчеты основаны на модифицированном потенциале Нильссона, включающем член  $\langle l^2 \rangle$  /15,17/.

Протонная схема одночастичных уровней выбрана такой же, как в редкоземельной области, т.е. с параметрами  $\kappa_p = 0,0837$  и  $\mu_p = 0,60$  для всех уровней.



Часть схемы для  $50 < Z < 82$  представлена на рис.1. Для  $\epsilon < 0$  у уровней проставлены асимптотические квантовые числа, соответствующие большим отрицательным деформациям (то же сделано и для нейтронной схемы на рис.2).

Для нейтронов мы использовали три различные схемы:

1) Схема, предложенная для редкоземельной области с параметрами  $\kappa_n = 0,0637$  и  $\mu_n = 0,42$  для всех нейтронных уровней. Она представлена на рис.2 для  $50 < N < 82$ .

2) Схема, предложенная в /16/. Ее параметры изменены по сравнению с параметрами схемы 1) с целью получения лучшего согласия с экспериментальными значениями одночастичных состояний нечетных  $A$ -ядер в широкой области  $A$ :  $100 < A < 256$ . Изменения касаются параметра  $\mu_n$ , который имеет значение  $\mu_n = 0,35$  для  $N = 3,4$ , и вводится сдвиг  $\Delta E = 0,10 \text{ MeV}$  для подоболочки  $4d_{3/2}$ . Изменения параметров 6-ой и 7-ой оболочек, вероятно, не оказывают существенного влияния на результаты наших вычислений.

3) Экстраполяционная схема. Она получена следующим образом, Из /15,17/ взяли параметры нейтронной схемы  $\kappa$  и  $\mu$  для области  $82 < N < 126$  с центром при  $N = 104$  и параметры для  $N > 126$  с центром при  $N = 155$  и линейно экстраполировали их на область  $50 < N < 82$  с центром при  $N = 66$ . В результате экстраполяции получили  $\kappa_n = 0,0638$  и  $\mu_n = 0,491$ . Видно, что величина  $\kappa$  весьма близка к ее значению в редкоземельной области (так же, как и для области тяжелых элементов). Величина  $\mu$ , однако, больше той, которая получается для редкоземельной области. Это несколько неожиданно, т.к. принято считать на основании сравнения параметров схем для тяжелых элементов и редкоземельной области, что с уменьшением  $N$   $\mu$  стремится к нулю.

Константы парных взаимодействий  $G_N$  и  $G_Z$  выбраны в соответствии с /16/, где они были определены из экспериментальной разности масс четных и нечетных ядер в области  $100 < A < 150$ . При решении уравнений парных корреляций с учетом 42 уровней среднего поля величины  $G_N$  и  $G_Z$  оказались равными

$$AG_N = (19,5 \pm 0,5) \text{ Мэв} \quad \text{и} \quad AG_Z = (22,5 \pm 0,5) \text{ Мэв}.$$

После перенормировки /31/ на 24 уровня, как это делается в нашей работе, они принимают значения:  $AG_N = (25 \pm 0,6) \text{ Мэв}$  и  $AG_Z = (28,5 \pm 0,6) \text{ Мэв}$ . Окончательно мы выбрали  $AG_N = 25 \text{ Мэв}$  и  $AG_Z = 28,5 \text{ Мэв}$ . Влияние небольшого изменения этих параметров на результаты вычислений обсуждается в разделе 3.

### 3. Результаты и обсуждения

Все результаты, представленные в работе, получены при расчетах со схемой среднего поля 1), показанной на рис.1 для  $50 < Z < 82$  и рис.2 для  $50 < N < 82$ . О влиянии изменения схем уровней среднего поля на результаты расчетов будет сказано ниже.

#### 3.1. Основные состояния

3.1.1. Четные ядра. С целью последовательного описания изложим здесь часть полученных в /10/ результатов относительно основных состояний четных ядер.

Типичная зависимость энергии основного состояния от параметра деформации  $\epsilon$  представлена на рис.3. Кривая имеет два минимума. Один при отрицательной деформации, обозначенной как  $\epsilon_0^-$ , другой при положительной -  $\epsilon_0^+$ . Соответствующие этим двум минимумам энер-

гии деформации обозначены через  $\mathcal{E}_{def}^-$  и  $\mathcal{E}_{def}^+$ . Они определяются как разность энергии ядра при нулевой деформации и деформации,  $\epsilon_0$ , при которой достигается минимум, т.е.  $\mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(\epsilon_0)$ . Из рис.3 видно, что, хотя ядро  $^{128}\text{Ba}$  и является хорошо деформированным (энергия деформации для  $\epsilon_0^- = -0,25$  равна 2,9 Мэв), разность  $\Delta \mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}_{def}^+ - \mathcal{E}_{def}^- = \mathcal{E}(\epsilon_0^+) - \mathcal{E}(\epsilon_0^-)$  между энергиями деформации для положительной и отрицательной равновесных деформаций мала и составляет - 0,7 Мэв. Более того, для других ядер эта разность меняет знак, указывая на то, что равновесной формой является либо сплюснутый эллипсоид (когда  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  отрицательна), либо вытянутый (когда  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  положительна). Поэтому мы решили описывать каждое ядро четырьмя величинами:  $\epsilon_0^-$ ,  $\epsilon_0^+$ ,  $\mathcal{E}_{def}^+$  и  $\Delta \mathcal{E}_{def}$ . Зависимость этих величин от Z и N представлена на рис.4-7.

Для того чтобы определить равновесную деформацию и энергию деформации по этим рисункам, надо по данным Z и N из рис.7 найти  $\Delta \mathcal{E}_{def}$ . Тогда равновесная деформация  $\epsilon_{eq} = \epsilon_0^-$ , если  $\Delta \mathcal{E}_{def} < 0$  (см. рис.4), или  $\epsilon_{eq} = \epsilon_0^+$ , если  $\Delta \mathcal{E}_{def} > 0$  (см. рис.5). Энергия деформации  $\mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}_{def}^- = \mathcal{E}_{def}^+ - \Delta \mathcal{E}_{def}$ , если  $\Delta \mathcal{E}_{def} < 0$ , или  $\mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}_{def}^+$  (рис.8), если  $\Delta \mathcal{E}_{def} > 0$ .

На всех четырех рисунках проведена линия, на которой энергия связи протона в четном ядре  $V_p = 0$ . Она проведена в соответствии с таблицей /32/, рассчитанной на основе полуэмпирической формулы масс ядер с учетом оболочечной поправки. Линия  $V_p = 0$ , соответствующая многопараметрической формуле /33/, лежит на несколько массовых единиц выше указанной, а та, которая получается из прежней формулы Камерона /34/, на несколько массовых единиц ниже.

Мы не представляем здесь (это сделано в /10/) и не обсуждаем результаты для тех ядер, которые лежат от линии стабильности дальше, чем линия  $V_p = 0$ .

Из рис.7 видно, что, по нашим расчетам, при отходе от линии  $\beta$ -стабильности, равновесными формами является сначала сплюснутый эллипсоид вращения, а затем - вытянутый. Между ними мы встречаем область ядер, для которых  $\Delta \mathcal{E}_{def} = 0$  и равновероятны как та, так и другая форма. В принципе, они могут иметь и произвольную  $\gamma$ -деформацию. Некоторые из этих ядер имеют значительную энергию деформации, достигающую 5-6 Мэв.

Максимальная энергия деформации для рассматриваемой области ядер порядка 8-9 Мэв. С заполнением оболочек, область максимальных деформаций ( $|\epsilon_0| = 0,35 \pm 0,36$ ) достигается раньше, чем область максимальных энергий деформаций в редкоземельной области. По нашим расчетам, для большинства деформированных ядер в области  $50 < Z, N < 82$  полученные равновесные деформации  $\epsilon_0^-$  и  $\epsilon_0^+$  близки по абсолютной величине и превышают 0,25.

Так как в исследуемой области ядер схема одночастичных уровней не известна достаточно хорошо, то весьма важным является вопрос о чувствительности результатов расчетов к изменению этой схемы. С целью его выяснения мы рассчитали величины, представленные на рис. 4-7 с использованием схем 2 и 3, которые описаны в разделе 2. Выяснилось, что при использовании схемы 3 мы получаем почти те же величины равновесных деформаций и энергий деформаций. Расчеты со схемой 2 ведут как к увеличению деформаций (причем одновременно  $\epsilon_0^+$  и  $|\epsilon_0^-|$ ) на  $0,01 \pm 0,02$ , так и к росту энергий деформаций на  $0,5 \pm 1,2$  Мэв. Наиболее чувствительной оказалась величина  $\Delta \mathcal{E}_{def}$ . В вычислениях со схемой 3  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  изменилась на  $0,1 \pm 0,4$  Мэв, что привело к сдвигу линии  $\Delta \mathcal{E}_{def} = 0$  на 2-3 массовых единицы в сторону линии  $\beta$ -стабильности и к уменьшению области ядер с отрицательной равновесной деформацией. Расчеты со схемой 2 приводят к обратному результату:

$\Delta \mathcal{E}_{def}$  изменяется на  $-0,1 \pm 0,4$  Мэв, линия  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  сдвигается в



сторону от области стабильности на 2-4 массовые единицы. и увеличивается область ядер с отрицательной равновесной деформацией.

Рассмотрим в качестве примера ядро  $^{128}\text{Ba}$ , которое, по нашим оценкам, имеет наибольшую отрицательную величину  $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$ . В расчетах с тремя схемами ядра  $^{128}\text{Ba}$  мы получаем, что равновесной формой является сплюснутый эллипсоид вращения, а разность между энергиями деформаций для сплюснутой и вытянутой форм принимает значения  $-0,7$ ,  $-0,9$ ,  $-0,3$  для схем 1, 2 и 3 соответственно.

Как видно, использование всех схем дает, в основном, сходные результаты. Деформации и энергии деформаций меняются незначительно. К аналогичным результатам приводит метод, основанный на введении оболочечной поправки в модели жидкой капли предложенный Струтинским /14/. При расчетах этим методом равновесных деформаций и энергий деформаций, наиболее сильно отличается от приведенных здесь величин  $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$ , однако и в этих расчетах она остается малой, что является наиболее характерным для всей этой области ядер.

Т.к. все три схемы дают почти одинаковые значения деформаций и энергий деформаций, мы приводим данные, полученные со схемой 1.

Остались еще два параметра - константы парного взаимодействия  $G_N$  и  $G_Z$ . Табл. 1 показывает, как изменяются результаты расчетов при 10% изменениях этих констант. В таблице приведены результаты расчетов для трех ядер:  $^{126}\text{Ba}$ ,  $^{128}\text{Ce}$ ,  $^{122}\text{Sm}$ , для которых величина  $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$  соответственно, отрицательна, близка к нулю и положительна. В первой колонке этой таблицы приведены результаты вычислений с константами, принятыми в этой работе, во второй - они увеличены на 10%, в третьей - уменьшены. Из таблицы видно, что при таких изменениях констант изменение величины равновесной деформации не превышает 0,01, а  $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$   $-0,3$  Мэв. При 10% изменении констант все качественные результаты остаются прежними.

В табл. 2 представлены результаты относительно ядер не сильно удаленных от линии  $\beta$ -стабильности и доступных эксперименту в настоящее время. Ядра с энергией деформации, меньшей 0,8 Мэв, как правило, сферические. Кроме величин, представленных на рис.4-7, в таблице указаны квадрупольные моменты (в барнах), рассчитанные по формуле (2а).

Экспериментальные значения равновесных деформаций, полученные из измерений времени жизни первого  $2^+$  уровня дают:  $|\beta_{\text{exp}}| \leq 0,21$  /35/ для  $^{128}\text{Ba}$  и  $|\beta_{\text{exp}}| = 0,24$  /2/ для  $^{126}\text{Ba}$ , что соответствует:  $|\epsilon_{\text{exp}}| \leq 0,20$  и  $|\epsilon_{\text{exp}}| = 0,23$  (где  $\epsilon = 0,95 \beta$  в первом порядке по  $\beta$ ). Эти значения лежат между значениями  $\epsilon_0^-$  и  $\epsilon_0^+$  табл. 2. К сожалению, такие эксперименты не дают возможности определить знак деформации.

Во всех расчетах мы используем только параметр деформации потенциала  $\epsilon$ . Интересно выяснить, насколько хорошо он согласуется с параметрами деформации плотностей нейтронного и протонного распределения. Ответ на этот вопрос дает табл. 3. Взяв в качестве примера ядро  $^{126}\text{Ba}$  мы для некоторых значений  $\epsilon$ , указанных в 1-ой колонке этой таблицы, рассчитали в рамках микроскопической модели отношения  $Q_{\text{tot}} \equiv Q_0^{\text{tot}} = Q_0^p + Q_0^n$ , к  $Q_p \equiv Q_0^p$ , приведенные во второй колонке. Из таблицы видно, что в пределах 5% это отношение постоянно (и равно 2,39, в то время как  $A/Z = 2,25$ ). Можно рассматривать это как совпадение деформации нейтронной и протонной систем с этой точностью в области изменения  $\epsilon$  от  $-0,4$  до  $+0,4$ . В третьей колонке табл. 3 указано отношение квадрупольного момента аксиально-симметричного эллипсоида с однородным распределением протонов  $Q_p^{\text{unif}}$  к микроскопическому квадрупольному моменту протонов  $Q_p$ . Формула для  $Q_p^{\text{unif}}$  (между этой величиной и параметром деформации потенциала -  $\epsilon$ , устанавливается однозначное соответствие) дается выражением

$$Q_p^{unif}(\epsilon) = \frac{2}{5} Z R_0^2 \frac{c^2 - a^2}{R_0^2} = 0,8 Z R_0^2 F(\epsilon),$$

где

$$F(\epsilon) = 0,5 \left(1 - \frac{1}{3} \epsilon^2 - \frac{2}{27} \epsilon^3\right)^{2/3} \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{\left(1 - \frac{2}{3} \epsilon\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{3} \epsilon\right)^2} \right]. \quad (11)$$

Здесь  $a$  — это полуось эллипсоида в направлении, перпендикулярном оси симметрии, а  $c$  — полуось по оси симметрии.

Радиус сферического ядра равен  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1,17 \text{ fm}$ . Мы видим, что отношение  $\frac{Q_p^{unif}}{Q_p}$  постоянно и равно 1 с точностью 5%. Это дает основание считать, что деформация потенциала совпадает с деформацией плотности распределения протонов с той же точностью.

Таким образом, результаты, приведенные в табл.3, дают нам уверенность в том, что все три параметра деформации (потенциала, протонной и нейтронной плотности), входящие в расчеты, близки друг к другу. Эта близость явилась причиной, по которой мы не различаем их и используем только один параметр — деформацию потенциала  $\epsilon$ , например, при феноменологическом вычислении кулоновской энергии ядра  $\mathcal{E}_c(\epsilon)$ .

Пример зависимости квадрупольного момента протонов  $Q = Q_0^p$  от деформации  $\epsilon$  дан на рис.8 для  $^{126}\text{Ba}$ , эта кривая с точностью 5% совпадает с  $Q_p^{unif}$ .

Мы излагали до сих пор результаты вычислений для случая аксиальной симметрии ядер. Основанием такого рассмотрения служит изучение зависимости энергии основных состояний ядер от неаксиальных деформаций. Мы рассчитали эту зависимость для некоторых четных ядер и выяснили, что минимум энергии достигается при деформациях, соответствующих аксиальной форме ядра. Пример таких расчетов приведен

на рис.9, который представляет собой контурную карту энергии основного состояния ядра  $^{126}\text{Ba}$  в координатах  $\beta$  и  $\gamma$ , определенных в работе Бора <sup>/36/</sup>. Предельные значения,  $\gamma = 0^\circ$  и  $\gamma = 60^\circ$  соответствуют аксиально-симметричному вытянутому или сплюснутому эллипсоиду вращения с осями симметрии, перпендикулярными друг другу. Из рис.9 видно, что абсолютный минимум энергии  $^{126}\text{Ba}$  достигается при значениях, соответствующих сплюснутому эллипсоиду (что соответствует  $\epsilon_0^-$  в нашей таблице и рисунках). Имеется также локальный минимум при  $\gamma = 0^\circ$  (соответствующий  $\epsilon_0^+$ ), но с очень маленьким барьером (порядка 0,05 Мэв). Видно, что энергетическая поверхность представляет собой долину, очень плоскую по отношению к  $\gamma$ -деформации. На рис.10 приведена кривая, которая показывает, как изменяется энергия (взята в точках минимума кривой, образованной при сечении энергетической поверхности плоскостью  $\gamma = \text{const}$ ) с изменением параметра  $\gamma$ . Аналогичная кривая для  $^{122}\text{Ba}$ , который имеет малую величину  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  приведена на рис.11. В этом случае энергетический барьер, соответствующий локальному минимуму при положительной деформации, хотя и больше, чем для  $^{126}\text{Ba}$ , но не превышает 0,2 Мэв. Таким образом, барьеры, если они есть, весьма малы. Это обстоятельство и малая величина  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  дали нам возможность предположить большую "мягкость" исследуемых ядер к  $\gamma$ -деформациям.

3.1.2. Нечетные и нечетно-нечетные ядра. Энергия основных состояний нечетных (как протонной, так и нейтронной) систем рассчитаны по формуле (7) с учетом блокировки соответствующего уровня ферми. Вычислены величины  $\epsilon_0^-$ ,  $\epsilon_0^+$ ,  $\mathcal{E}_{def}$  и  $\Delta \mathcal{E}_{def}$ . Результаты собраны в табл. 4.

Из таблицы видно, что влияние нечетной частицы на величину  $\epsilon_0^-$  и  $\epsilon_0^+$  мало, причем чем сильнее деформировано ядро (т.е. чем большую энергию деформации оно имеет), тем меньше это влияние. Обычно

изменение деформации не превышает  $\pm 0,02$ , однако, как правило, в слабдеформированных ядрах (с энергией деформации порядка 1 Мэв) изменение деформации с добавлением нечетной частицы становится больше. Энергия деформации с добавлением нечетной частицы увеличивается (иногда больше чем на 1 Мэв), а изменение  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  не превышает  $\pm (0,3+0,4)$  Мэв.

Для нечетно-нечетных ядер эти изменения могут удваиваться в зависимости от того, будут ли эффекты от двух нечетных частиц когерентно складываться или нет. Например, изменение  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  из-за добавления двух нечетных частиц в некоторых случаях достигает  $\pm (0,8+0,7)$  Мэв. Этого, однако, достаточно, чтобы ядро, лежащее вблизи линии  $\Delta \mathcal{E}_{def} = 0$ , изменило знак равновесной деформации. Это обстоятельство может оказывать влияние на вероятности соответствующих  $\beta$ -переходов.

### 3.2. Возбужденные состояния

Для расчетов спектров возбужденных состояний мы выбрали ядра, которые, по нашим расчетам, имеют форму сплюснутого эллипсоида вращения в основном состоянии, т.е. ядра с наибольшими отрицательными величинами  $\Delta \mathcal{E}_{def}$ . Кроме того, мы рассчитали спектры четырех ядер, имеющих форму вытянутого эллипсоида.

Для каждого из этих ядер построены зависимости энергии соответствующего возбужденного состояния от  $\epsilon$ . Пример таких кривых для двухквартичных возбужденных состояний дан на рис.12 для  $^{128}\text{Ba}$ .

Опишем здесь правило, устанавливающее соответствие между возбужденными состояниями при положительных и отрицательных деформациях.

Чтобы установить такое правило, мы должны рассмотреть случай неаксиальных деформаций.

При малых значениях параметра  $\beta$ , когда уровни, принадлежащие разным подоболочкам, не пересекаются в плоскости  $\gamma = 0^\circ$  или  $\gamma = 60^\circ$ , одночастичные энергетические поверхности  $\mathcal{E}_\nu(\beta, \gamma)$  также не пересекаются друг с другом. Только при  $\beta = 0$  поверхности, принадлежащие одной подоболочке, вырождаются в точку. Таким образом, каждому уровню при  $\gamma = 60^\circ$  мы можем поставить в соответствие тот уровень  $\gamma = 0^\circ$ , который лежит на той же энергетической поверхности, и наоборот. Например, уровню  $400 \uparrow$  при  $\gamma = 60^\circ$  соответствует уровень  $404 \uparrow$  при  $\gamma = 0^\circ$ , уровню  $411 \uparrow$  при  $\gamma = 60^\circ$  — уровень  $413 \uparrow$  при  $\gamma = 0^\circ$  и т.д.

Для больших  $\beta$  поверхности, принадлежащие одной и той же оболочке, но разным подоболочкам, могут пересечься друг с другом при  $\gamma = 0^\circ$  или  $60^\circ$ . Но при других  $\gamma$  они не могут пересекаться из-за "взаимодействия" уровней, являющегося следствием неаксиальности потенциала. Соответствующие волновые функции изменяются из-за такого "взаимодействия" только в узкой области  $\beta$  и  $\gamma$ , в которой они близки друг к другу, и почти не меняются вне этой области. Ситуация здесь подобна той, которая возникает при рассмотрении "взаимодействия" уровней с одной проекцией углового момента  $K$ , но с квантовыми числами  $N$  и  $N \pm 2$ .

По этой причине мы распространили правило, установленное для малых  $\beta$ -деформаций, на все деформации. Соответствие, установленное таким образом не зависит от деформации.

Например, возбужденное состояние, обозначенное для  $\epsilon < 0$  на рис.12 как  $\pi 503 \uparrow$  и  $\pi 503 \downarrow$ , переходит в состояние при  $\epsilon > 0$   $\pi 532 \uparrow$  и  $\pi 523 \uparrow$ , а состояние, обозначенное как  $\pi 402 \uparrow$  и  $\pi 523 \uparrow$  при  $\epsilon > 0$ , переходит в  $\pi 422 \uparrow$  и  $\pi 503 \uparrow$  при  $\epsilon < 0$ .

Из рис.12 видно, что кривые зависимости энергии возбужденных состояний от  $\epsilon$  так же, как кривые зависимости энергии основного состояния, имеют два минимума, один при положительной, другой при отрицательной деформации.

Для одного из возбужденных состояний (  $\pi 503 \uparrow$   $\pi 503 \downarrow$  ) минимум при стрипательной деформации глубже минимума при положительной. Если не существует значительного барьера при переходе из одного минимума в другой по  $\gamma$ -деформации, как это имеет место для основного состояния, то верхний минимум является неустойчивым. Такие состояния, соответствующие неустойчивым минимумам, мы обозначили в таблице звездочкой.

Второе возбужденное состояние (  $\pi 402 \uparrow$   $\pi 523 \uparrow$  ) на рис.12 имеет устойчивый минимум при положительных деформациях и поэтому является изомером формы. Вероятности переходов из такого состояния на основное или на другое, сильно отличающееся по деформации, будут сильно уменьшены из-за уменьшения перекрытия соответствующих волновых функций.

В таблице 5 указаны одиннадцать нижайших двухквартичных возбужденных состояний  $^{124}\text{Ba}$  и  $^{126}\text{Ba}$ . В первых двух колонках этой таблицы приведены квантовые числа состояний, которые в наших вычислениях (без учета спин-спинового взаимодействия) дважды вырождены. В третьей колонке указаны проекция углового момента  $K$  и четность  $\pi$  состояния. Согласно правилу Галлахера первое значение  $K \pi$  будет соответствовать нижнему состоянию после расщепления уровней при включении спин-спинового взаимодействия. В четвертой колонке указаны энергии возбуждения и в пятой - величина равновесной деформации  $\epsilon_{\text{eq}} = \epsilon_0$  состояния. Только в случаях (обозначенных в таблице звездочкой), когда  $\epsilon_0$  соответствует неустойчивому минимуму, может случиться, что эта деформация не является равновесной.

Из табл. 5 видно, что среди одиннадцати нижайших состояний  $^{124}\text{Ba}$  и  $^{126}\text{Ba}$  имеются три изомера формы в  $^{124}\text{Ba}$  (при 2260 Мэв, 2400кэв и 2660 кэв) и одно в  $^{126}\text{Ba}$  при 2340 кэв.

Табл. 6 дает нижайшие квазичастичные состояния в нечетных А-ядрах. Восемь из этих ядер имеют сплюснутую форму, а четыре - вытянутую. Среди данных представленных в таблице, имеются экспериментальные данные <sup>/37/</sup> только для  $^{129}\text{La}$ . Получено много экспериментальных сведений по  $^{133}\text{La}$  <sup>/38/</sup>, но это ядро является слабдеформированным ( $\epsilon_{\text{def}} < 0,5$  Мэв), и мы не рассчитывали его спектр.

Как видно из таблицы, очень характерный рассчитанный спектр получен для изотопов Cs. Найдено низколежащее изомерное состояние с  $\Delta K = 3$  и другой четностью по отношению к основному состоянию. Экспериментальное обнаружение (например, в  $^{123}\text{Cs}$  и  $^{125}\text{Cs}$ ) таких уровней даст указание на отрицательный знак равновесной деформации этих ядер.

Нами изучено влияние сдвига на  $0,05 \hbar \omega_0$  подболочки  $5 \hbar_{11/2}$  на спектры  $^{123}\text{Cs}$  и  $^{125}\text{Cs}$ . Такой сдвиг делает положение подболочек в нашей схеме, близким к тому, которое получается в схеме, использованной Кислингером и Соренсоном <sup>/40/</sup>. Сдвиг несколько изменил спектр, но низколежащее возбужденное изомерное состояние (которое поменяло положение с основным состоянием) осталось в спектре обеих ядер.

Из таблицы видно, что состояния, названные изомерами формы, появляются среди низколежащих состояний почти всех ядер. Это, например, состояние 770 кэв в  $^{123}\text{Xe}$ , 890 кэв - в  $^{125}\text{Ba}$ , состояния 600 и 700 кэв в  $^{127}\text{Ba}$  и т.д.

Табл. 7 дает двухквартичные спектры  $^{124}\text{Cs}$  и  $^{126}\text{La}$ . Она построена аналогично табл. 5. Мы видим, что все состояния с положительными  $\epsilon_0$  в табл. 7 являются изомерами формы.

#### 4. Выводы

На основании проведенных расчетов сделаны следующие выводы.

1. Ядра в области  $50 < Z, N < 82$  деформированы так же хорошо, как и ядра редкоземельной области. Максимальные деформации и энергии деформаций, полученные для ядер исследуемой области, близки соответствующим величинам, рассчитанным для ядер редкоземельной области с модифицированной схемой Нильссона /15,17/.

2. Энергия ядер достигает минимальных значений, когда ядра имеют аксиально-симметричную форму.

3. Равновесной может быть форма как вытянутого, так и сплюснутого эллипсоида вращения. Наиболее вероятно, что форму сплюснутого эллипсоида вращения имеют ядра в районе  $^{128}\text{Ba}$ . В силу чувствительности спектров квазичастичных возбужденных состояний к величине равновесной деформации ядер сравнение рассчитанных нами спектров с полученными на эксперименте позволит сделать вывод о значениях равновесных деформаций ядер в исследуемой области. Особенно интересной была бы возможность получения экспериментальных сведений о спектрах квазичастичных возбуждений ядер в районе  $^{128}\text{Ba}$ , т.к. они могли бы решить вопрос о знаке деформации ядер в этой области. Необходимо отметить, однако, что при исследовании вопроса о равновесной форме ядер этой области в силу малости величины  $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$ , по-видимому, возрастает роль динамических эффектов, не учтенных в этой работе.

4. При изменении параметра деформации  $\gamma$  от  $0^\circ$  до  $60^\circ$ , соответствующего переходу ядра из состояния, имеющего форму вытянутого эллипсоида вращения, в состояние с формой сплюснутого эллипсоида вращения, не обнаружено существенного энергетического барьера. Так как величины энергий в таких состояниях различаются мало, то ядра будут "мягкими" по отношению к  $\gamma$ -деформациям.

5. Проведенные расчеты показывают возможность существования квазичастичных возбужденных состояний, равновесная деформация которых сильно отличается от равновесной деформации ядра в основном состоянии. Такие возбужденные состояния являются изомерами формы. В исследуемой области ядер изомеры формы встречаются среди низколежащих возбужденных состояний, в том числе в сильнодеформированных ядрах.

6. Основные результаты не изменяются как при расчетах с другими схемами одночастичных уровней среднего поля, описанными выше, так и при расчетах по методу Струтинского /14/, проведенных в /10/.

Авторы выражают благодарность К.Ф.Александреру, К.Дросте, К.Кумару, Л.А.Малову, И.Н.Михайлову, В.В.Пашкевичу, К.В.Рейгу, Р.К.Шеллайну, З.Шиманскому и И.Христову за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.K. Sheline, T.Sikkeland and R.N.Chanda. Phys. Rev. Lett., 7, 446 (1961).
2. J.E.Clarkson, R.M.Diamond, F.S. Stephens and I.Perlman. Nucl. Phys., A93, 272 (1967).
3. D.Ward, R.M.Diamond and F.S.Stephens. Report UCRL-17945, 1968.
4. E.Marshalek, L.W.Person and R.K.Sheline. Revs. Mod. Phys., 35, 108 (1963).
5. B.R.Mottelson and S.G.Nilsson. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, No. 8 (1959).
6. A.Bohr, B.R. Mottelson. Lectures on Nuclear Structure and Energy Spectra, monograph, to be published.

7. K.Kumar and M.Baranger. Phys. Rev. Lett., 12, 73 (1964).
8. S.G.Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, No 16 (1955).
9. L.Wilets. in Proc. of the Summer Study Group on the Physics of the Emperor Tandem Van de Graaf Region, June 21 - July 16, 1965 (Brookhaven National Laboratory, Associated Universities, Inc.), vol. 3, p. 948.
10. Д.А.Арсеньев, Л.А.Малов, В.В.Пашкевич, А.Собичевски, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-3816, Дубна, 1968; Ядерная физика, 8, 883 (1968).
11. D.R.Bes and Z.Szymański. Nucl. Phys., 28, 42 (1961).
12. Z.Szymański. Nucl. Phys., 28, 63 (1961); Acta Phys. Polon., 23, 543 (1963).
13. S.Das Gupta and M.A.Preston. Nucl. Phys., 49, 401 (1963).
14. В.М.Струтинский. Ядерная физика, 3, 814 (1966); Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
15. C.Gustafson, I.L.Lamm, B.Nilsson and S.G.Nilsson. Proc. of the International Symposium on "Why and How Should We Investigate Nuclides Far Off the Stability Line", Lysekil, Sweden, August 21-27, 1966 (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1967), p.613; Ark. Fys., 36, 613 (1967).
16. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, И.Д.Христов. Ядерная физика, 6, 1188, 1967.
17. S.G.Nilsson. Lectures on "Nucleonic Structure of Equilibrium and Fission Deformations" - delivered at International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, 1967.
18. A.Bohr, B.R.Mottelson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 27, No. 16 (1953).

19. W.D.Hamilton, K.E.Davies. Nucl. Phys., 58, 407 (1964).
20. F.Demichelis, F.Iachello. Nucl. Phys., 58, 481 (1964).
21. V.G.Soloviev. Phys. Lett., 21, 311 (1966); Progress in Nucl. Phys., 10, 239 (1967).
22. Д.А.Арсеньев, Л.А.Малов, В.В.Пашкевич, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-3703, Дубна, 1968; Изв. АН СССР, серия физ., т. XXXII 5, 866 (1968).
23. Л.А.Малов, С.М.Поликанов и В.Г.Соловьев. Ядерная физика, 4, 528, 1966.
24. T.D.Newton. CRT-886, AECL No. 953 (1960); Can. J. Phys., 38, 700 (1960).
25. P.Camiz, A.Covello and M.Jean. Nuovo Cim., 42B, 199 (1966); Г.Н.Афанасьев. Препринт, P4-3431, Дубна, 1967.
26. J.Bardeen, L.N.Cooper and J.R.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175 (1957); Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 58, 73 (1958); Nuovo Cim., 7, 794 (1958).
27. A.Sobiczewski. Nucl. Phys., A93, 501 (1967); A96, 258 (1967).
28. V.G.Soloviev. Selected Topics in Nuclear Theory (IAEA, Vienna, 1963), p. 233.
29. M.Y.M.Hassan, Z.Skladanowski and Z.Szymanski. Nucl. Phys., 78, 593 (1966).
30. B.C.Carlson. J. Mat. Phys., 2, 441 (1961).
31. В.П.Гаристов, И.Д.Христов. Препринт ОИЯИ, P4-3584, Дубна, 1967.
32. W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Report UCRL-11980, 1965; Nucl. Phys., 81, 1 (1966).
33. N.Zeldes, A.Grill and A.Simievic. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 3, No. 5 (1967).
34. A.G.W.Cameron. Can. J. Phys., 35, 1021 (1957); Chalk River Report CRL-690.



35. P.J.Pan, Y.S.Horowitz, R.B.Moore and R.Barton. Can. J. Phys., 44, 1029 (1966).
36. A.Bohr. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 26, No. 14 (1952).
37. K.F.Alexander and W.Neubert. Contributions to Int. Symp. Nucl. Str., Dubna, p.18, 1968.
38. C.Gerschel. Nucl. Phys., A108, 337 (1968).
39. L.S.Kisslinger and R.A.Sorensen. Revs. Mod. Phys., 35, 853 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 сентября 1968 года.

Таблица 1

Влияние 10% изменения констант парного взаимодействия  
на величины  $\epsilon_0^-$ ,  $\epsilon_0^+$ ,  $\Delta \epsilon_{def}$  и  $\Sigma \epsilon_{def}$ , последние  
две величины даны в Мэв

	$^{126}_{56}\text{Ba}$		$^{126}_{58}\text{Ce}$		$^{122}_{62}\text{Sm}$	
	1.1G	0.9G	1.1G	0.9G	1.1G	0.9G
$\epsilon_0^-$	-0.251	-0.243	-0.283	-0.288	-0.346	-0.348
$\epsilon_0^+$	0.221	0.208	0.286	0.290	0.341	0.342
$\Sigma_{def}^+$	2.21	1.53	4.49	5.64	7.28	8.77
$\Delta \Sigma_{def}$	-0.66	-0.52	-0.07	0.01	1.27	1.01

Таблица 2

Отрицательные  $\epsilon_0^-$ , положительные  $\epsilon_0^+$  деформации; соответствующие им электрические квадрупольные моменты  $Q_0(\epsilon_0^-)$  и  $Q_0(\epsilon_0^+)$  в барнах; энергия деформации  $\epsilon_{def}^+ = \epsilon(0) - \epsilon(\epsilon_0^+)$  и разность энергий деформаций  $\Delta\epsilon_{def} = \epsilon(\epsilon_0^-) - \epsilon(\epsilon_0^+)$  в Мэв рассчитаны для основных состояний ядер, указанных в 1-ой колонке

Nuclide	$\epsilon_0^-$	$Q_0(\epsilon_0^-)$	$\epsilon_0^+$	$Q_0(\epsilon_0^+)$	$\epsilon_{def}^+$	$\Delta\epsilon_{def}$
$^{114}\text{Xe}$	-0.25	-3.1	0.21	3.2	1.1	+0.1
$^{116}\text{Xe}$	-0.25	-3.1	0.25	3.9	1.4	0
$^{118}\text{Xe}$	-0.25	-3.1	0.25	4.0	1.6	-0.2
$^{120}\text{Xe}$	-0.24	-3.0	0.25	4.0	1.5	-0.4
$^{122}\text{Xe}$	-0.22	-2.8	0.21	3.2	1.3	-0.6
$^{124}\text{Xe}$	-0.21	-2.7	0.18	2.7	1.0	-0.5
$^{126}\text{Xe}$	-0.17	-2.2	0.15	2.3	0.7	-0.2
$^{116}\text{Ba}$	-0.31	-4.0	0.31	5.5	2.8	+0.1
$^{118}\text{Ba}$	-0.30	-3.9	0.30	5.3	3.2	+0.1
$^{120}\text{Ba}$	-0.29	-3.8	0.29	5.1	3.3	0
$^{122}\text{Ba}$	-0.27	-3.6	0.28	4.9	3.2	-0.2
$^{124}\text{Ba}$	-0.26	-3.5	0.26	4.6	2.8	-0.5
$^{126}\text{Ba}$	-0.25	-3.4	0.22	3.8	2.2	-0.7
$^{128}\text{Ba}$	-0.23	-3.2	0.19	3.2	1.6	-0.4
$^{130}\text{Ba}$	-0.17	-2.5	0.15	2.6	0.9	-0.1
$^{122}\text{Ce}$	-0.30	-4.2	0.31	5.9	5.1	+0.5
$^{124}\text{Ce}$	-0.30	-4.2	0.30	5.7	5.0	+0.3
$^{126}\text{Ce}$	-0.28	-4.0	0.29	5.6	4.5	-0.1
$^{128}\text{Ce}$	-0.28	-4.0	0.26	5.0	3.6	-0.4
$^{130}\text{Ce}$	-0.26	-3.8	0.22	4.2	2.6	-0.4
$^{132}\text{Ce}$	-0.22	-3.4	0.18	3.4	1.7	-0.1
$^{134}\text{Ce}$	-0.16	-2.6	0.15	2.9	0.7	-0.1

Продолжение табл. 2

$^{128}\text{Nd}$	-0.30	-4.5	0.30	6.1	6.0	+0.4
$^{130}\text{Nd}$	-0.29	-4.4	0.28	5.7	5.0	0
$^{132}\text{Nd}$	-0.28	-4.3	0.25	5.1	3.7	-0.2
$^{134}\text{Nd}$	-0.25	-4.0	0.21	4.3	2.5	-0.1
$^{136}\text{Nd}$	-0.19	-3.2	0.16	3.3	1.2	-0.1
$^{132}\text{Sm}$	-0.30	-4.8	0.29	6.2	6.0	+0.3
$^{134}\text{Sm}$	-0.29	-4.7	0.27	5.9	4.7	0
$^{136}\text{Sm}$	-0.27	-4.5	0.23	5.0	3.2	0
$^{138}\text{Sm}$	-0.20	-3.6	0.19	4.2	1.7	-0.1
$^{140}\text{Sm}$	-0.15	-2.8	0.12	2.7	0.4	-0.2

Таблица 3

Отношение полного квадрупольного момента  $Q_{tot}$  к квадрупольному моменту протонов  $Q_p$ , рассчитанных в рамках микроскопической модели; отношение квадрупольного момента равномерно заряженного однородного эллипсоида  $Q_p^{unif}$  к микроскопическому квадрупольному моменту протонов  $Q_p$  как функции параметра деформации потенциала  $\epsilon$ .

$\epsilon$	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.1	0.2	0.3	0.4
$Q_{tot}/Q_p$	2.28	2.36	2.42	2.49	2.43	2.41	2.35	2.36
$Q_p^{unif}/Q_p$	0.98	1.01	0.99	0.97	0.96	1.01	1.02	1.05

Таблица 4

Деформации  $\epsilon_0^-$  и  $\epsilon_0^+$ ; энергия деформации  
 $\delta_{def}^+ = \delta(0) - \delta(\epsilon_0^+)$ ; разность энергий деформаций  
 $\Delta \delta_{def}$  в Мэв, рассчитанные для основных состояний  
 нечетных и нечетно-нечетных ядер.

odd-Z					doubly odd				
115Cs	-0.30	0.25	2.1	0	116Cs	-0.32	0.30	2.8	0
117Cs	-0.30	0.28	2.5	0	118Cs	-0.30	0.29	3.2	0
119Cs	-0.26	0.27	2.7	-0.1	120Cs	-0.25	0.26	3.2	-0.1
121Cs	-0.25	0.26	2.6	-0.4	122Cs	-0.25	0.26	3.2	-0.4
123Cs	-0.25	0.25	2.3	-0.6	124Cs	-0.25	0.22	2.5	-0.9
125Cs	-0.24	0.20	1.8	-0.6	126Cs	-0.24	0.20	2.0	-0.5
127Cs	-0.21	0.17	1.3	-0.4	128Cs	-0.19	0.16	1.4	-0.2
129Cs	-0.17	0.15	0.8	-0.1	130Cs	-0.15	0.15	0.7	-0.1
119La	-0.32	0.31	4.5	+0.4	120La	-0.32	0.31	5.2	+0.5
121La	-0.30	0.30	4.6	+0.3	122La	-0.30	0.30	5.3	+0.4
123La	-0.29	0.30	4.5	+0.2	124La	-0.29	0.29	5.0	+0.1
125La	-0.28	0.28	4.0	-0.2	126La	-0.27	0.27	4.1	-0.5
127La	-0.27	0.25	3.2	-0.5	128La	-0.28	0.23	3.2	-0.5
129La	-0.26	0.21	2.4	-0.3	130La	-0.25	0.20	2.3	-0.1
131La	-0.21	0.19	1.4	-0.1	132La	-0.17	0.16	1.3	0
133La	-0.15	0.13	0.5	-0.1	134La	-0.13	0.11	0.5	-0.1
123Pr	-0.32	0.32	6.4	+0.7	124Pr	-0.31	0.32	7.1	+0.8
125Pr	-0.30	0.31	6.3	+0.6	126Pr	-0.30	0.30	6.8	+0.6
127Pr	-0.30	0.29	5.7	+0.2	128Pr	-0.29	0.28	5.8	0
129Pr	-0.29	0.27	4.8	-0.1	130Pr	-0.29	0.26	4.7	-0.3
131Pr	-0.28	0.24	3.7	-0.2	132Pr	-0.28	0.23	3.4	-0.1
133Pr	-0.25	0.20	2.5	0	134Pr	-0.20	0.19	2.1	0
135Pr	-0.19	0.16	1.2	-0.1	136Pr	-0.15	0.15	1.0	-0.1
odd - N									
115Xe	-0.30	0.26	1.7	0	125Ba	-0.25	0.25	3.0	-0.8
117Xe	-0.26	0.27	2.1	0	127Ba	-0.25	0.21	2.3	-0.6
119Xe	-0.25	0.26	2.2	-0.2	129Ba	-0.15	0.17	1.6	-0.3
121Xe	-0.24	0.25	2.1	-0.4	131Ba	-0.15	0.15	0.9	-0.4
123Xe	-0.23	0.21	1.5	-0.8	123Ce	-0.30	0.30	5.8	+0.5
125Xe	-0.21	0.18	1.1	-0.4	125Ce	-0.29	0.30	5.6	+0.3
127Xe	-0.16	0.15	0.7	-0.1	127Ce	-0.28	0.28	4.6	-0.4
117Ba	-0.33	0.30	3.6	+0.1	129Ce	-0.28	0.24	3.5	-0.7
119Ba	-0.31	0.30	3.9	+0.2	131Ce	-0.25	0.20	2.5	-0.2
121Ba	-0.29	0.29	4.1	+0.1	133Ce	-0.19	0.16	1.5	0
123Ba	-0.27	0.28	3.8	-0.2	135Ce	-0.14	0.12	0.6	-0.1

Таблица 5

Проекция спина K, четность  $\pi$ , энергия возбужде-  
 ния  $E_{exc}$  (в Мэв) и равновесные деформации нижайших  
 двухквантовых возбужденных состояний ядер  $^{124}\text{Ba}$

$^{124}\text{Ba}$ $56\text{Ba} 70$		$^{126}\text{Ba}$ $56\text{Ba} 70$	
state	K $\pi$	state	K $\pi$
n420 ↑	3-, 4-	n503 ↓	6+, 1+
n505 ↓	8+, 1+	n501 ↑	2+, 5+
n422 ↓	5-, 2-	n503 ↓	3-, 2-
n411 ↓	4-, 3-	n431 ↑	2-, 5-
n420 ↑	2+, 1+	n402 ↑	1-, 6-
n420 ↑	3-, 2-	p413 ↓	4+, 1+
n411 ↓	3+, 2+	p505 ↑	4-, 7-
n420 ↑	5-, 4-	n420 ↑	3-, 4-
p413 ↓	4+, 1+	p413 ↓	8-, 3-
p505 ↑	4-, 7-	n505 ↓	2+, 7+
p550 ↑	0-, 1-	p413 ↓	2-, 7-
		E <sub>exc</sub>	E <sub>exc</sub>
		1630	1700
		2000	2200
		2140	2220
		2260	2270
		2340	2340
		2400	2400
		2400	2480
		2440	2480
		2480	2580
		2560	2600
		2660	2620
		E <sub>0</sub>	E <sub>0</sub>
		-0.28	-0.26
		-0.24	-0.25
		-0.28	-0.28
		0.28	-0.22
		-0.32	0.24
		-0.27	-0.26
		0.25	-0.24
		-0.27	-0.26
		-0.28	-0.23
		-0.25	-0.25
		0.24	-0.27

Таблица 6

Энергии возбуждения  $E_{exc}$  (в кэВ) и равновесные деформации  $\epsilon_0$  нижайших одноквантовых возбужденных состояний нечетных ядер.

state	$E_{exc}$	$\epsilon_0$	State	$E_{exc}$	$\epsilon_0$	state	$E_{exc}$	$\epsilon_0$	state	$E_{exc}$	$\epsilon_0$
$^{123}_{54}\text{Xe}_{69}$			$^{125}_{56}\text{Ba}_{69}$			$^{127}_{56}\text{Ba}_{71}$			$^{129}_{58}\text{Ce}_{71}$		
503↑	0	-0.23	503↑	0	-0.25	503↓	0	-0.25	503↓	0	-0.28
505↓	430	-0.20	420↑	350	-0.28	503↑	200	-0.24	503↑	210	-0.25
420↑	440	-0.24	503↓	440	-0.27	501↑	330	-0.25	501↑	300	-0.28
503↓	480	-0.20	505↓	630	-0.25	431↑	410	-0.22	431↑	520	-0.25
431↑	580	-0.19	422↓	740	-0.28	431↓	450	-0.22	501↓	610	-0.27
431↓	610	-0.19	523↑	770	0.25 <sup>ж</sup>	501↓	570	-0.25	431↓	620	-0.22
402↑	770	0.21	402↑	800	0.25 <sup>ж</sup>	404↓	600	0.21	402↑	680	0.24
501↑	790	-0.22	501↑	840	-0.26	523↑	600	0.21 <sup>ж</sup>	400↑	690	-0.28
422↓	850	-0.24 <sup>ж</sup>	411↓	890	0.25	402↑	700	0.22	523↑	700	0.24 <sup>ж</sup>
523↑	850	0.22 <sup>ж</sup>	431↑	930	-0.23	420↑	770	-0.26 <sup>ж</sup>	404↓	730	0.23 <sup>ж</sup>
404↓	900	0.20 <sup>ж</sup>	431↓	1030	-0.22 <sup>ж</sup>	505↓	810	-0.15	505↓	1050	-0.24
$^{123}_{55}\text{Cs}_{68}$			$^{125}_{55}\text{Cs}_{70}$			$^{127}_{57}\text{La}_{70}$			$^{129}_{57}\text{La}_{72}$		
413↓	0	-0.25	413↓	0	-0.24	411↑	0	-0.27	411↑	0	-0.26
505↑	50	-0.25	505↑	50	-0.23	413↓	130	-0.26	413↓	130	-0.25
411↑	370	-0.25	411↑	420	-0.25	505↓	170	-0.28	411↓	160	-0.25
413↑	490	-0.24	413↑	500	-0.22	411↓	210	-0.28	505↑	170	-0.22
330↑	610	-0.30	420↑	650	0.20	505↑	260	-0.21	505↓	180	-0.26
420↑	640	0.25	422↓	670	0.20 <sup>*</sup>	422↑	350	-0.25	422↑	250	-0.23

Продолжение табл.

422↓	650	-0.25 <sup>ж</sup>	330↑	770	-0.30	550↑	490	0.25 <sup>ж</sup>	550↑	290	0.21 <sup>ж</sup>
550↑	660	0.25 <sup>ж</sup>	422↑	770	-0.20 <sup>ж</sup>	541↑	510	0.25 <sup>ж</sup>	420↑	360	0.20 <sup>ж</sup>
404↑	780	0.26	550↑	790	0.21 <sup>ж</sup>	420↑	530	0.25 <sup>ж</sup>	541↑	430	0.21 <sup>ж</sup>
411↓	810	-0.24	505↓	830	-0.23	422↓	650	0.25 <sup>ж</sup>	422↓	490	0.20 <sup>ж</sup>
505↓	820	-0.25	411↓	830	-0.23	330↑	700	-0.32	413↓	650	0.20 <sup>ж</sup>
$^{123}_{59}\text{Pr}_{64}$			$^{127}_{61}\text{Pm}_{66}$			$^{125}_{60}\text{Nd}_{65}$			$^{129}_{62}\text{Sm}_{67}$		
404↑	0	0.32	532↑	0	0.30	413↓	0	0.32	411↓	0	0.30
541↑	30	0.31	413↓	200	0.31	532↑	100	0.32	523↑	430	0.31
532↑	110	0.33	404↑	450	0.33	411↑	310	0.32	413↓	430	0.31
420↑	290	0.32	411↑	530	0.30	411↓	540	0.32	532↑	600	0.30
422↓	450	0.32	541↑	590	0.29	541↓	780	0.35	541↓	610	0.33
413↓	520	0.31	420↑	920	0.30	523↑	800	0.32	411↑	830	0.32
550↑	540	0.29	523↑	1080	0.30	422↓	1000	-0.32	402↑	890	0.28
411↑	730	-0.32 <sup>ж</sup>	422↓	1120	0.30	505↓	1100	-0.31	420↑	1070	-0.31
505↓	770	-0.32 <sup>ж</sup>	550↑	1200	0.29	420↑	1110	-0.31	503↑	1120	-0.31 <sup>ж</sup>
411↑	800	-0.32	411↓	1200	-0.32	422↑	1110	-0.32 <sup>*</sup>	422↓	1220	-0.32 <sup>ж</sup>
411↑	810	0.32	505↓	1260	-0.32 <sup>*</sup>	503↑	1160	-0.32 <sup>ж</sup>	404↓	1440	0.28 <sup>ж</sup>

Таблица 7

Проекция спина  $K$ , четность  $\pi$ , энергия возбуждения  $E_{exc}$  (в кэВ) и равновесная деформация  $\epsilon_0$  нижайших двухквантовых возбужденных состояний нечетно-нечетных ядер  $^{124}_{55}\text{Cs}$  и  $^{126}_{57}\text{La}$ .

$^{124}_{55}\text{Cs}_{69}$					$^{126}_{57}\text{La}_{69}$				
p state	n state	$K \pi$	$E_{exc}$	$\epsilon_0$	p state	n state	$K \pi$	$E_{exc}$	$\epsilon_0$
413↓	503↑	1-, 6-	0	-0.25	411↑	503↑	5-, 2-	0	-0.27
505↑	503↑	9+, 2+	40	-0.25	413↓	503↑	1-, 6-	160	-0.26
413↓	422↑	0+, 5+	380	-0.26	505↓	503↑	1+, 8+	200	-0.27
505↑	422↑	8-, 3-	410	-0.27	411↓	503↑	3-, 4-	200	-0.27
413↓	503↓	5-, 0-	410	-0.27	411↑	420↑	2+, 1+	270	-0.28
505↑	503↓	3+, 8+	490	-0.25	411↑	503↓	1-, 4-	430	-0.28
413↑	503↑	7-, 0-	500	-0.25	541↑	523↑	5+, 2+	530	0.27
420↑	402↑	3+, 2+	860	0.22	550↑	523↑	4+, 3+	530	0.25
422↑	402↑	5+, 0+	860	0.22	420↑	523↑	4-, 3-	570	0.27
422↑	523↑	6-, 1-	870	0.22	541↑	402↑	4-, 1-	580	0.25
420↑	523↑	4-, 3-	870	0.22	404↑	523↑	8-, 1-	600	0.30

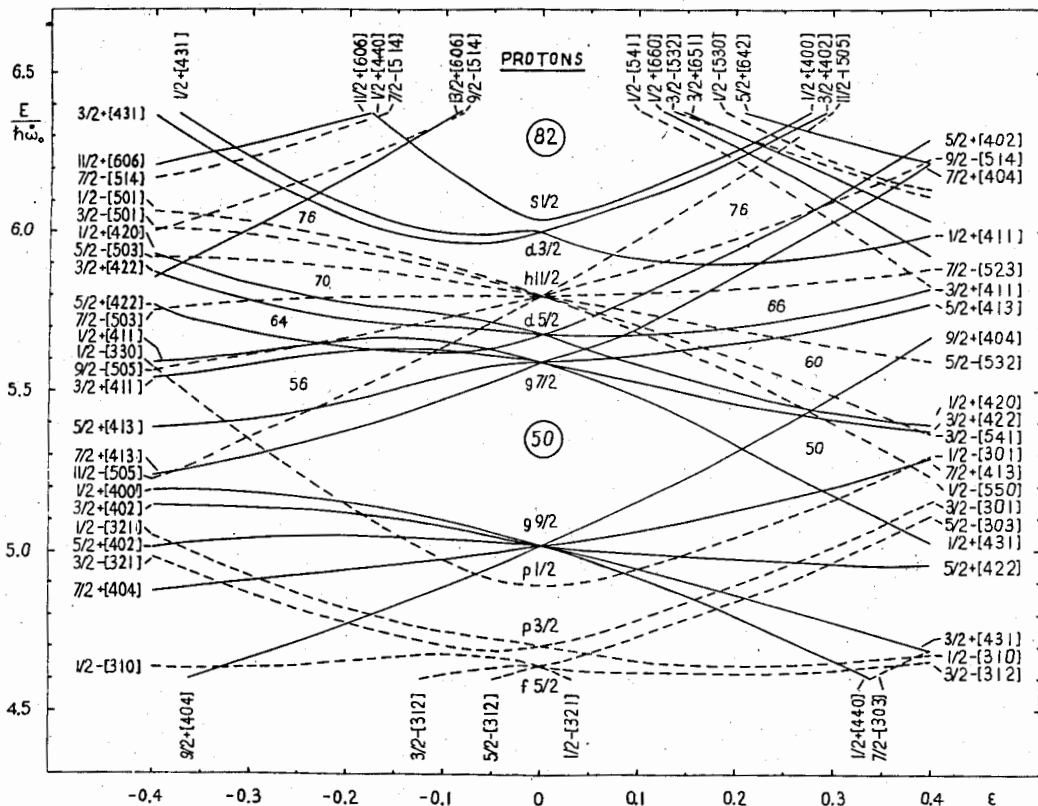


Рис.1. Одночастичные протонные уровни потенциала Нильссона;  $\kappa = 0,0637$ ,  $\mu = 0,80$ .

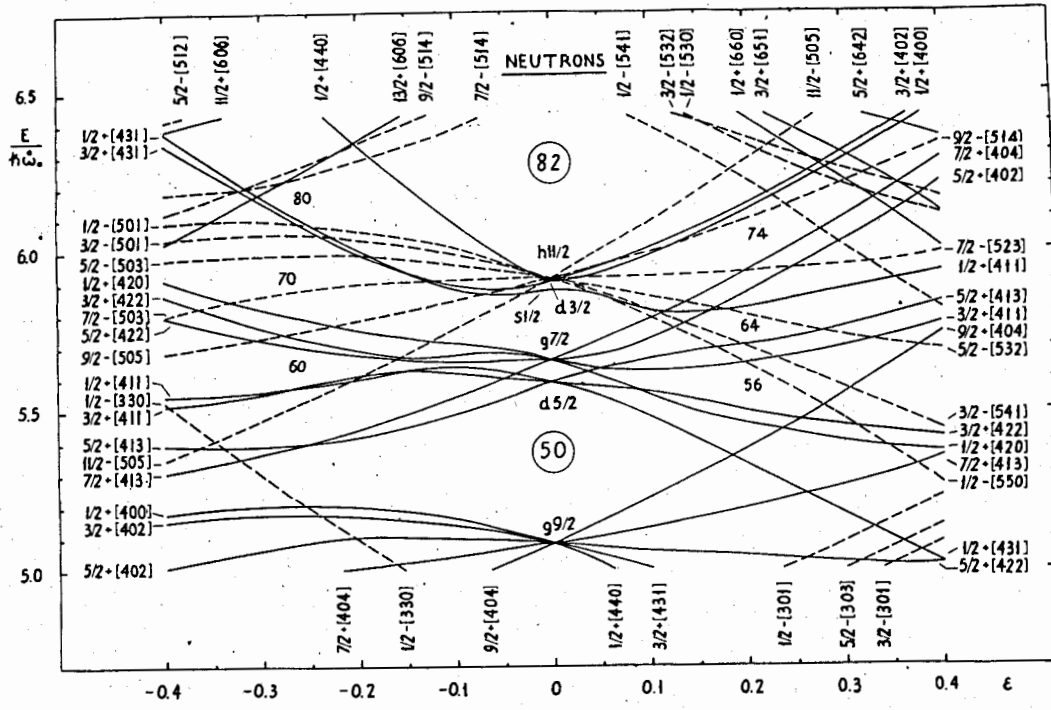


Рис.2. Одночастичные нейтронные уровни потенциала Нильссона;  $\kappa = -0,0837$ ,  $\mu = -0,42$ .

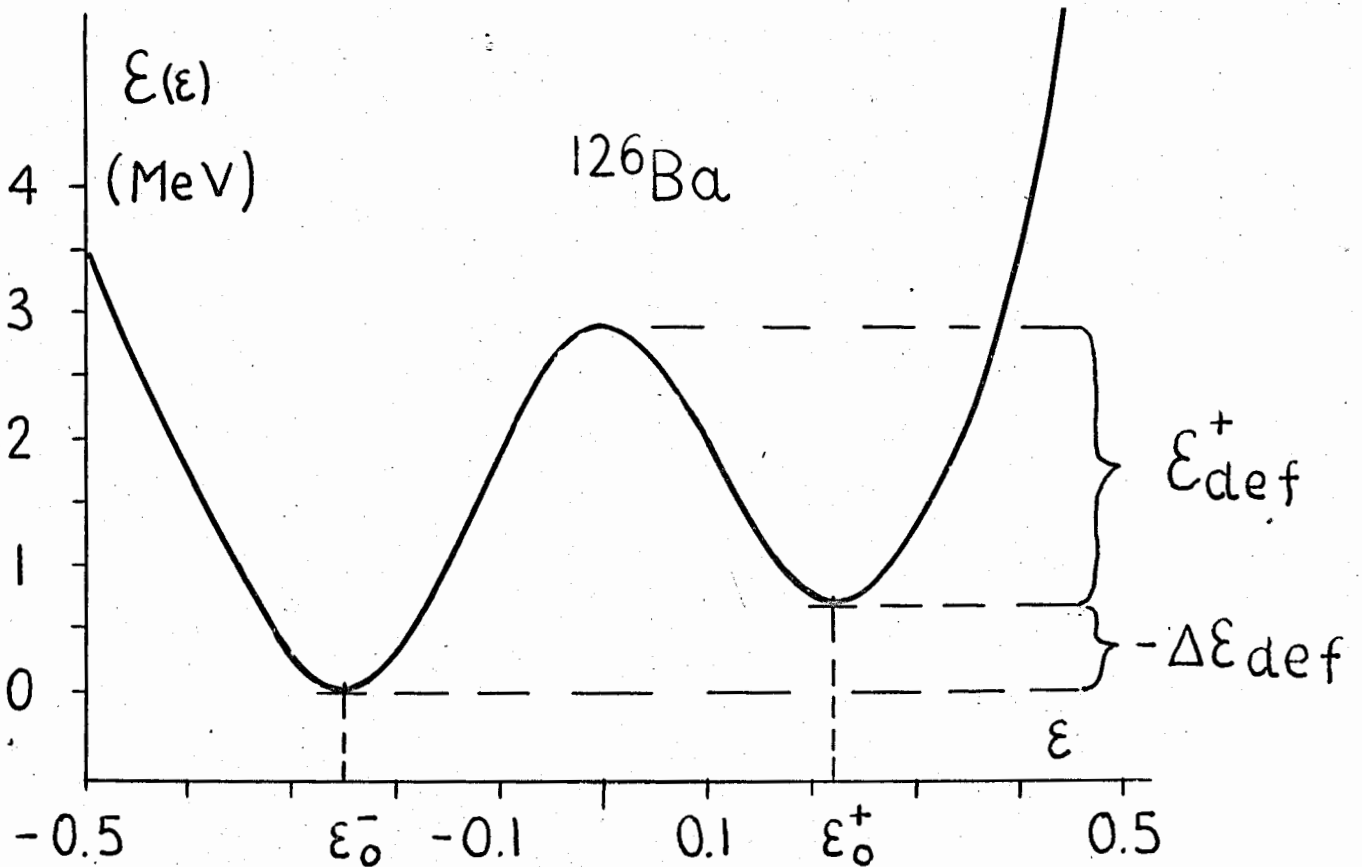


Рис.3. Энергия основного состояния ядра  $^{126}\text{Ba}$  как функция параметра деформации потенциала  $\epsilon$ .



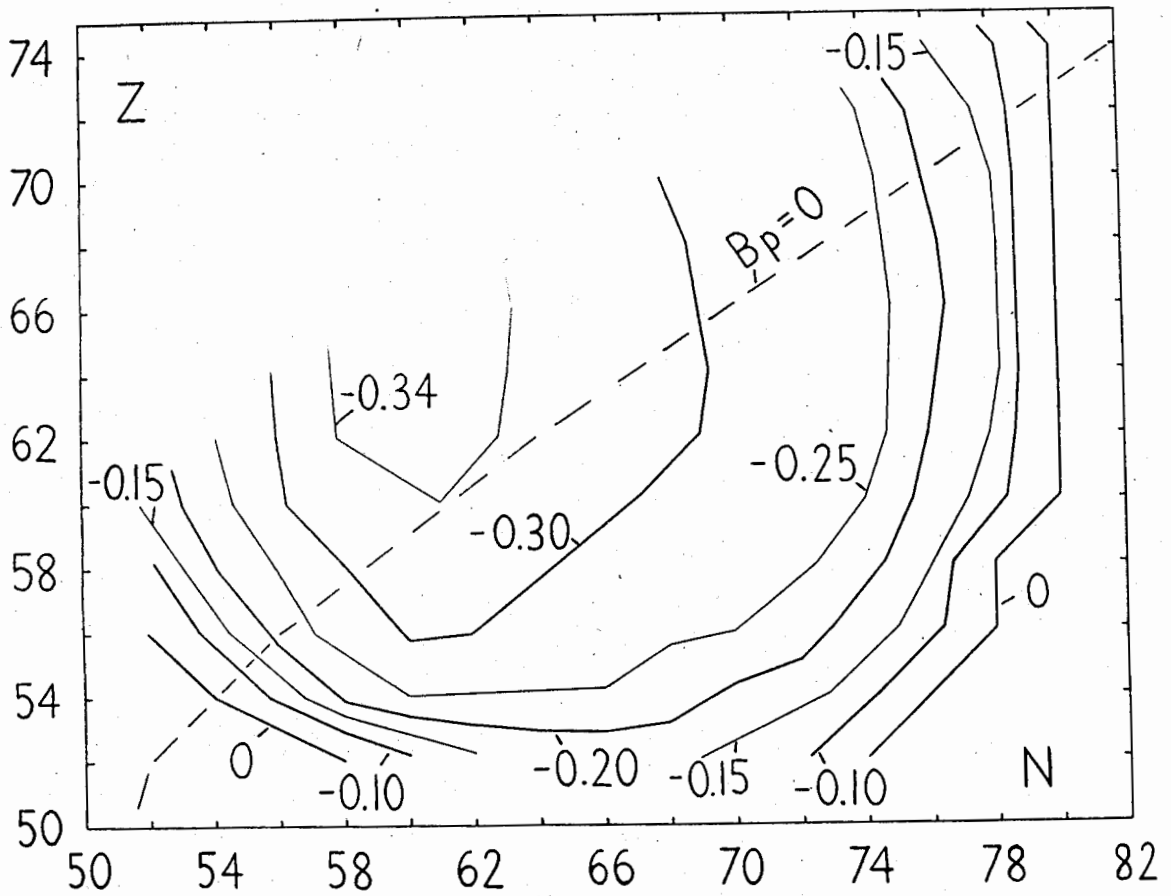


Рис.4. График зависимости отрицательных значений равновесных деформаций  $\epsilon_0^-$  как функции числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N$ ; величины  $\epsilon_0^-$  даны рядом с кривыми; указана линия,  $B_p=0$ , на которой энергия связи протона в четной системе равна 0.

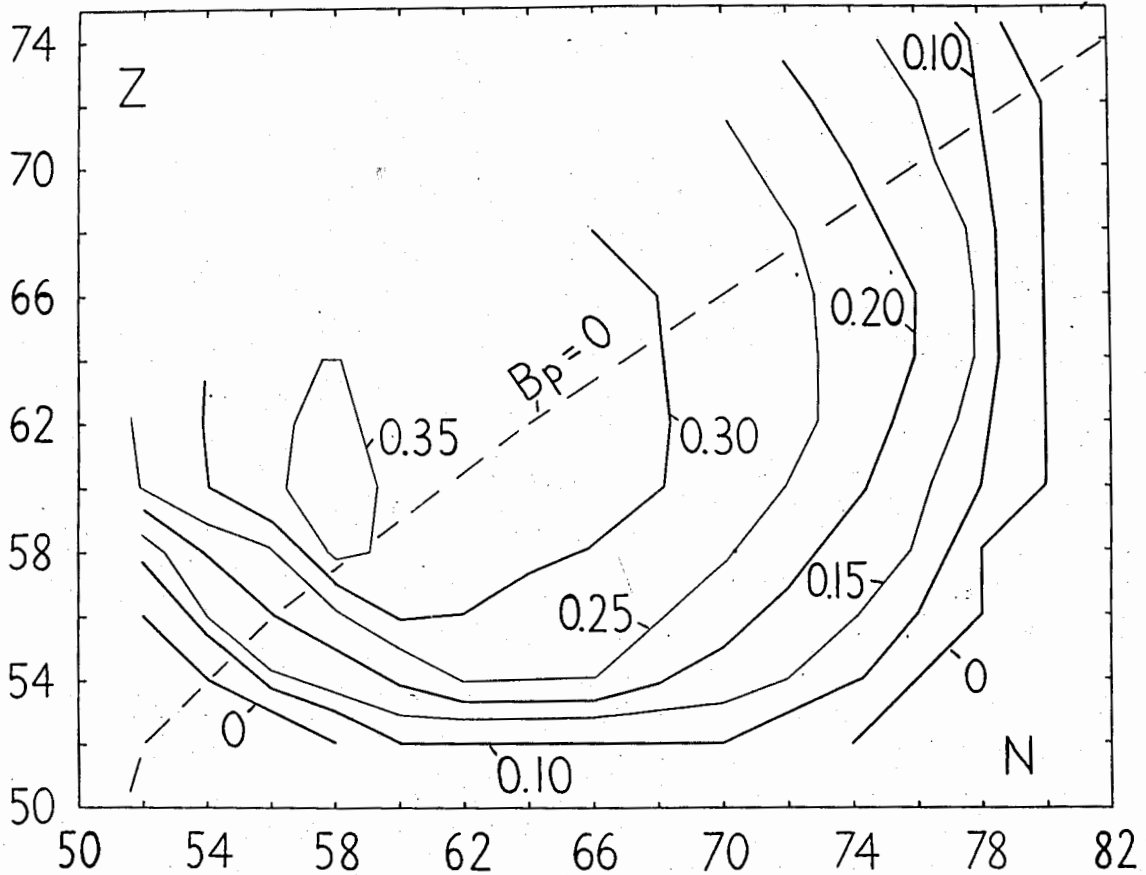


Рис.5. График зависимости положительных значений равновесных деформаций  $\epsilon_0^+$  как функции числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N$ , величины  $\epsilon_0^+$  приведены рядом с кривыми; указана линия  $B_p=0$ .

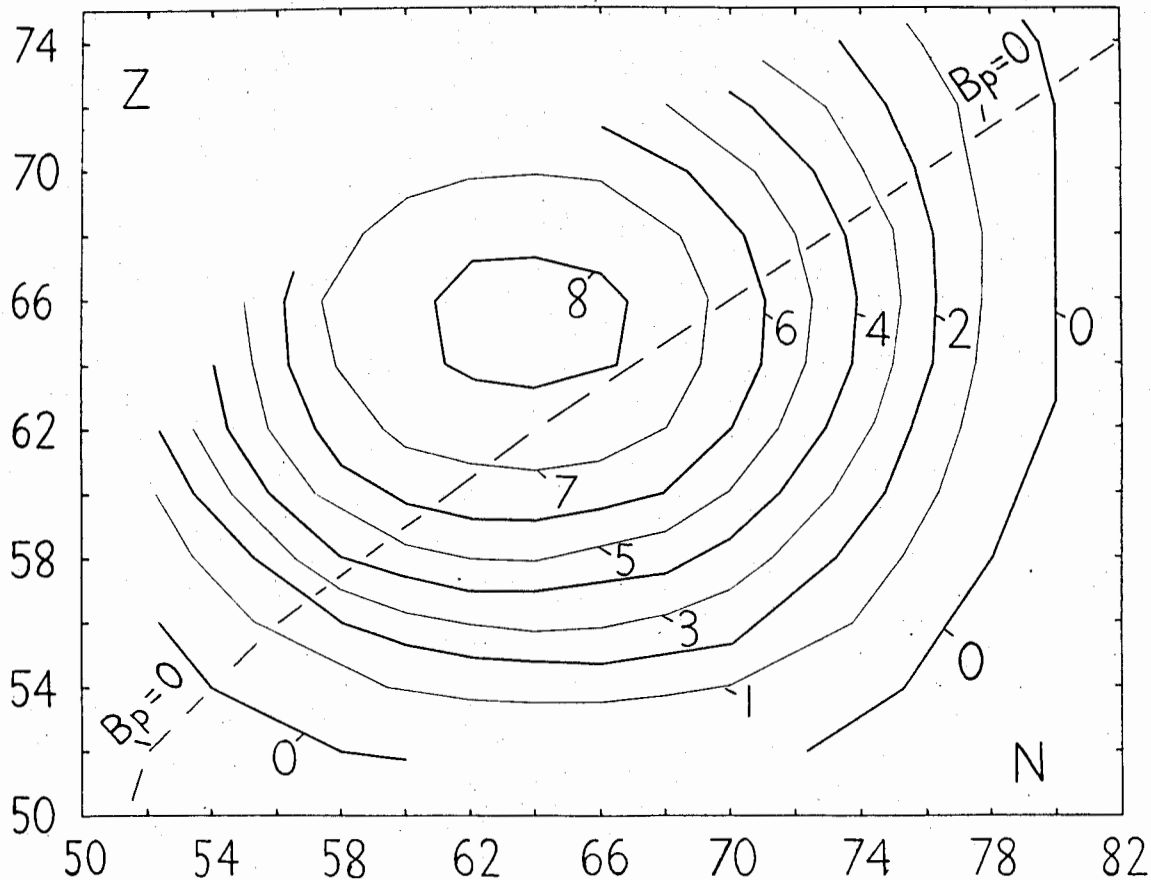


Рис.6. График зависимости энергии деформации  $\epsilon_{def}^+ = \epsilon(0) - \epsilon(\epsilon^+)$  как функции числа протонов  $Z$  и числа нейтронов  $N$ ; величины  $\epsilon_{def}^+$  указаны у кривых в Мэв.

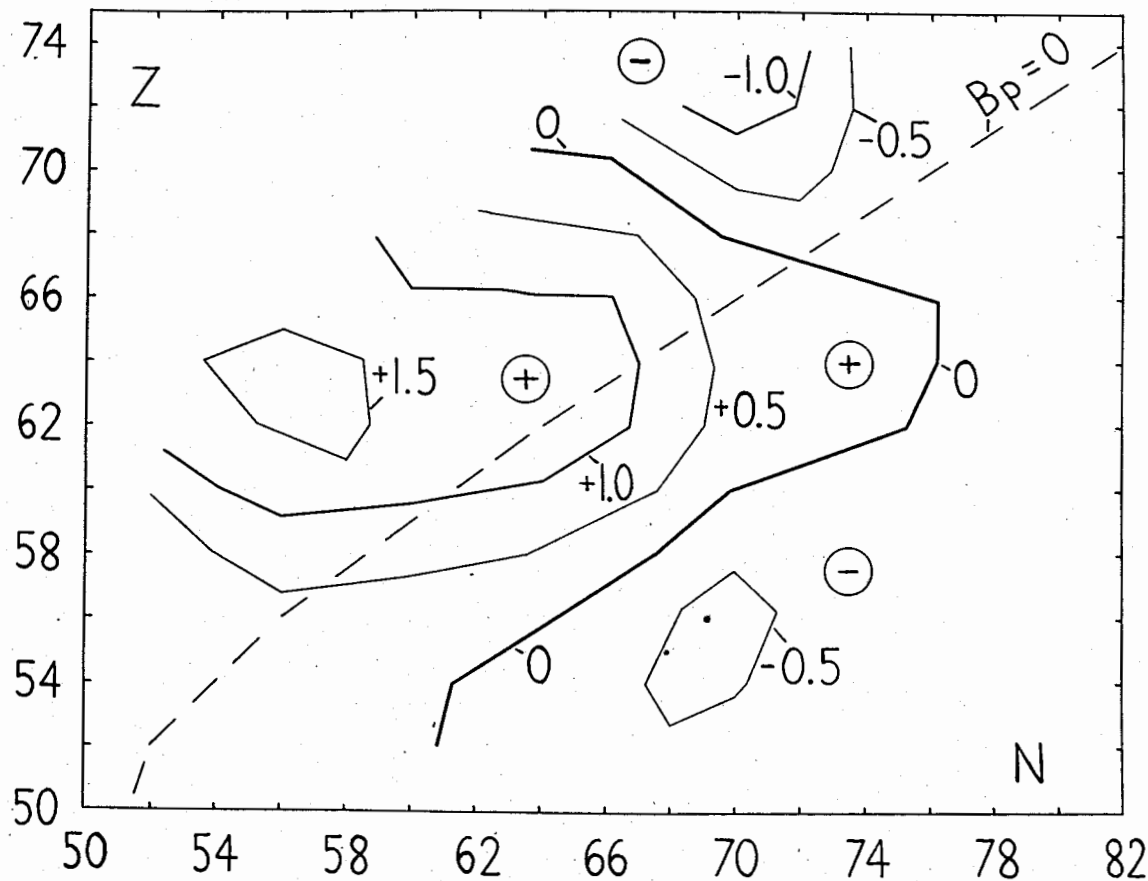


Рис.7.<sup>6</sup> График зависимости разности энергий деформации  $\Delta \mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}(\epsilon_0^+) - \mathcal{E}(\epsilon_0^-)$  как функции числа протонов  $Z$  и числа нейтронов  $N$ , величины  $\Delta \mathcal{E}_{def}$  указаны у кривых в Мэв. Толстая сплошная линия соответствует  $\Delta \mathcal{E}_{def} = 0$ . В кружках указаны области ядер с положительной и отрицательной равновесной деформацией.

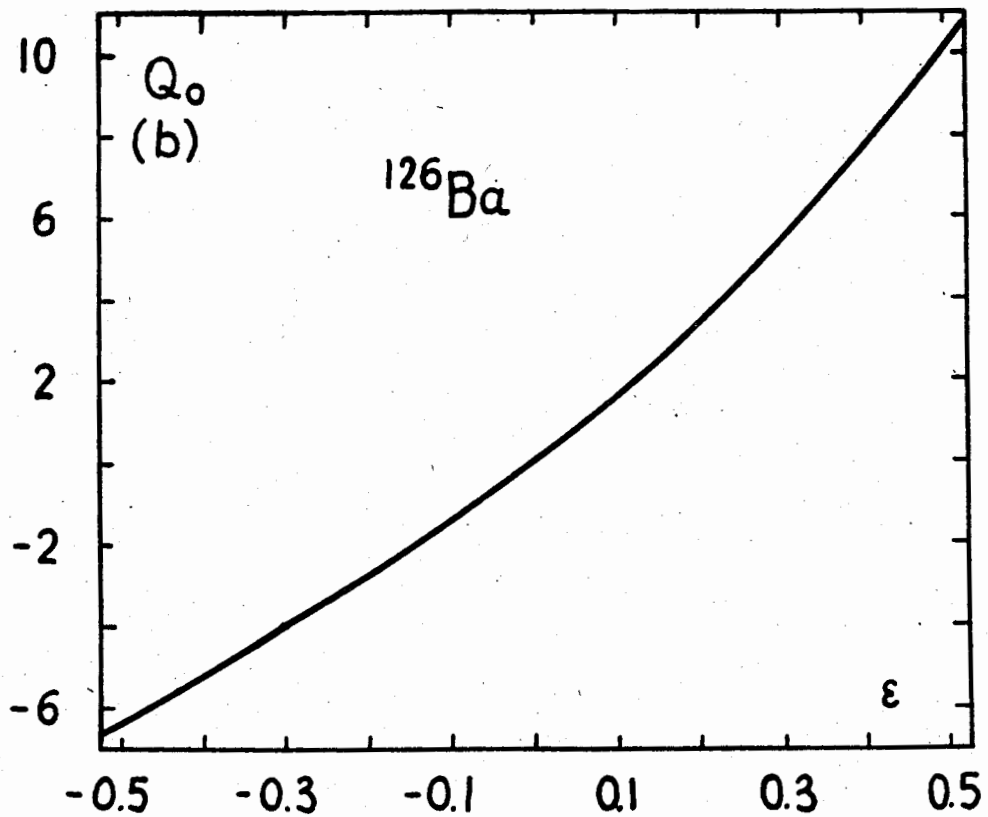


Рис.8. Электрический квадрупольный момент (в барнах) ядра  $^{126}\text{Ba}$  как функция параметра деформации потенциала  $\epsilon$ .

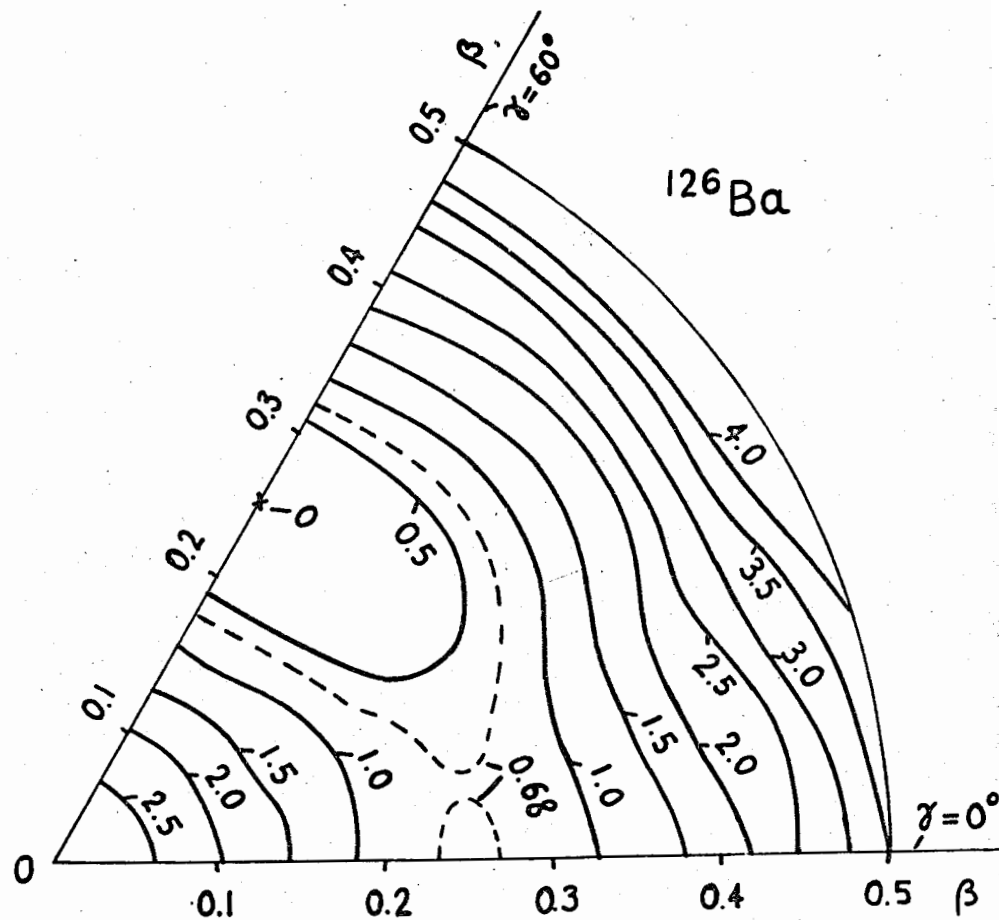


Рис.9. Энергетическая поверхность основного состояния ядра  $^{126}\text{Ba}$  в координатах  $\beta$  и  $\gamma$ . Числа у линий указывают величину энергии в Мэв. Энергия абсолютного минимума (при  $\beta = 0,25$ ,  $\gamma = 60^\circ$ ) принята за 0.

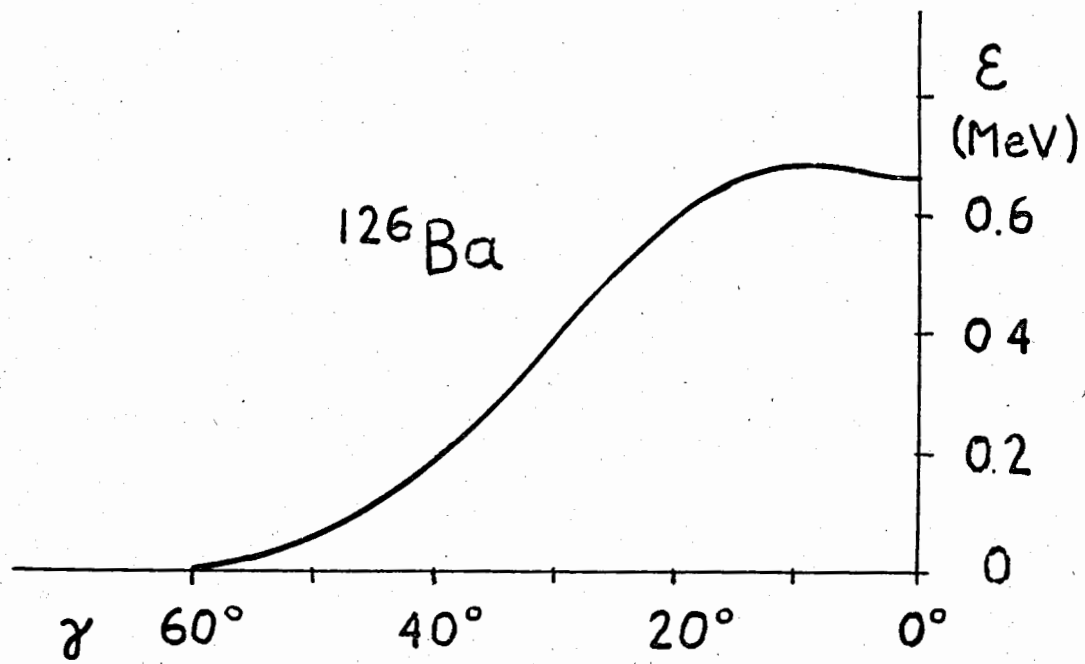


Рис.10. Проекция минимума энергии на плоскость  $\gamma$ . Каждая точка этой кривой соответствует минимуму энергии как функции  $\beta$  при  $\gamma = \text{const}$ .

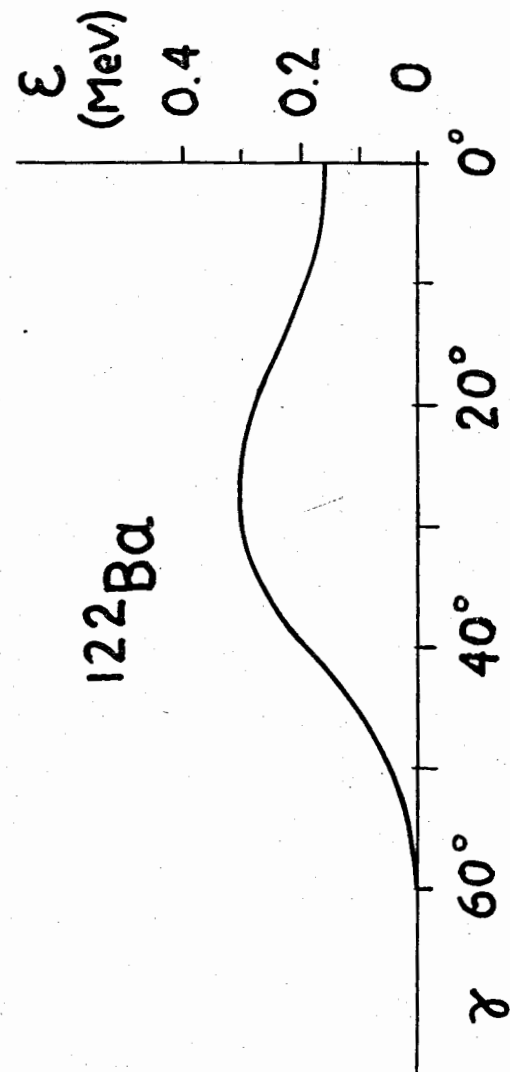


Рис.11. То же, что и рис.10, но для ядра  $^{122}\text{Ba}$ .

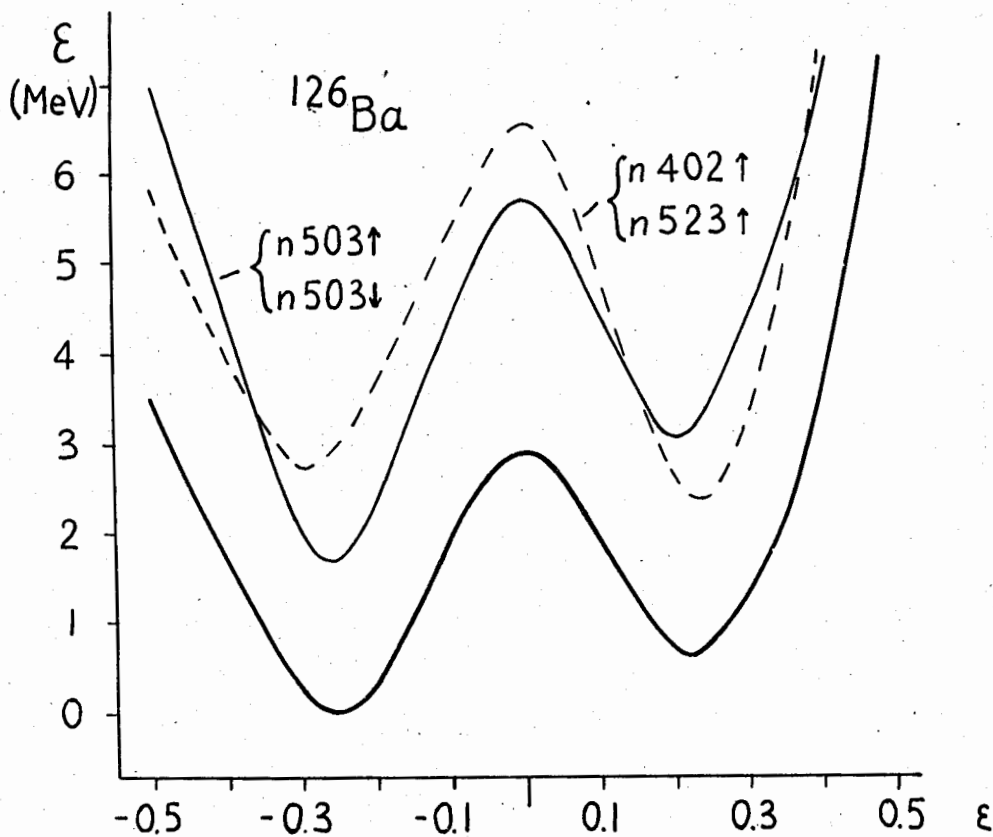


Рис.12. Основное и два двухквартичных состояния ядра  $^{126}\text{Ba}$  как функции параметра деформации потенциала  $\epsilon$ . Асимптотические квантовые числа волновых функций состояний проставлены у кривых.