

**АТОМНЫЕ ЯДРА**

# Атомное ядро – связанная система протонов и нейтронов

$$(A, Z)$$

**Z** – заряд ядра – число протонов в ядре.

**N** – число нейтронов в ядре

**A** – массовое число – суммарное число протонов и нейтронов в ядре.

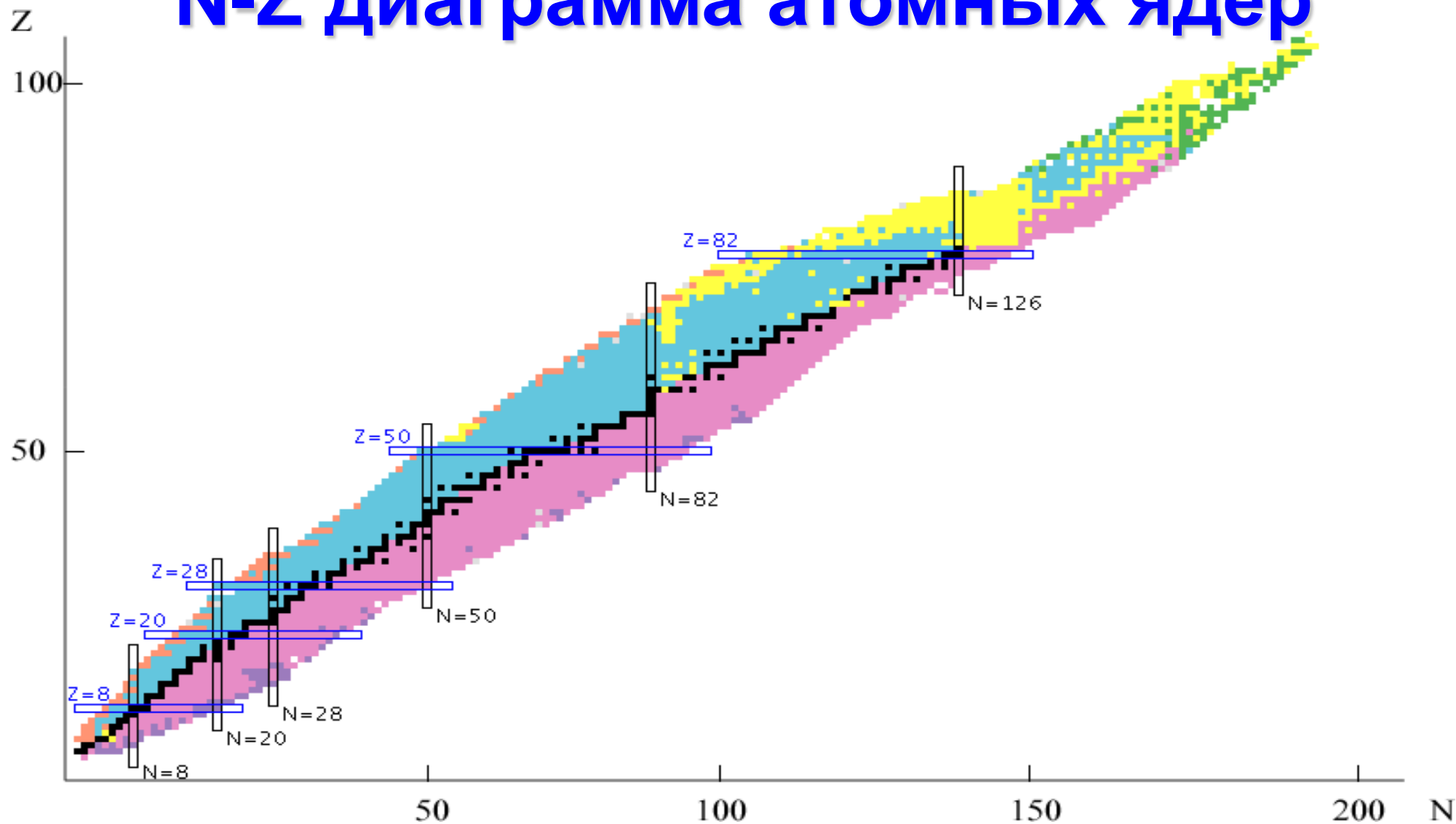
$$A = Z + N$$



# Характеристики протона, нейтрона и электрона

Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса $mc^2$ , МэВ	938.272	939.565	0.511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда)	+1	0	-1
Спин	1/2	1/2	1/2
Изоспин	1/2	1/2	
Проекция изоспина	+1/2	-1/2	
Чётность	+1	+1	
Статистика	Ферми-Дирака		
Магнитный момент (для нуклонов - в ядерных магнетонах, для электрона - в магнетонах Бора)	+2.79	-1.91	+1.001
Время жизни	$> 10^{32}$ лет	$885.7 \pm 0.8$ с	$> 4.6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

# N-Z диаграмма атомных ядер



Известно ~300 стабильных ядер и ~3500 радиоактивных ядер.  
Это только часть радиоактивных ядер. Всего их может быть ~7000.

# Атомная единица массы. Дефект массы

Атомная единица массы (а.е.м.) равна 1/12 массы атома углерода  $^{12}\text{C}$ .

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,6582 \cdot 10^{-24} \text{ Г}$$

ИЛИ

$$E = mc^2 = 931,44 \text{ МэВ.}$$

Разность  $\Delta$  между массой ядра в атомных единицах массы и его массовым числом называется дефектом массы

$$\Delta = \frac{M}{\frac{1}{12} M(^{12}\text{C})} - A$$

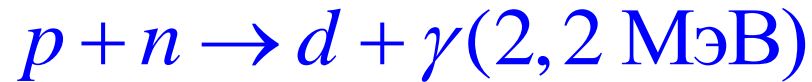
# Энергия связи ядра $W(A,Z)$

Энергия связи ядра  $W(A,Z)$  – минимальная энергия, которую необходимо затратить для того, чтобы разделить атомное ядро на отдельные составляющие его нейтроны и протоны.

$$\begin{aligned} M(A,Z)c^2 + W(A,Z) &= \\ &= Z \cdot m_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 \end{aligned}$$

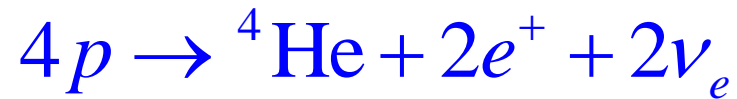
# Масса атомного ядра

Когда протон и нейтрон соединяются в ядро дейтрон, происходит рождение  $\gamma$ -кванта с энергией 2,2 МэВ.



Т.е. энергия дейтрона на 2,2 МэВ меньше суммы энергий покоя протона и нейтрона. Следовательно, масса дейтрона меньше суммы масс протона и нейтрона на 2,2 МэВ/с<sup>2</sup>.

Источником энергии, выделяющейся на Солнце, является образование ядра <sup>4</sup>He при слиянии 4 протонов.



Масса ядра <sup>4</sup>He на 0,6% меньше суммы масс четырёх протонов и двух позитронов. В результате синтеза <sup>4</sup>He выделяется энергия  $E \approx 25$  МэВ.

# Энергия связи ядра $W(A,Z)$

Формула Бете-Вайцзеккера

$$W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}$$

$\alpha = 15.6$  МэВ,

$\beta = 17.2$  МэВ,

$\gamma = 0.72$  МэВ,

$\delta = 23.6$  МэВ.

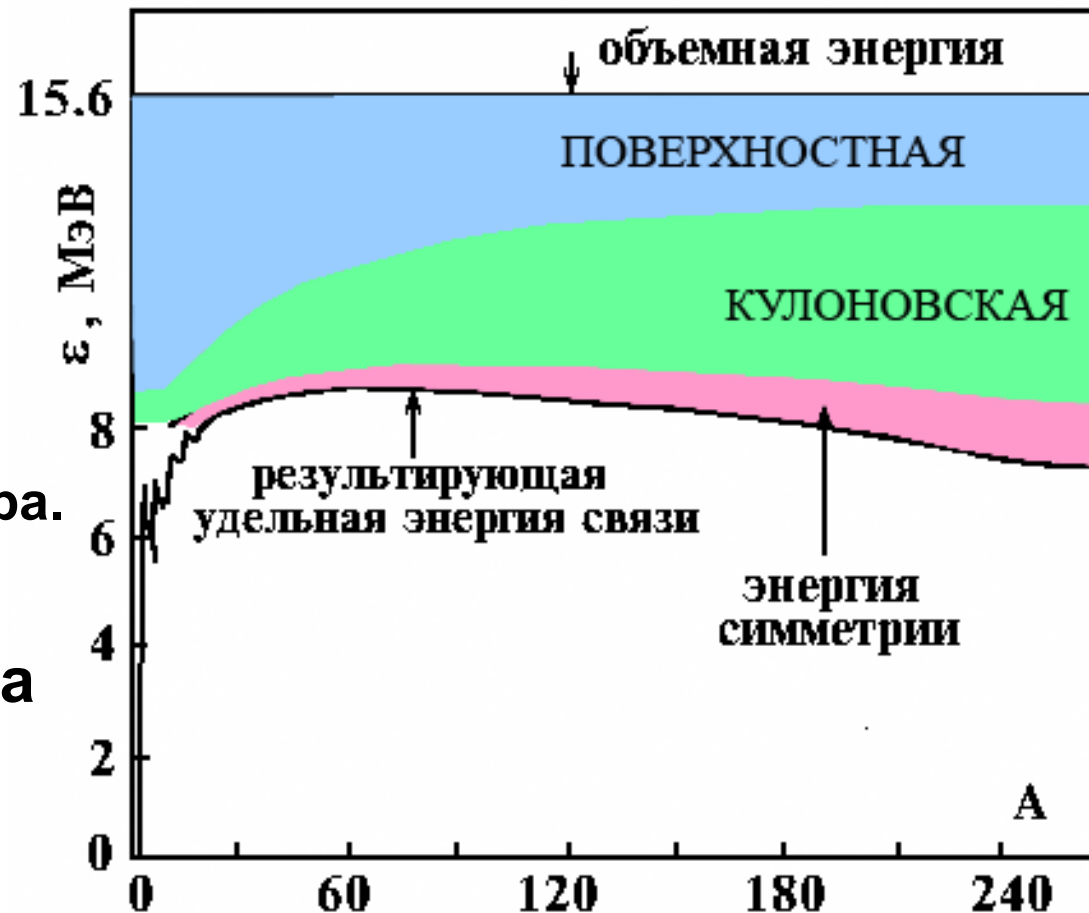
$\zeta = +34$  МэВ – чётно-чётные ядра;

$\zeta = 0$  – нечётные ядра;

$\zeta = -34$  МэВ – нечётно-нечётные ядра.

Удельная энергия связи ядра

$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W(A,Z)}{A}$$

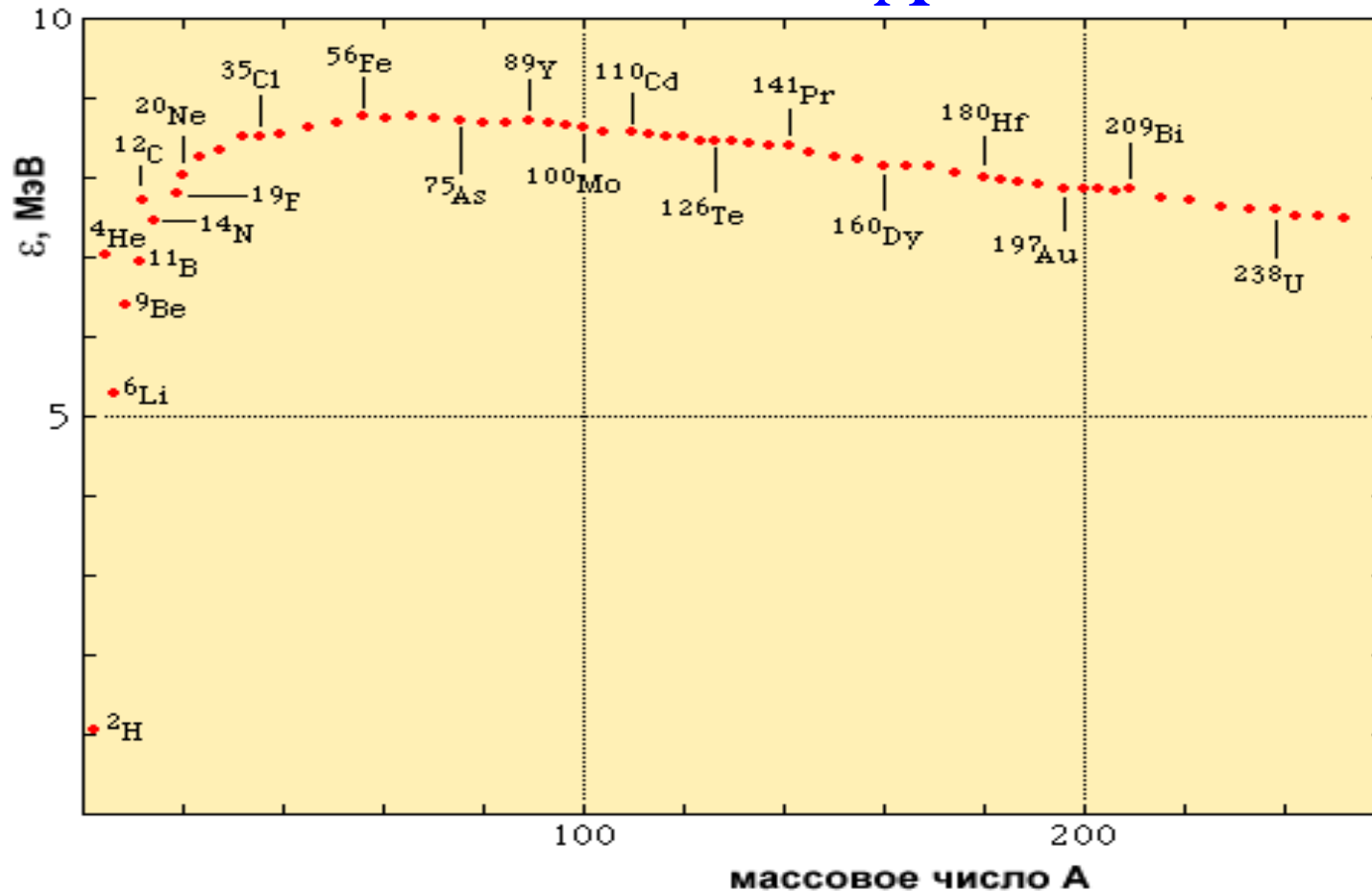




# Удельная энергия связи ядра $\varepsilon(A,Z)$

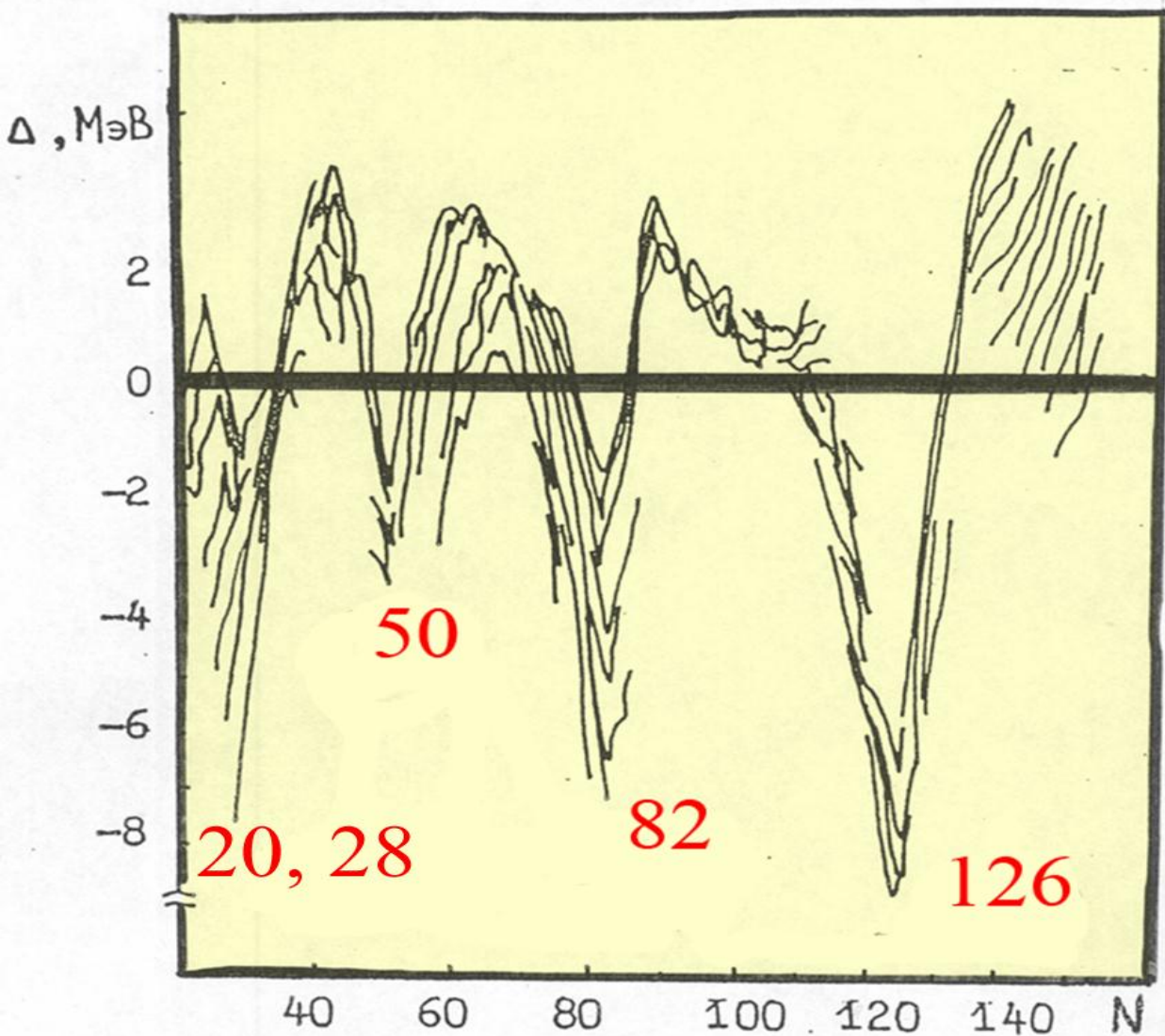
Удельная энергия связи ядра  $\varepsilon(A,Z)$  – средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон.

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A}$$



Зависимость удельной энергии связи  $\varepsilon = W/A$  от массового числа  $A$

# Магические числа



**Магические числа**  
**2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**

$\Delta$  – разница между экспериментально измеренной энергией связи ядра и результатами расчета по формуле Бете-Вайцзеккера.

# Энергия отделения нуклона, $\alpha$ -частицы

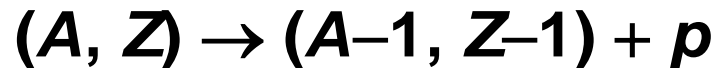
Энергия отделения нейтрона



Энергия отделения нейтрона определяется разностью масс начального ядра и конечных продуктов (конечного ядра и нейтрона) в энергетических единицах, т. е.

$$B_n = [M(A-1, Z) + m_n - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z).$$

Энергия отделения протона



$$B_p = [M(A-1, Z-1) + m_p - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z-1).$$

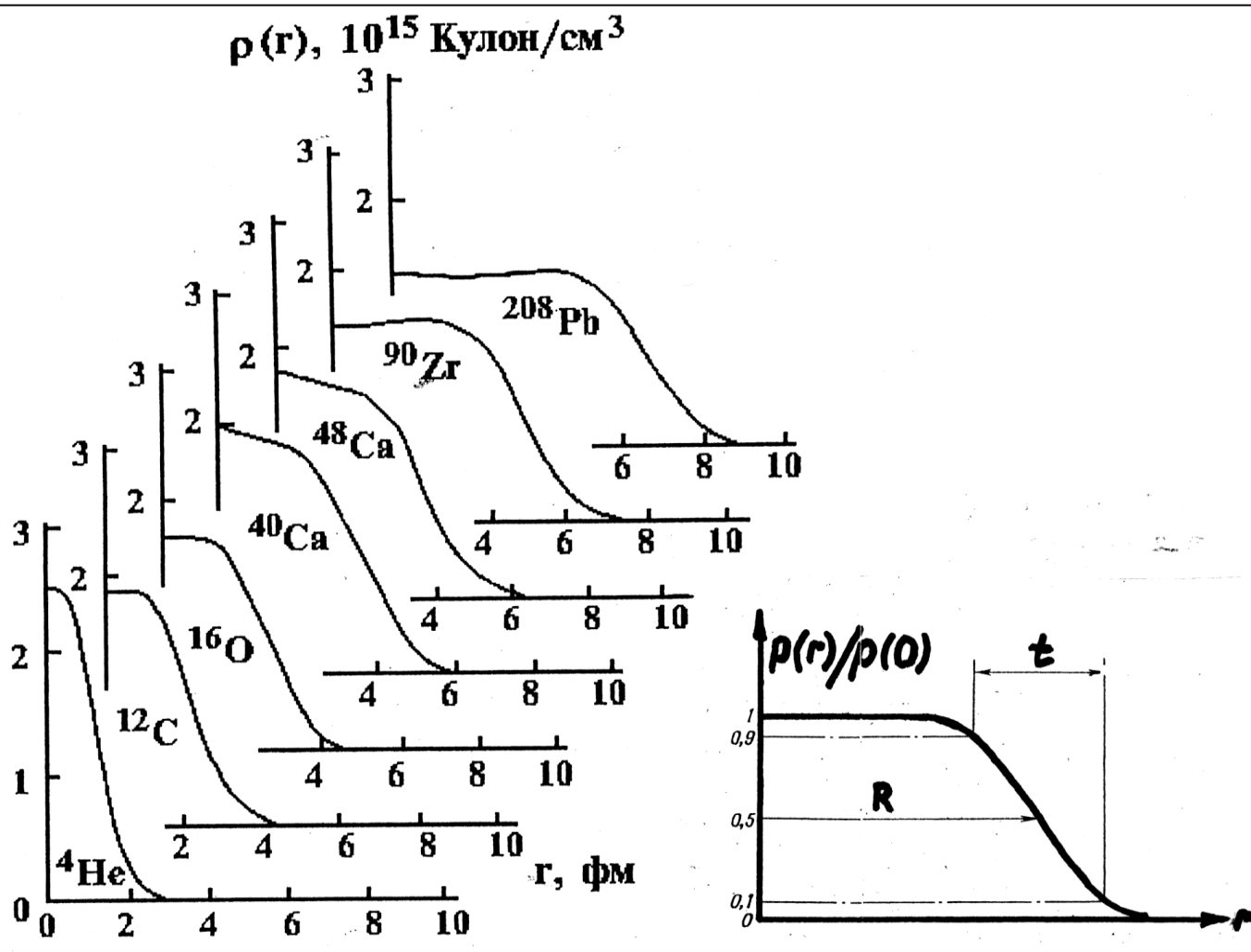
Ядро перестает быть связанным и, следовательно, существовать, когда энергия отделения нуклона становится меньше нуля:

$$B_n < 0, \quad B_p < 0.$$

$$B_\alpha = W(A, Z) - W(A-4, Z-2) - W(4, 2).$$

# Размер ядра

Радиальное распределение плотности заряда в различных ядрах

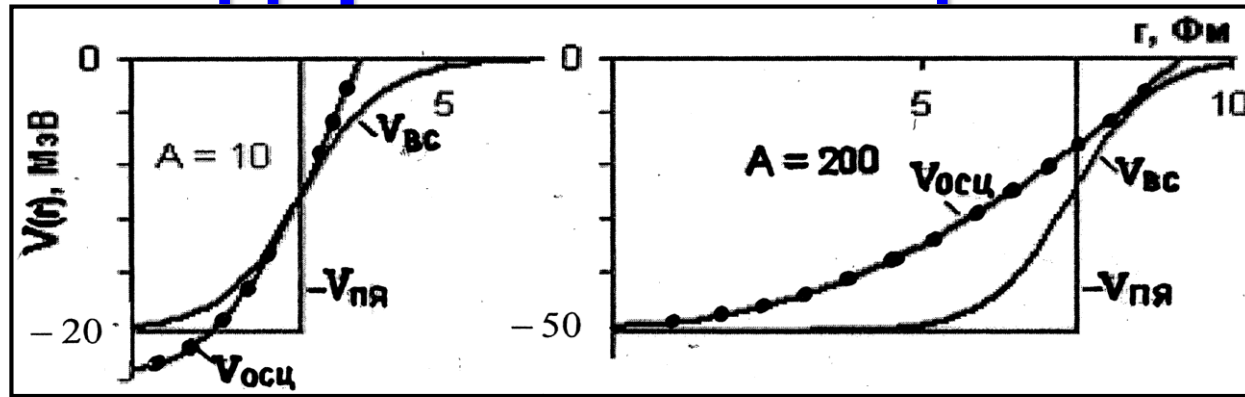


$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$$

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ ФМ}$$

$$t = 4.4a = 2.5 \text{ ФМ}$$

# Ядерный потенциал



Прямоугольный потенциал  $V_{ня}$

$$V_{ня}(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R, \\ 0, & r \geq R. \end{cases}$$

Осцилляторный потенциал  $V_{осц}$

$$V_{осц}(r) = -V_0 + \frac{1}{2}M\omega^2 r^2,$$

Потенциал Вудса-Саксона  $V_{вс}$

$$V_{вс}(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}.$$

# Ядерный потенциал

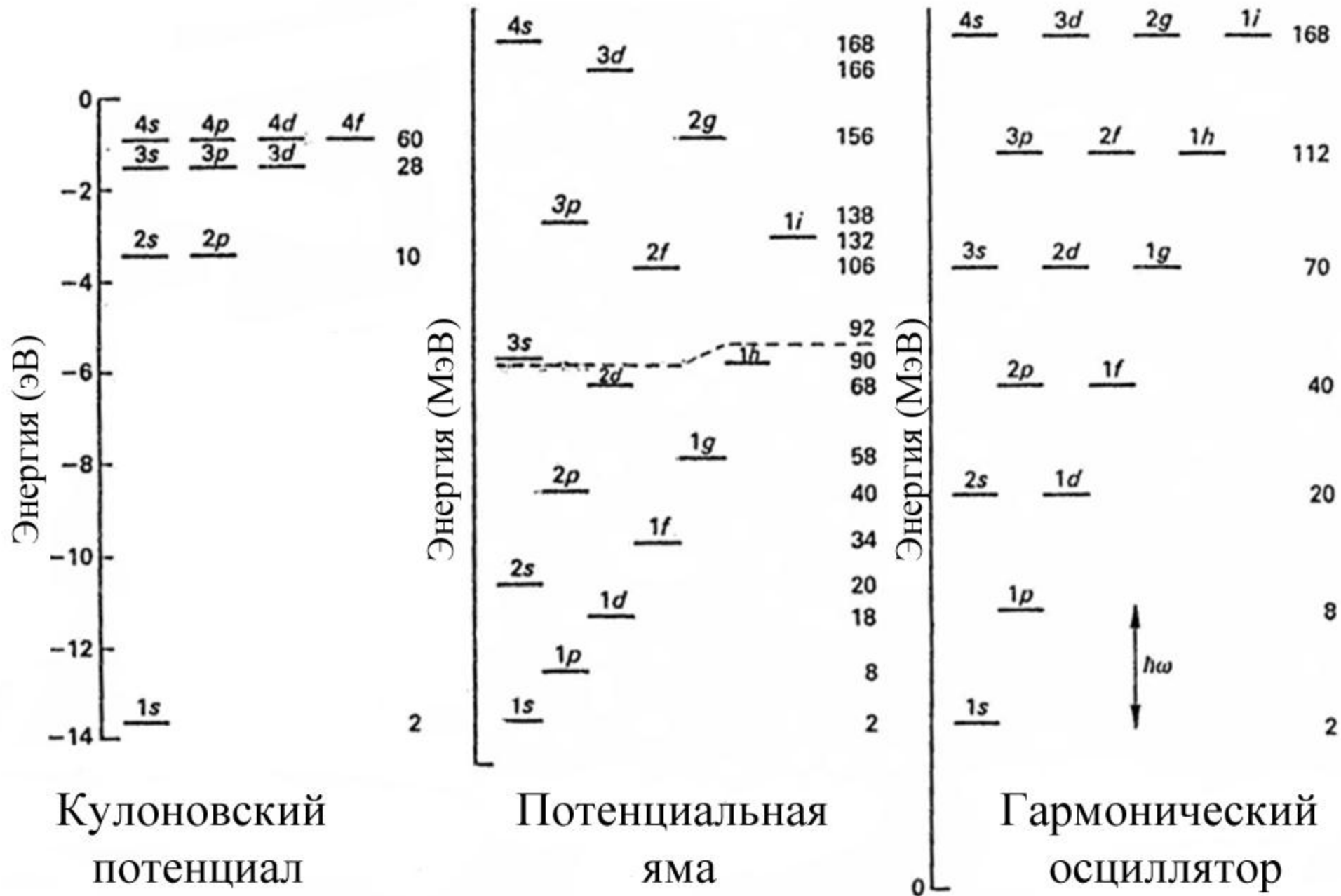
Решая уравнение Шредингера для потенциала прямоугольной ямы и потенциала гармонического осциллятора, получают положение одночастичных состояний ядра и волновые функции этих состояний.

$$H\Psi = E\Psi$$

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \right\} \Psi(r) = 0$$

Последовательность одночастичных состояний зависит от потенциала  $V(r)$ .

# Одночастичные состояния ядер



# Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

$$V = V_1(r) + V_2(r)(\vec{s}_1\vec{s}_2) \\ + V_3(r)(\vec{s}_1\vec{n})(\vec{s}_2\vec{n}) \\ + V_4(r)(\vec{L}\vec{s})$$

Нуклон-нуклонное взаимодействие можно описать с помощью потенциала, зависящего от нескольких величин:

- расстояния между нуклонами,
- взаимной ориентации спинов нуклонов,
- нецентрального характера ядерных сил,
- величины спин-орбитального взаимодействия.



# Спин-орбитальное взаимодействие

Спин-орбитальные силы играют существенную роль в атомных ядрах. С учётом спин-орбитального взаимодействия ядерный потенциал имеет вид

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r) \cdot \vec{l} \vec{s}$$

При учете спин – орбитального взаимодействия снимается вырождение по полному моменту  $j$  нуклона, который при данном  $l$  в зависимости от ориентации спина нуклона, принимает два значения:

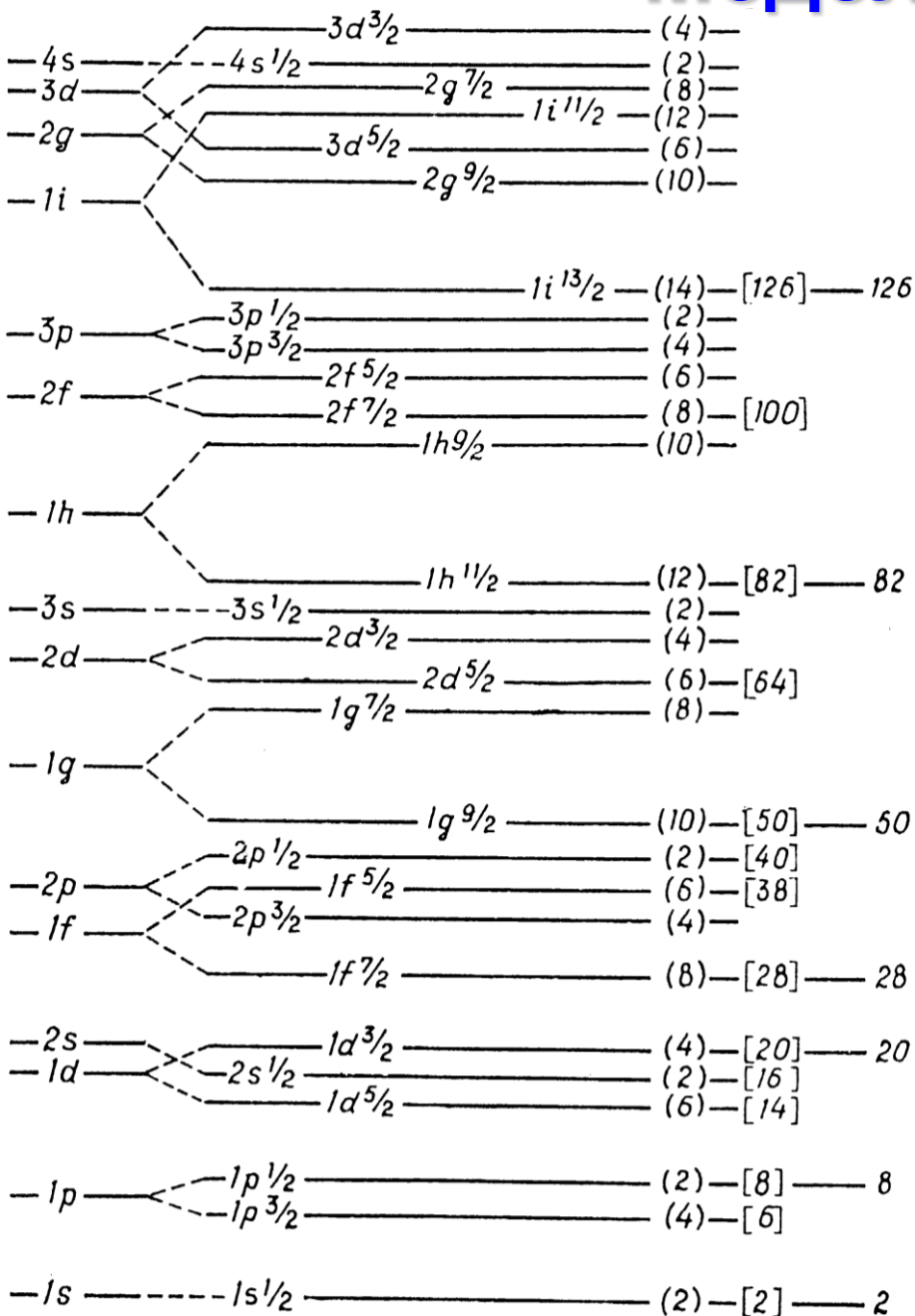
$$j = l \pm 1/2.$$



Происходит расщепление состояния данного  $l$  на два состояния с разной взаимной ориентацией  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$ . Ниже по энергии опускается уровень с  $j = l + 1/2$ , так как в этом случае нуклон сильнее взаимодействует с остальными. Состояние характеризуется полным моментом нуклона  $j$ . Величину  $j$  указывают в качестве нижнего индекса при  $l$ .

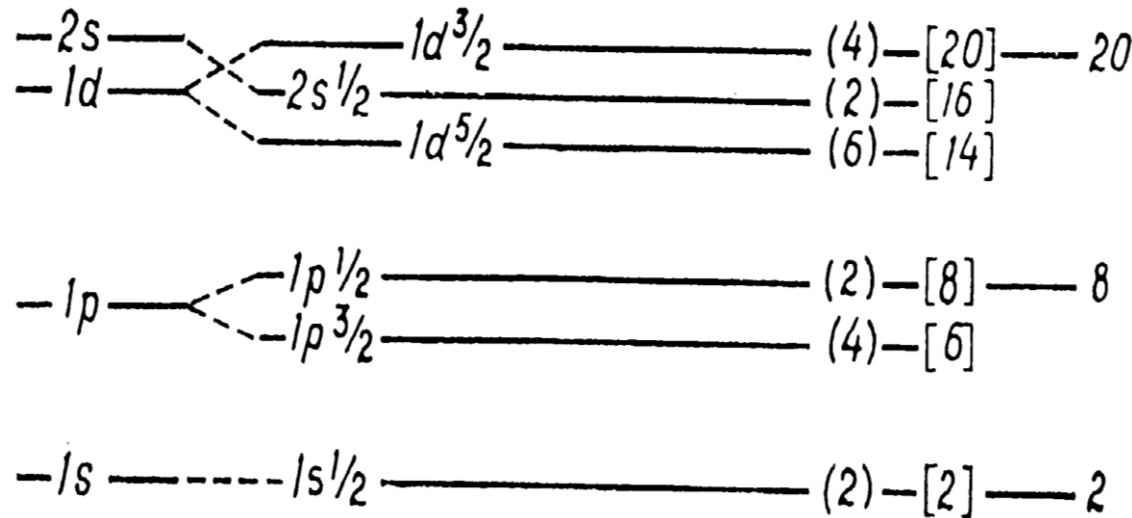
Так, вместо уровня  $1p$  появляются два уровня  $1p_{1/2}$  и  $1p_{3/2}$ . Величина расщепления, тем больше, чем больше  $l$ . Начиная с уровня  $1g$ , затем  $1h$  и т. д.,  $ls$ -расщепление становится сравнимым с расстоянием между соседними осцилляторными оболочками. Расщепление уровней с  $l \geq 4$  настолько велико, что нижний уровень оболочки с максимальным  $j$  и  $l$  сильно опускается вниз по энергии и оказывается в предыдущей оболочке. Это относится к уровням  $1g_{9/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $1i_{13/2}$  и  $1j_{15/2}$ , которые попадают соответственно в 4-ю, 5-ю, 6-ю и 7-ю оболочки. В результате происходит перегруппировка уровней в оболочках.

# Модель оболочек



Одночастичные уровни  
в сферически-симметричном  
потенциале.

$$|nljz\rangle$$



# Спин ядра J

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{l}_A = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \dots + \vec{j}_A$$

Атомное ядро в каждом состоянии характеризуется **полным моментом количества движения J**. Этот момент в системе покоя ядра называется **спином ядра**.

Для спинов атомных ядер выполняются следующие закономерности:

- A – чётное  $J = n$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ), J целое;
- A – нечётное  $J = n + 1/2$ , J полуцелое.
- **Чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют  $J = 0$ .** Это указывает на взаимную компенсацию моментов нуклонов в основном состоянии ядра – особое свойство междуклонного взаимодействия – спаривание тождественных нуклонов.

# Четность ядра $P$

Четность ядерного состояния  $P$  указывает на симметрию волновой функции  $\Psi$  ядерного состояния относительно операции зеркального отражения пространства  $P$ .

$$\hat{P}\Psi = p\Psi$$

Четность ядра  $P$  как системы нуклонов определяется произведением внутренних четностей  $\pi_i$  и орбитальных моментов  $l_i$  отдельных нуклонов

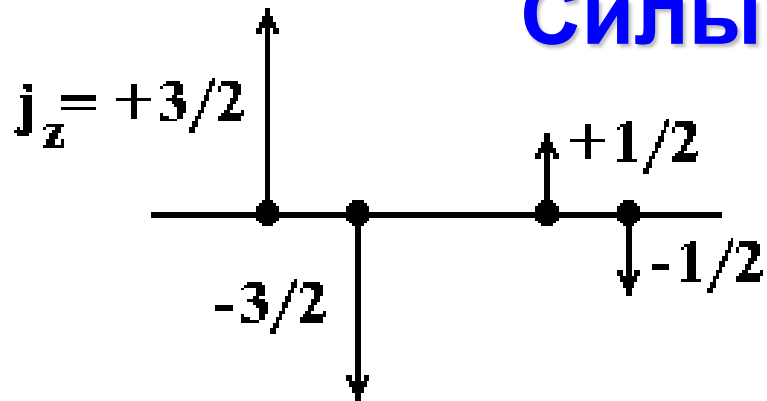
$$P = \pi_i p_i = \pi_i \cdot (-1)^{l_i},$$

$\pi_i$  – внутренняя четность нуклона равна +1.

Четность сферически симметричного ядра определяется произведением орбитальных четностей  $(-1)^{l_\alpha}$  нуклонов:

$$P = (-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \dots (-1)^{l_A} = (-1)^{\sum l_\alpha}$$

# Силы спаривания



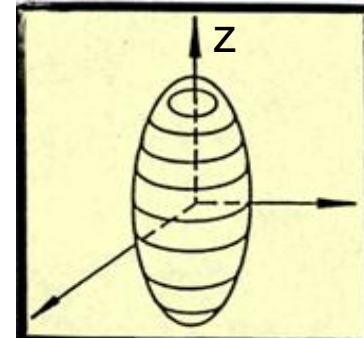
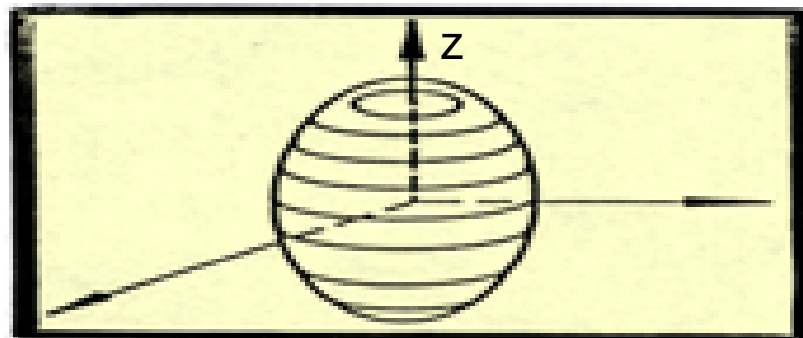
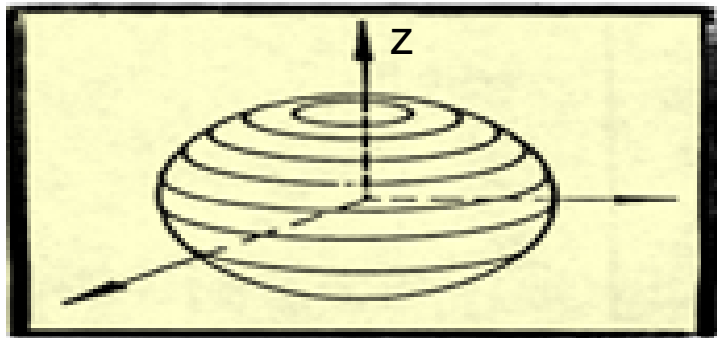
$1P_{3/2}$

Между любой парой нуклонов одного типа на уровне  $j$  действует дополнительное взаимодействие, не сводящееся к центрально симметричному  $V(r)$ . Это взаимодействие  $V_{\text{ост}}$  называется **остаточным**. Свойства  $V_{\text{ост}}$  таковы, что паре нуклонов одного сорта на одном уровне выгодно иметь результирующий момент равный нулю.  $V_{\text{ост}}$  снимает вырождение по  $J$  этой пары так, что низшим оказывается состояние с  $J = 0$ , что является проявлением **сил спаривания**. Дополнительная энергия связи ядра за счёт сил спаривания 1-3 МэВ.

Возникновение сил спаривания в ядрах обусловлено особенностями взаимодействия в системе нуклонов. На характерных ядерных расстояниях нуклоны притягиваются, и нуклонам одного типа энергетически выгодно находиться на одном и том же уровне в состояниях, характеризуемых одними и теми же числами  $nlj$ . Наиболее устойчивой при этом оказывается пара нуклонов с противоположно направленными моментами, т. е. с  $+j_z$  и  $-j_z$ . Такая пара нуклонов обладает максимально возможным набором совпадающих квантовых чисел, и, соответственно, волновые функции нуклонов этой пары характеризуются наибольшим перекрытием. Результирующий полный момент и чётность состояния спаренных нуклонов

$$J^P = 0^+.$$

# Квадрупольный момент ядра



$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho(r)(3z^2 - r^2) dV$$

$Q_0$  — собственный квадрупольный момент,

$Q$  — наблюдаемый квадрупольный момент.

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1) \cdot (2J+3)} Q_0$$

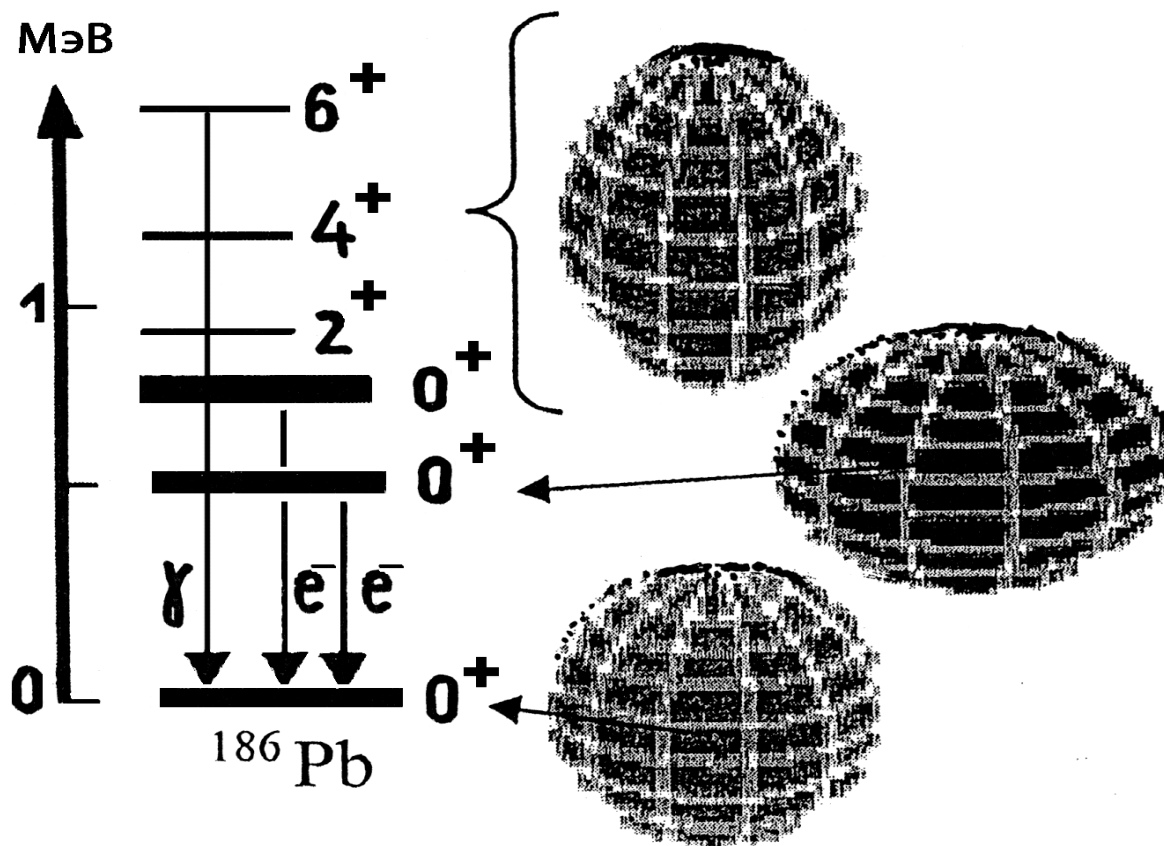
# Квадрупольные моменты ядер



Наблюдаемые квадрупольные моменты ядер  $Q$

$$Q = \frac{J(2J - 1)}{(J + 1) \cdot (2J + 3)} Q_0$$

# Форма ядра



Форма атомных ядер может изменяться в зависимости от того в каком возбужденном состоянии оно находится. Так, например, ядро  $^{186}\text{Pb}$  в основном состоянии ( $0^+$ ) сферически симметрично, в первом возбужденном состоянии  $0^+$  имеет форму сплюснутого эллипса, а в состояниях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  форму вытянутого эллипсоида.



# Пример

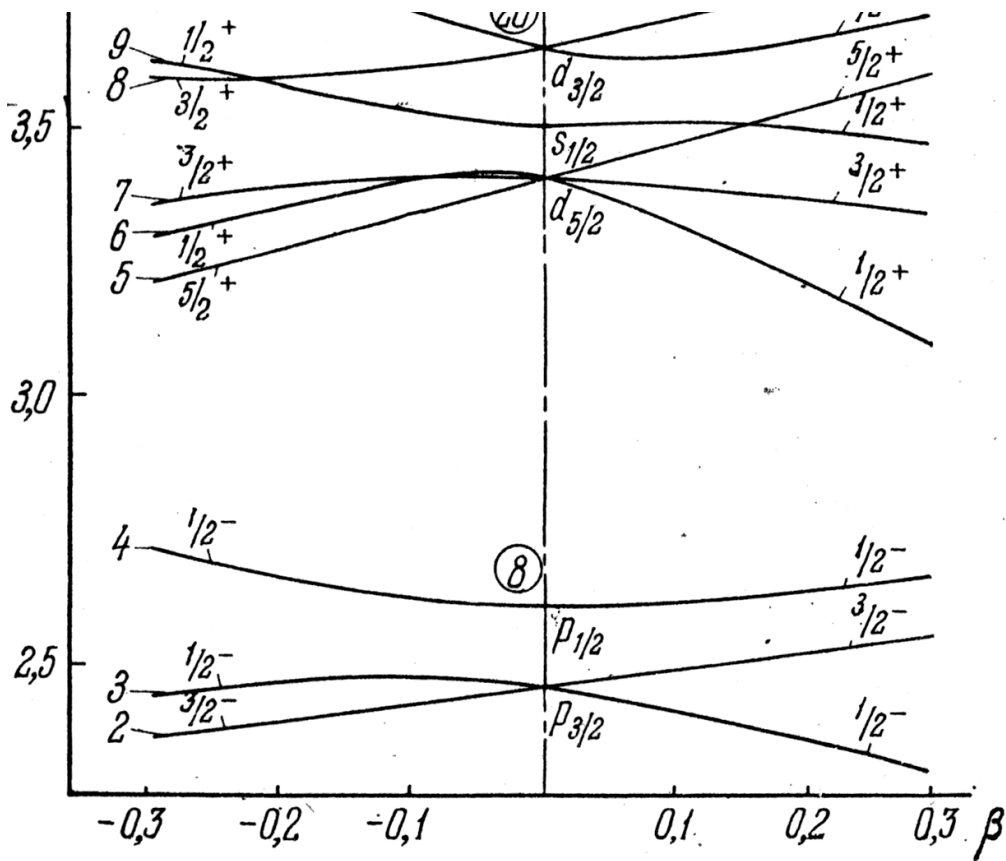
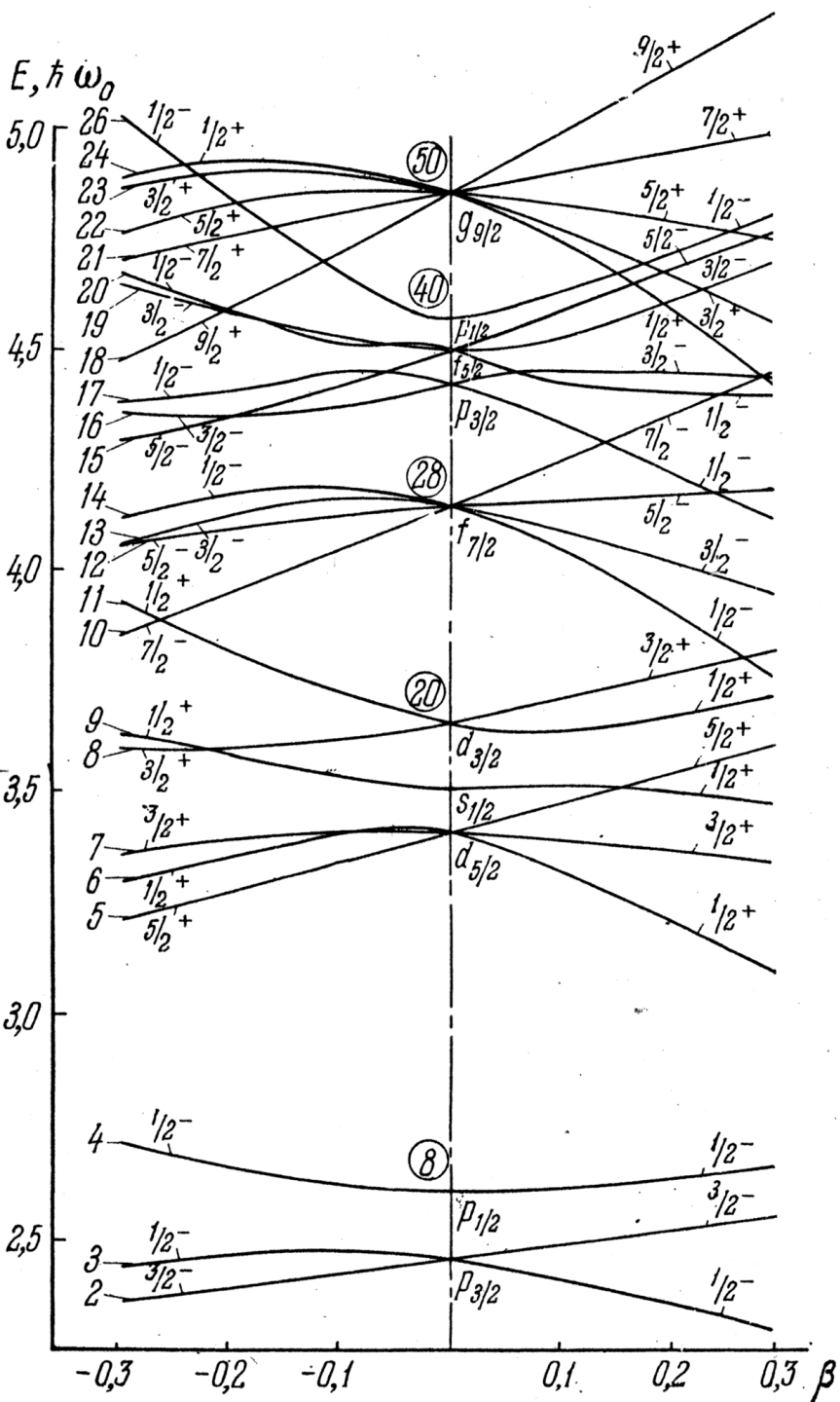
Известно, что внутренний электрический квадрупольный момент  $Q_0$  ядра  $^{175}\text{Lu}$  равен  $+5,9 \text{ Фм}^2$ . Какую форму имеет это ядро? Чему равен параметр деформации этого ядра?

Для равномерно заряженного аксиально симметричного эллипсоида, имеющего заряд  $Ze$   $Q_0 = \frac{2}{5}Z(b^2 - a^2)$ , где  $b$  — полуось эллипсоида, направленная по оси симметрии  $z$ , а  $a$  — по осям  $x$  и  $y$ . Параметр деформации ядра  $\beta = \frac{1}{2} \frac{b^2 - a^2}{\bar{R}^2}$ , где  $\bar{R} = \frac{(b+a)}{2}$  — средний радиус ядра.

$$\text{Тогда } \beta = \frac{5}{4} \frac{Q_0}{Z(r_0 A^{1/3})^2} = \frac{5 \times 5,9}{4 \times 71 \times (1,2 \times 175^{1/3})^2} = 0,002.$$

Здесь учтено, что при малых деформациях  $\bar{R} \approx R = r_0 A^{1/3}$ . Так как  $Q_0 > 0$ , то  $b > a$ , и ядро представляет из себя эллипсоид вытянутый вдоль оси симметрии  $z$ .

# Одночастичные состояния в деформированных ядрах



Потенциал Нильсона

$$V_{\text{Нильс}}(\vec{r}) = \frac{1}{2} M(\omega_{xy}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + C\vec{l}\vec{s} + D\vec{l}^2$$

# Дейтрон

## Характеристики дейтрона

Масса ( $mc^2$ )	1875.613 МэВ
Энергия связи $W$	2.224 МэВ
Спин $J$	1
Чётность $P$	+1
Изоспин $I$	0
Магнитный момент $\mu$	$0.857 \mu_N$
Электрический квадрупольный момент $\langle Q \rangle$	+0.282 Фм <sup>2</sup>



## Спин дейтрона

$$\vec{J}({}^2_1H) = \vec{S}_p + \vec{S}_n + \vec{L}$$

## Магнитный момент дейтрона

$$\mu = \mu_{L=0} = \mu_p + \mu_n = 2.792 \mu_N - 1.913 \mu_N = 0.879 \mu_N$$

$$\psi({}^2_1H) = \alpha \psi_s + \beta \psi_d, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1$$

## Четность дейтрона

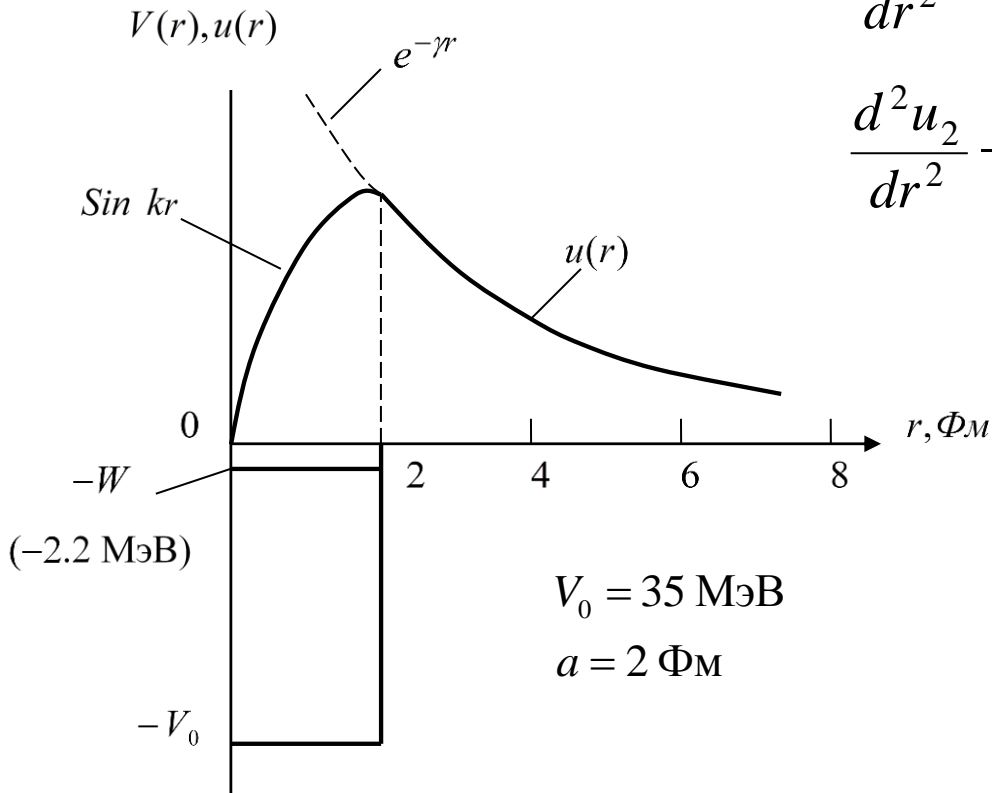
$$P = \pi_p \cdot \pi_n (-1)^L = +1$$

# Волновая функция дейтрона

$$\psi(\vec{r}) = R_L(r) Y_{Lm}(\theta, \varphi) = \frac{u_L(r)}{r} Y_{Lm}(\theta, \varphi)$$

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + k^2 u_1 = 0, \quad u_1 = A \cdot \sin kr; \quad k = \frac{\sqrt{2\mu(V_0 - W)}}{\hbar}$$

$$\frac{d^2 u_2}{dr^2} - \gamma^2 u_2 = 0; \quad u_2 = C e^{-\gamma r}; \quad \gamma = \frac{\sqrt{2\mu W}}{\hbar}$$



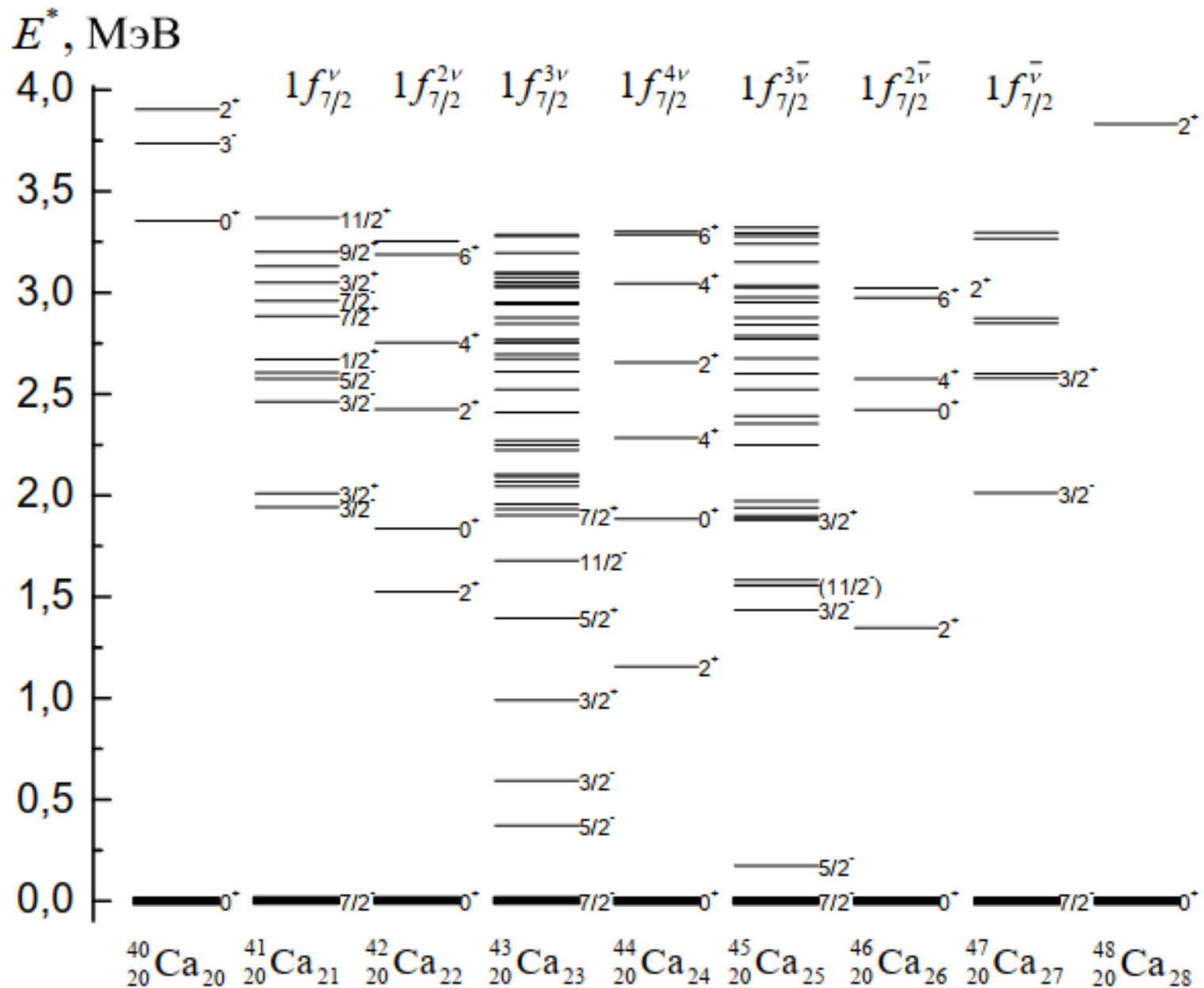
**Радиус дейтрона**

$$R_d = 1/\gamma \approx 4.3 \text{ ФМ}$$

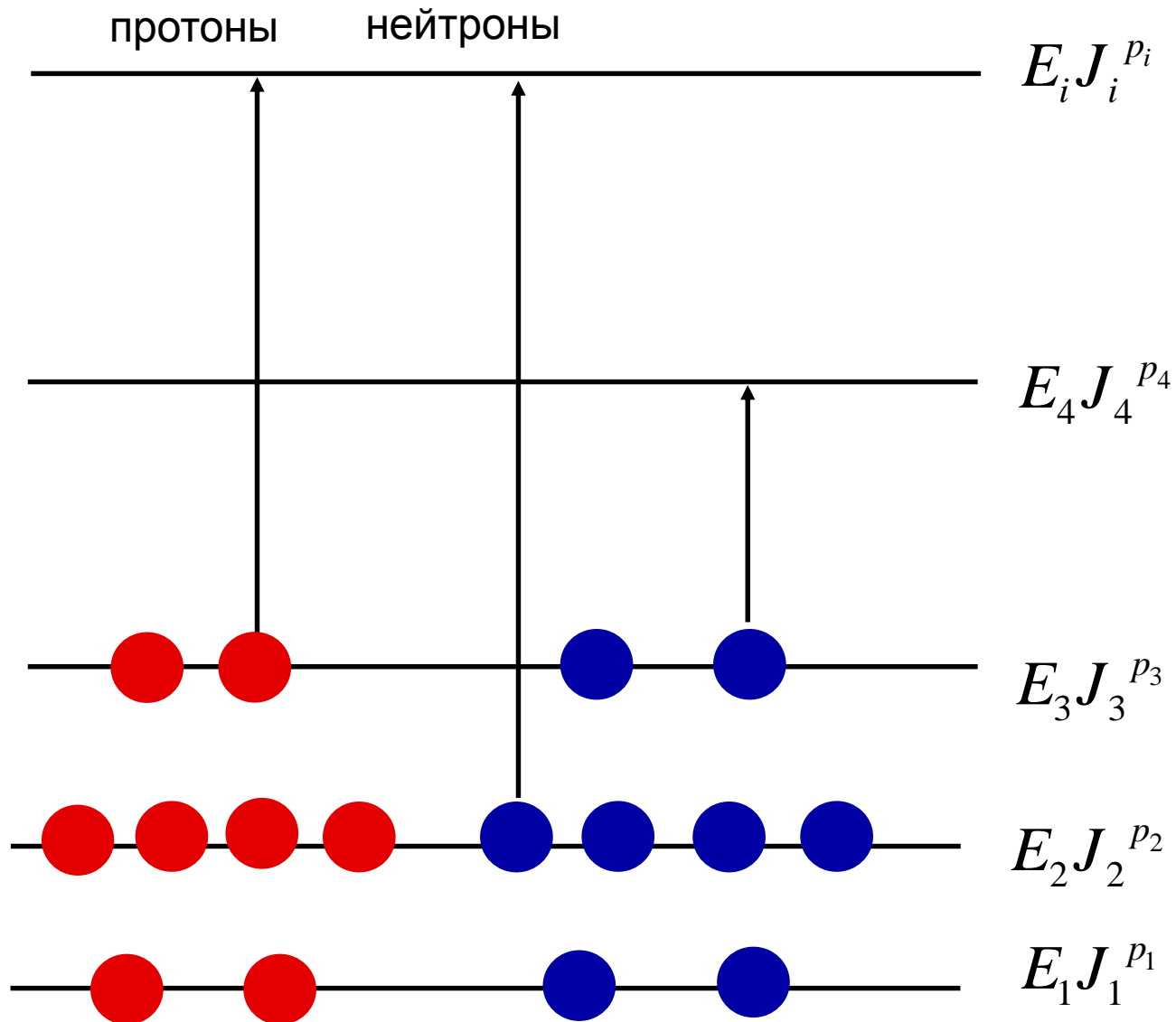
Прямоугольная потенциальная яма для дейтрона  
и его радиальная волновая функция

# **Возбужденные состояния атомных ядер**

# Возбужденные состояния изотопов Ca



# Одночастичные возбуждения атомных ядер

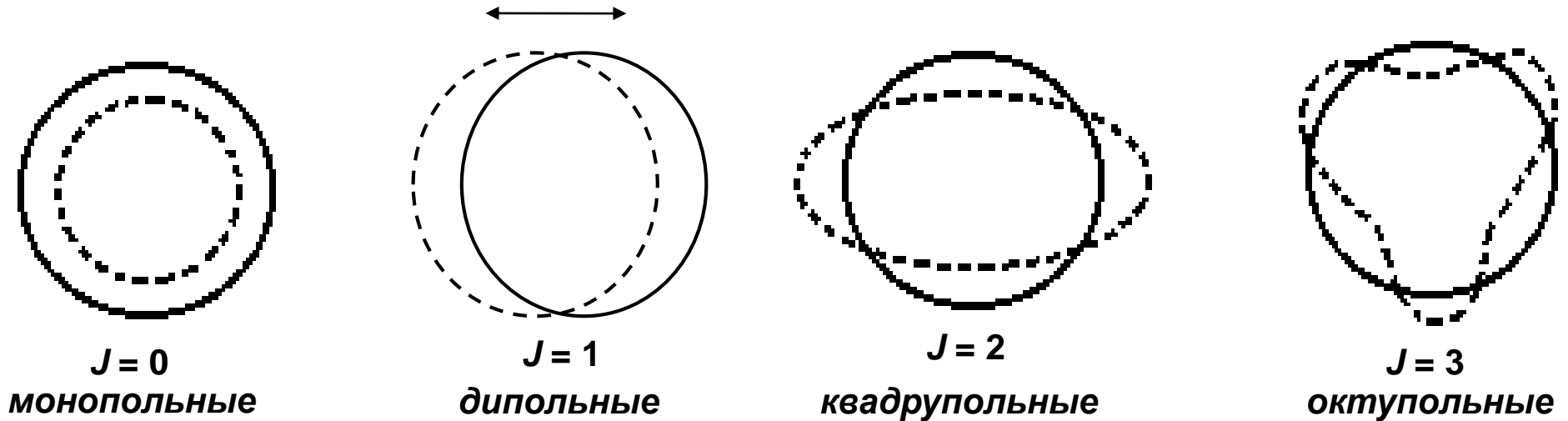


Одночастичные возбуждённые состояния ядер возникают при переходе одного или нескольких нуклонов на более высокие одночастичные орбиты.

**Коллективные колебательные  
и вращательные  
возбужденные состояния  
атомных ядер**



# Колебательные состояния сферических ядер



Дипольные колебания  $J=1$  не относятся к внутренним возбуждениям ядра. Энергии квадрупольных и октупольных возбуждений в квантовой теории могут принимать дискретные значения

$$E_{\text{квадр}} = n_2 \hbar \omega_2, \quad E_{\text{окт}} = n_3 \hbar \omega_3$$

Энергия возбуждения ядра, в котором одновременно происходят различные поверхностные колебания формы, имеет вид

$$E = \sum_{J \geq 2} n_J \hbar \omega_J$$

$n_J$  – число фононов определенного типа,

$\hbar \omega_J$  – энергия фонона.

# Колебательные состояния сферических ядер

$$n = 2, E = 2\hbar\omega_2$$

$$\text{-----} 0^+, 2^+, 4^+$$

$$n = 1, E = 1\hbar\omega_2$$

$$\text{-----} 2^+$$

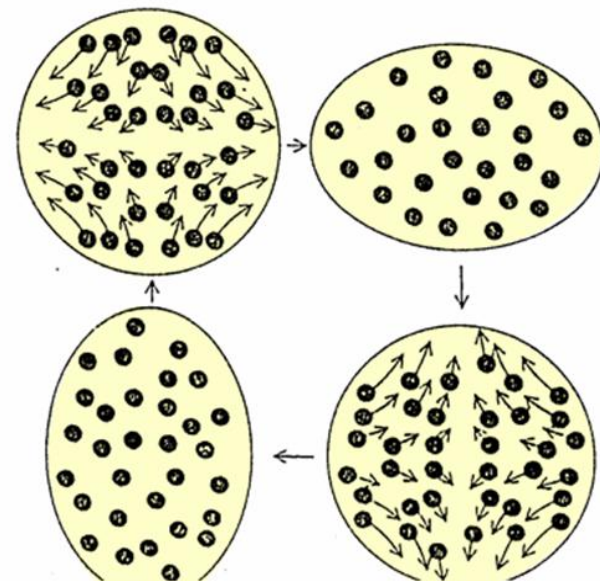
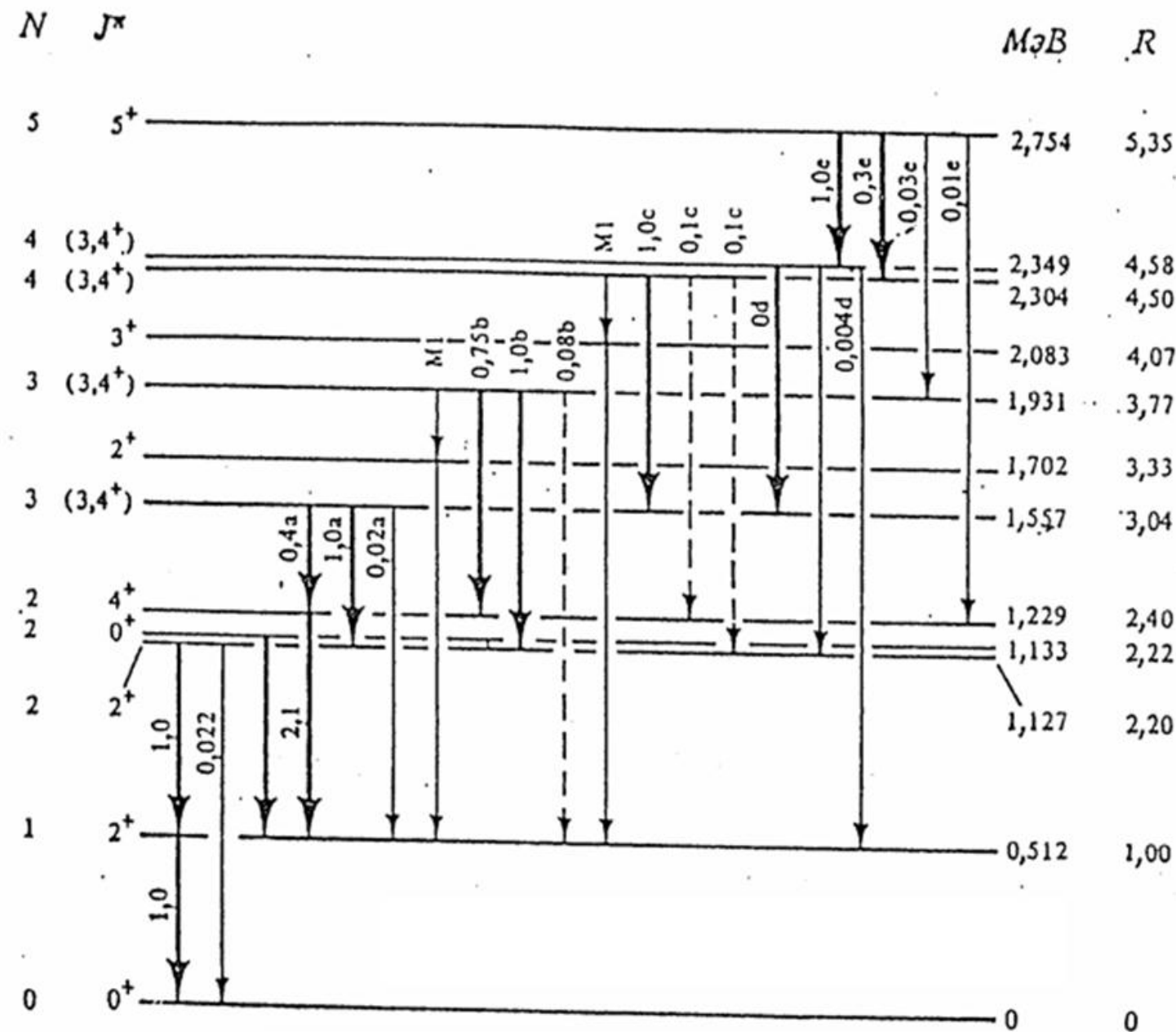
$$n = 0, E = 0$$

$$\text{-----} 0^+$$

Спектр квадрупольных колебаний  
четно-четных ядер.

Состояния двух фононов  $j = 2^+$  с суммарным спином  $J = 1, 3$  запрещены, т.к. волновая функция двух тождественных бозонов должна быть симметричной относительно перестановки частиц.

# Колебательные состояния ядра $^{106}\text{Pd}$



# Вращательные состояния деформированных ядер

$$E_{\text{класс}} = \frac{L^2}{2\mathcal{I}}, \quad E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} J(J+1)$$

$L$  — вращательный момент,  $\mathcal{I}$  — момент инерции ядра.

Волновой функцией вращающегося ядра является собственная функция оператора квадрата полного момента  $\hat{J}^2$ , имеющего собственные значения  $\hbar^2 J(J+1)$ , т.е. сферическая функция  $Y_{JM}(\theta, \varphi)$ . Волновая функция ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, не изменяется при пространственной инверсии, т. е. переходит сама в себя. Поэтому волновая функция ядра, имеющего форму эллипсоида симметрична, что исключает состояния с  $J = 1, 3, 5, \dots$ . Чётность  $P$  сферической функции равна  $(-1)^J$ . Поэтому чётность вращательных состояний четно-четного ядра всегда положительна.

# Вращательные состояния ядра $^{180}\text{Hf}$

$8^+$  ————— 1085 (1120)

$6^+$  ————— 642 (653)

$4^+$  ————— 309 (311)

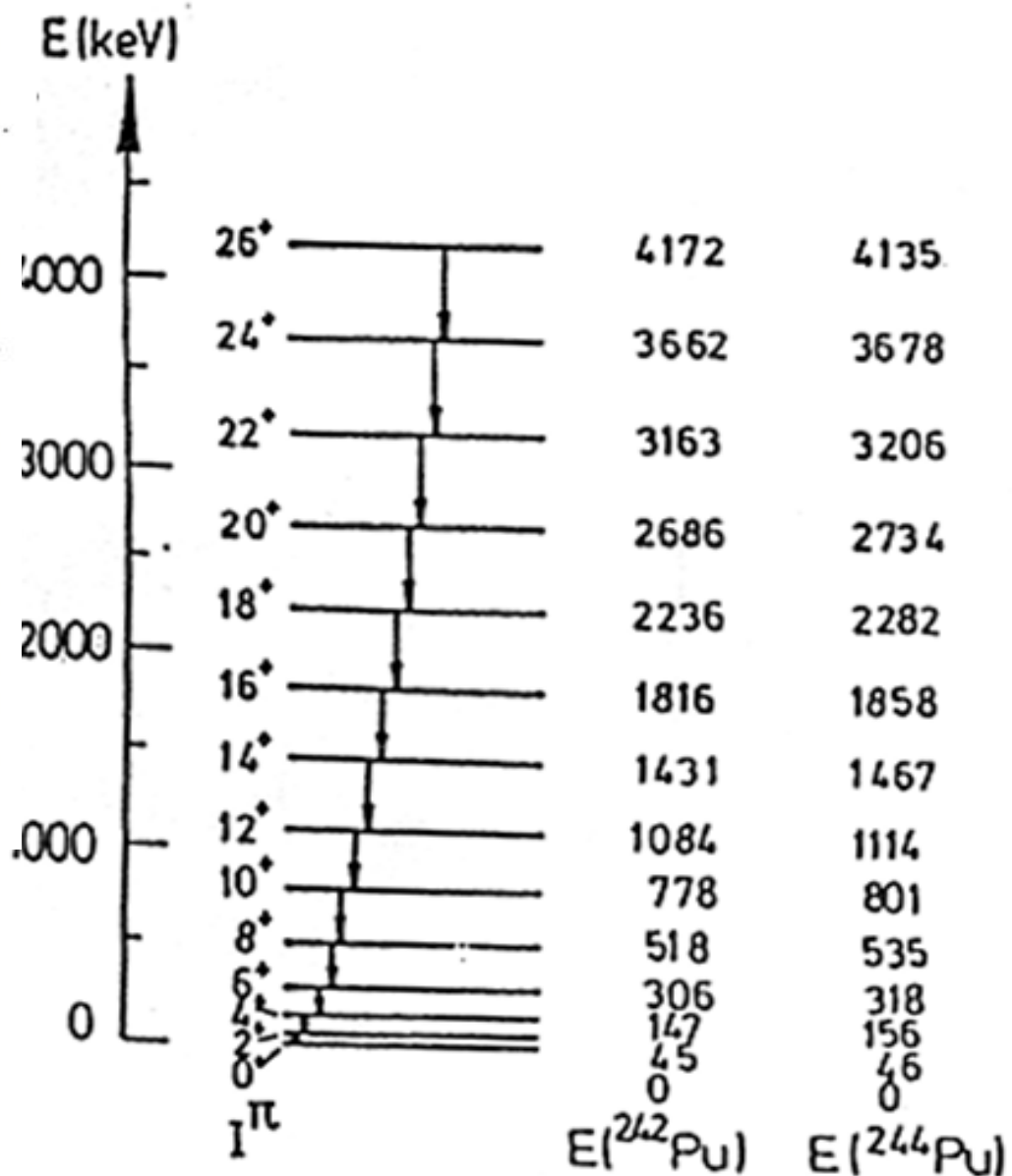
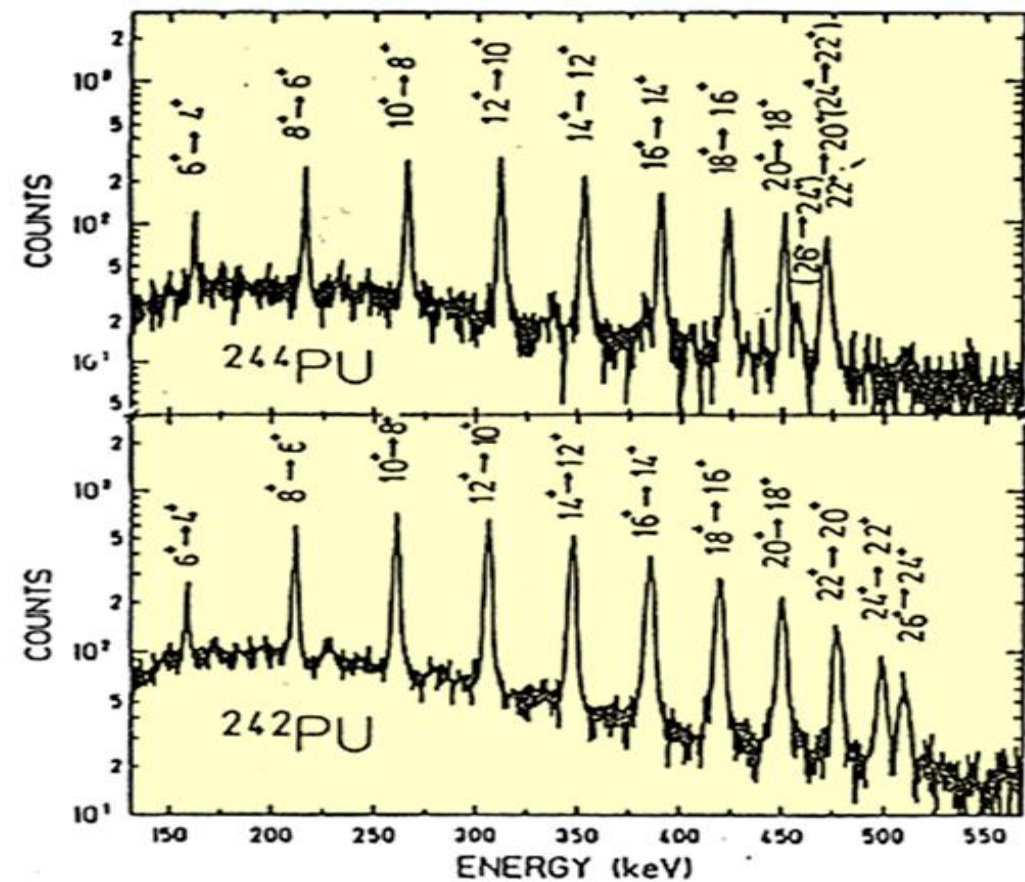
$2^+$  ————— 93 кэВ

$0^+$  ————— 0

Нижние вращательные состояния ядра  $^{180}_{72}\text{Hf}$ .

Рядом с экспериментальными значениями энергии в скобках приведены энергии, рассчитанные по формуле  $E_{\text{вращ}} = \hbar^2 J(J+1)/2\mathfrak{I}$  с моментом инерции  $\mathfrak{I}$ , оцененным по энергии состояния  $2^+$

# Вращательные спектры бесспиновых ядер



$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} J(J+1)$$

# Возбужденные состояния 2<sup>+</sup>

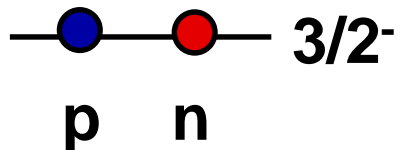
## 1. Квадрупольные колебания сферического ядра

	0 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>	$E = 2\hbar\omega$
	2 <sup>+</sup>	$E = \hbar\omega$
	0 <sup>+</sup>	$E = 0$

## 2. Вращение деформированного ядра

	8 <sup>+</sup>	$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} J(J+1)$
	6 <sup>+</sup>	
	4 <sup>+</sup>	
	2 <sup>+</sup>	
	0 <sup>+</sup>	

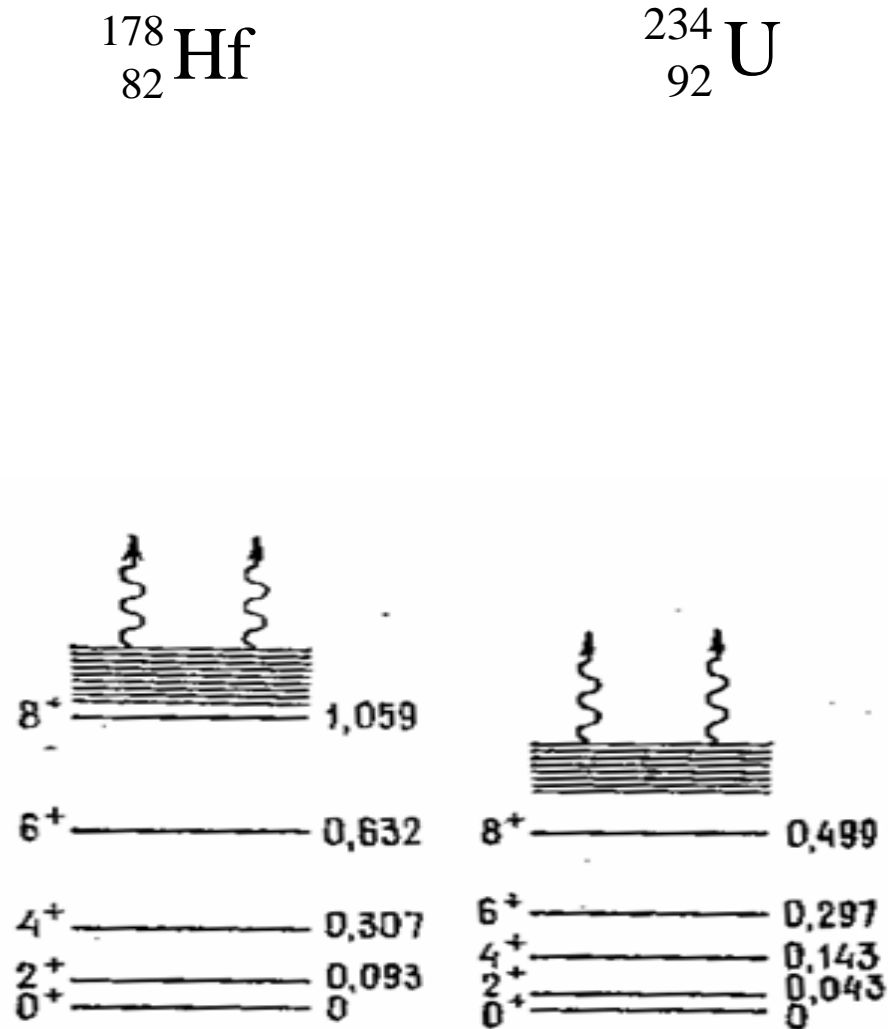
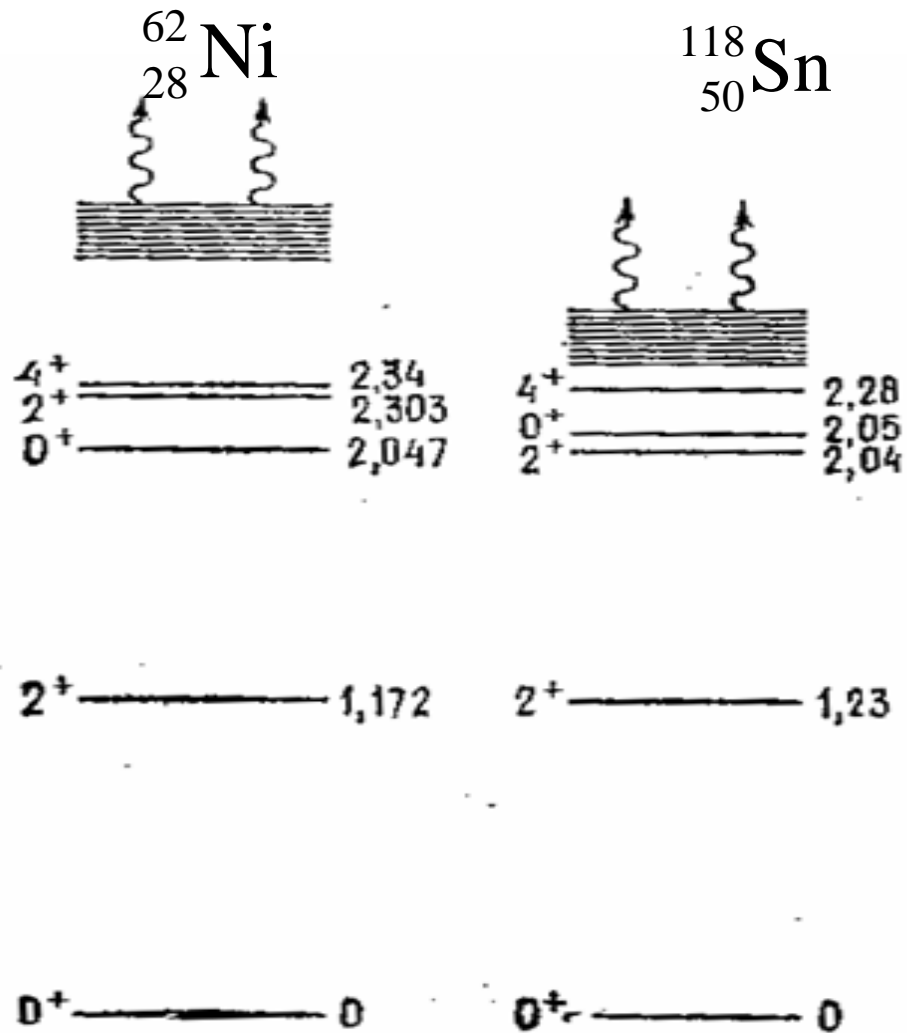
## 3. Одночастичные возбуждения



$$\vec{J} = \frac{\vec{3}}{2} + \frac{\vec{3}}{2} = 0, 1, 2, 3$$

$$P = (-1)(-1) = +1$$

# Пример. Возбужденные состояния $2^+$

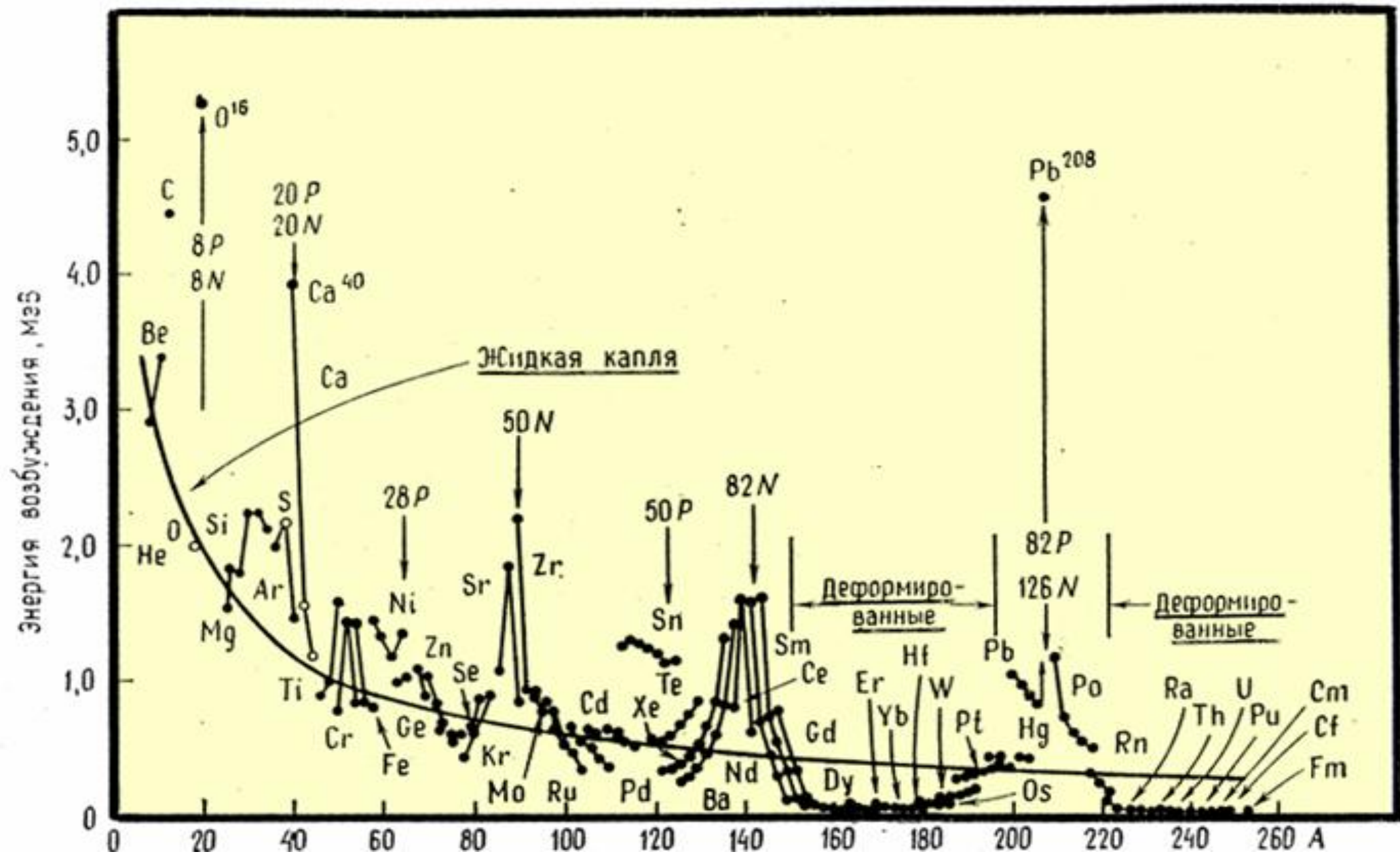


Колебательные состояния чётно-чётных сферических атомных ядер

Вращательные состояния деформированных чётно-чётных атомных ядер



# Возбужденные состояния $2^+$



# Изоспин атомных ядер

Изоспин системы  $A$  нуклонов

$$\vec{I} = \sum_{\alpha=1}^A \vec{I}_{\alpha} .$$

В ядре  $A$  нуклонов, каждый из которых имеет изоспин  $I = \frac{1}{2}$ .

Поэтому возможные значения изоспина

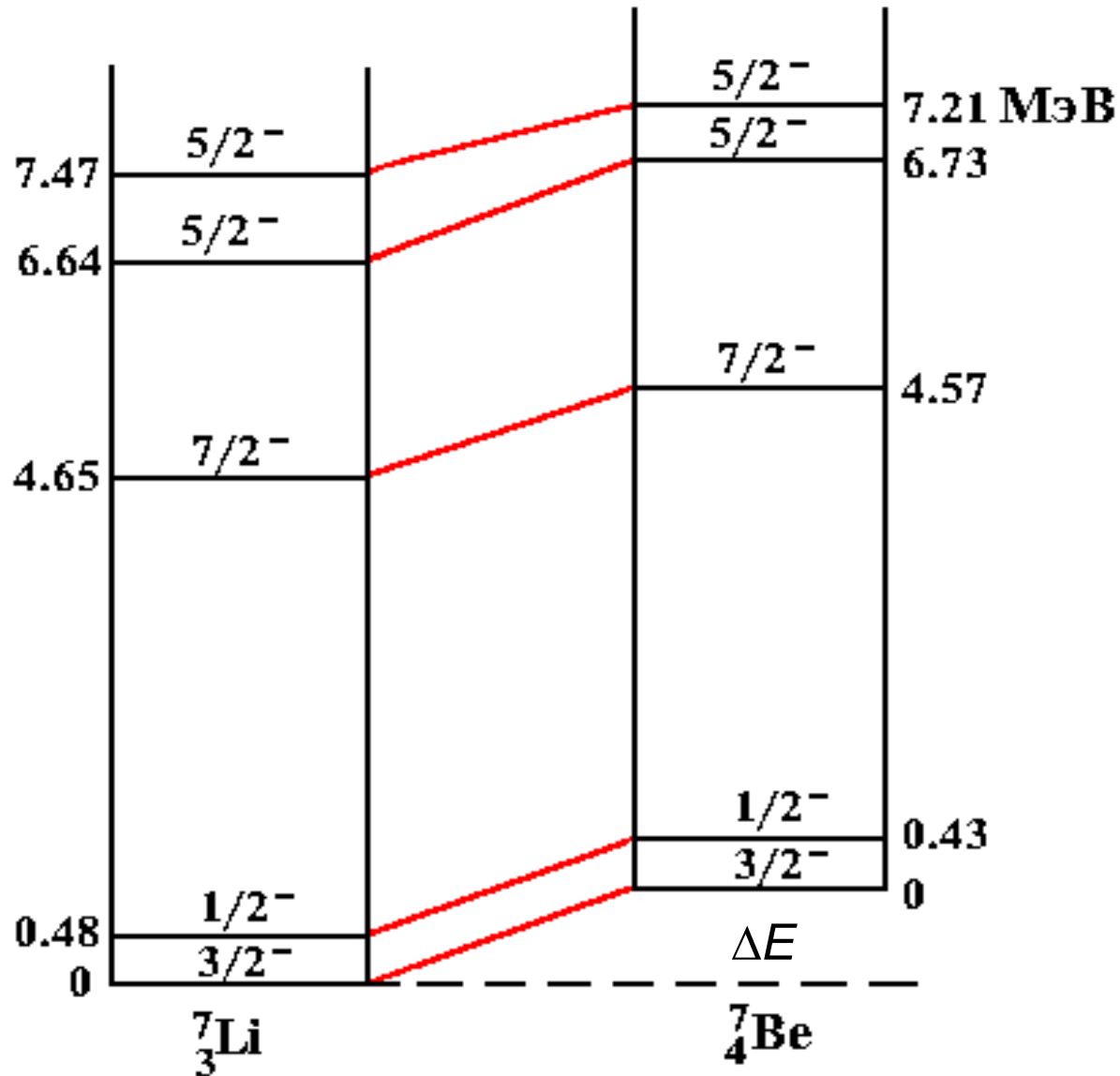
$$\left| \frac{Z - N}{2} \right| \leq I \leq \frac{A}{2} .$$

Все состояния ядра имеют проекцию изоспина  $I_3 = \frac{Z - N}{2}$ .

*Изоспин ядра в основном состоянии  $I_{gs}$  имеет минимальное возможное значение*

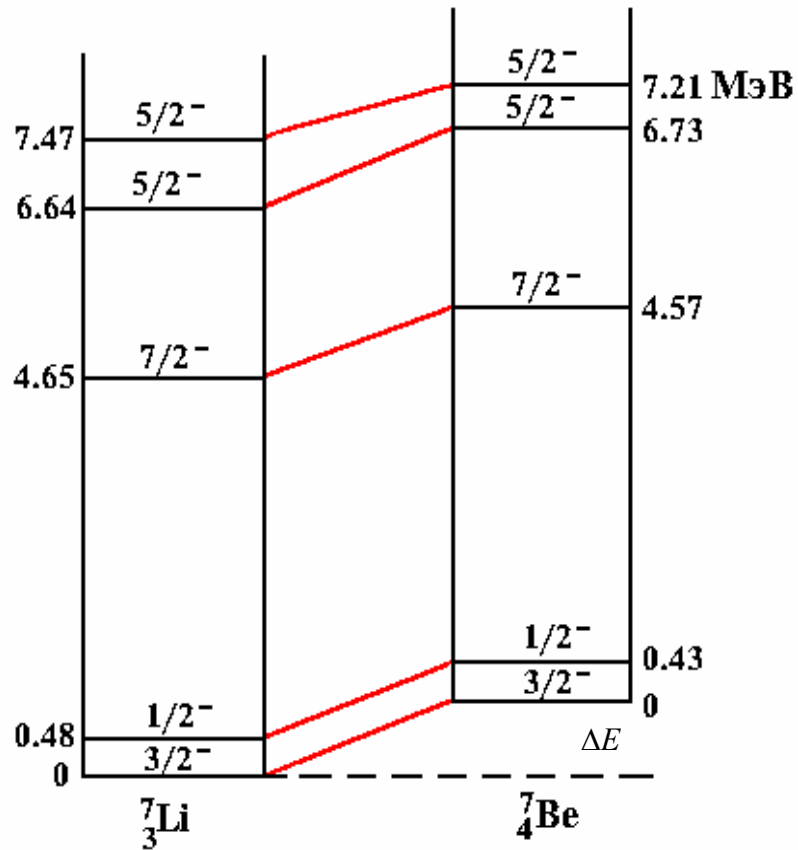
$$I_{gs} = |I_3| = \left| \frac{Z - N}{2} \right| .$$

# Аналоговые состояния ядер ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$



Изоаналогичные ( $I = 1/2$ ) уровни ядер  ${}^7_3\text{Li}$  и  ${}^7_4\text{Be}$

# Зеркальные ядра



Зеркальные ядра — это ядра, имеющие одинаковое массовое число  $A$  и переходящие друг в друга при замене протонов нейтронами и нейтронов протонами. Примерами зеркальных ядер являются ядра  ${}^7\text{Li}(3p4n) - {}^7\text{Be}(4p3n)$ ,  ${}^{13}\text{C}(6p7n) - {}^{13}\text{N}(7p6n)$ . Так как сильные взаимодействия обладают свойством изоспиновой инвариантности, свойства зеркальных ядер близки. Так, например, они имеют похожие спектры возбужденных состояний — практически одинаковые энергии возбуждения, одинаковые значения квантовых чисел спина  $J$  и четности  $P$ . Различие в массах зеркальных ядер обусловлено различием кулоновской энергии и разностью масс нейтронов и протонов.

# Пример

Считая, что разность энергий связи зеркальных ядер определяется только различием энергий кулоновского отталкивания в этих ядрах, вычислить радиусы зеркальных ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Mg}$ .  $E_{cb}(^{23}\text{Na}) = 186,56 \text{ МэВ}$ ,  $E_{cb}(^{23}\text{Mg}) = 181,72 \text{ МэВ}$ .

Кулоновская энергия равномерно заряженного шара радиуса  $R$  определяется соотношением  $E_c = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R}$ . Обозначим заряд ядра  $^{23}\text{Na}$  как  $Z$ , а ядра  $^{23}\text{Mg}$  — как  $Z+1$ . Тогда разность энергий связи ядер  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$  будет

$$\Delta E_{cb} = E_{cb}(A, Z) - E_{cb}(A, Z+1) = -\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{2Ze^2}{R} = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R}.$$

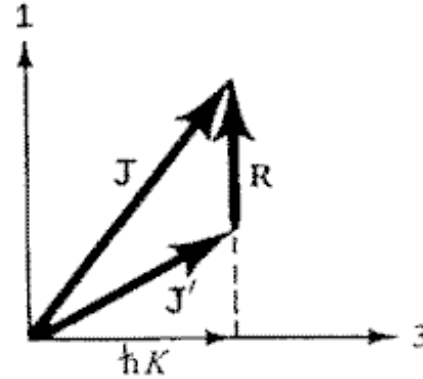
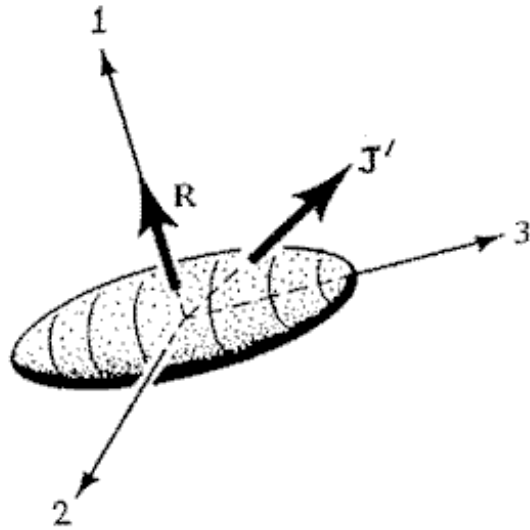
Для радиуса ядра получаем

$$R = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{\Delta E_{cb}} = \frac{6 \times 11 \times 1,44 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{5 \times (186,56 - 181,72) \text{ МэВ}} \approx 3,9 \text{ Фм}.$$

На основе эмпирической зависимости  $R = 1,2A^{1/3} \text{ Фм}$  получаем

$$R(^{23}_{12}\text{Mg}) = R(^{23}_{11}\text{Na}) = 1,2 \times 23^{1/3} = 3,4 \text{ Фм}.$$

# Обобщенная модель ядра



Полный момент количества движения ядра  $\vec{J}$  складывается из коллективного вращательного момента ядра  $\vec{R}$  и внутреннего момента нуклонов  $\vec{J}'$ .

$$\vec{J} = \vec{R} + \vec{J}'$$

Моменты  $\vec{J}'$  и  $\vec{R}$  прецессируют вокруг направления полного момента количества движения  $\vec{J}$ . Так как аксиально-симметричное эллипсоидальное ядро может вращаться только вокруг оси перпендикулярной к оси симметрии 3, то из этого вытекает, что вектор  $\vec{R}$  перпендикулярен оси 3 и проекции полного и внутреннего угловых моментов на ось симметрии должны быть равны между собой.

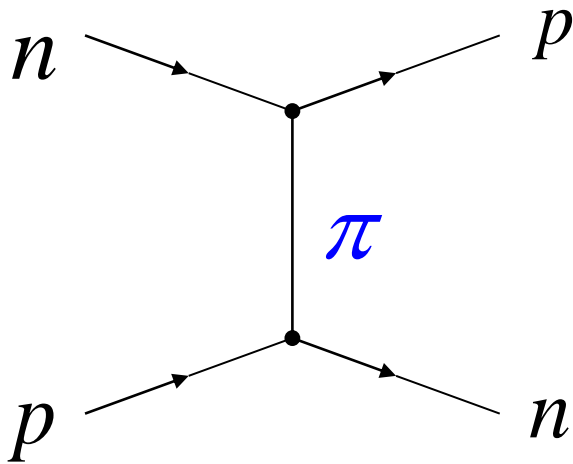
$$J_3 = J'_3 = \hbar K$$

# π-МЕЗОНЫ, КВАНТЫ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ

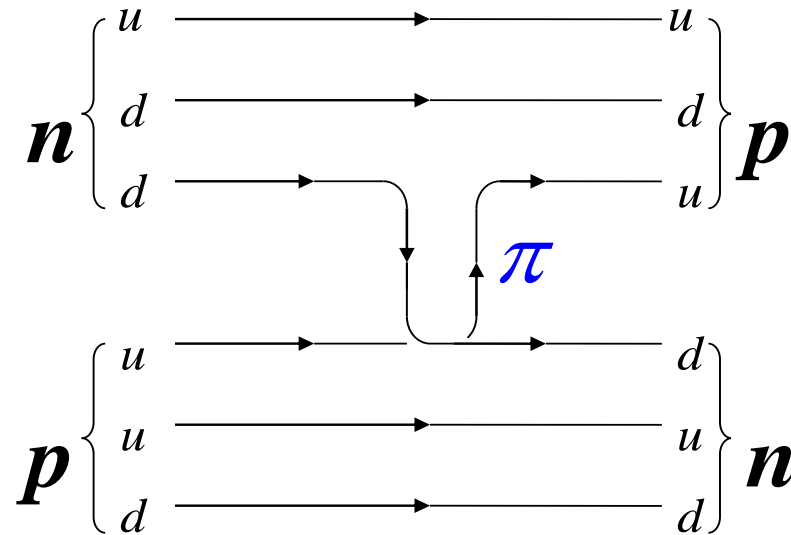
$$R = \frac{\hbar}{mc} \approx 1,5 - 2,0 \text{ ФМ.}$$

$$m_{\pi}c^2 = \frac{\hbar c}{R} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{ФМ}}{1,5 \text{ ФМ}} \approx 130 \text{ МэВ.}$$

Положительные, отрицательные и нейтральные пионы ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) описывают взаимодействие между  $nn$ -,  $pp$ -,  $pn$ -парами на характерных внутриядерных расстояниях 1.5-2.0 ФМ.

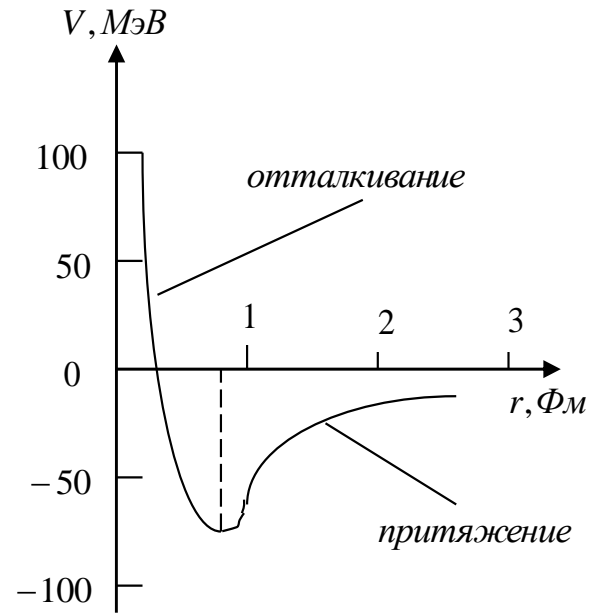


Однопионное  $pn$ -взаимодействие



Кварковая диаграмма  $pn$ -взаимодействия

# Потенциал Юкавы



Радиальная зависимость  
нуклон-нуклонного потенциала

Потенциал, создаваемый облаком испускаемых нуклоном мезонов, носит название **потенциала Юкавы**

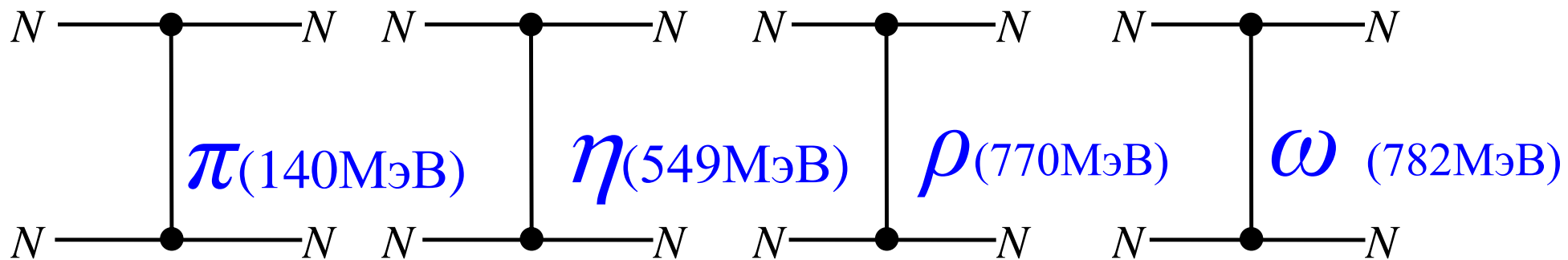
$$V(r) = g_N \frac{e^{-\frac{r}{a}}}{r},$$

где  $a = \frac{\hbar}{mc}$ ,

$g_N$  – ядерный заряд нуклона.



# Диаграммы N-N взаимодействий



Взаимодействие между нуклонами зависит от спина частицы, переносящей взаимодействие. Обмен векторными частицами  $J=1$  приводит к отталкиванию между нуклонами. Это отталкивание является аналогом отталкивания двух одноимённых зарядов в электростатике. Обмен скалярными мезонами  $J=0$  приводит к притяжению между нуклонами.

МЕЗОН	$\pi$	$\eta$	$\rho$	$\omega$
$J^p(I)$	$0^-(1)$	$0^-(0)$	$1^-(1)$	$1^-(0)$

# Кластеры в лёгких ядрах



Атомное ядро представляет собой связанную систему протонов и нейтронов. В результате взаимодействия между нуклонами в ядре образуются компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц, которые могут возникать внутри атомного ядра. Кластерная структура атомных ядер проявляется в процессах  $\alpha$ -распада, в различных ядерных реакциях.

**Экзотические ядра**

**Антиядра**

**Гиперядра**

# Выводы

1. Атомные ядра состоят из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов. Массовое число  $A = Z + N$ . Ядра с одинаковым  $Z$  и разными  $N$  и  $A$  называются изотопами. Ядра с одинаковыми  $A$  и разными  $N$  и  $Z$  называются изобарами.

2. Нуклоны имеют спин  $J = 1/2$  и являются фермионами.

3. Энергия связи ядра

$$W(A, Z) = M(A, Z)c^2 - Zm_p c^2 - (A - Z)m_n c^2$$

4. Формула Бете-Вайцзеккера

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}$$

5. Удельная энергия связи ядра

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A} \approx 8 \text{ МэВ}$$

6. Радиус атомного ядра  $R = 1,3A^{1/3}$  фм.

7. Ядерные потенциалы – прямоугольный, осцилляторный, Вудса-Саксона.

8. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

$$V = V_1(r) + V_2(r)(\vec{s}_1 \vec{s}_2) + V_3(r)(\vec{s}_1 \vec{n})(\vec{s}_2 \vec{n}) + V_4(r)(\vec{L} \vec{s})$$

9. Модель оболочек объяснила магические числа протонов и нейтронов в ядре

**2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**

влиянием спин-орбитального взаимодействия.

10. Одночастичные и коллективные возбужденные состояния атомных ядер.

11. Ядерное взаимодействие – результат обмена мезонами.  $\pi$ -мезоны – кванты ядерного поля.

Потенциал Юкавы  $V(r) = g_N \frac{e^{-r/a}}{r}$ .