

Ядерная физика и Человек

СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

Строение материи

Вселенная

Галактики

Звезды

Планеты

Вещество

Молекулы

Атомы

Атомные ядра – электрон

Протон, нейтрон

Частицы (π , K , Λ , Σ ...)

Кварки, лептоны

Переносчики взаимодействий (γ , g , W^\pm , Z)

Как устроен Мир. 30-е годы XX века



e, p, n

В середине 30-х годов XX века физическая картина мира строилась исходя из трёх элементарных частиц — **электрона**, **протона** и **нейтрона**. Вещество состоит из атомов и молекул, в состав атома входят электроны. Основную массу атома составляет атомное ядро, состоящее из протонов и нейтронов.

Атомное ядро – связанная система протонов и нейтронов

(A, Z)

Z – заряд ядра – число протонов в ядре.

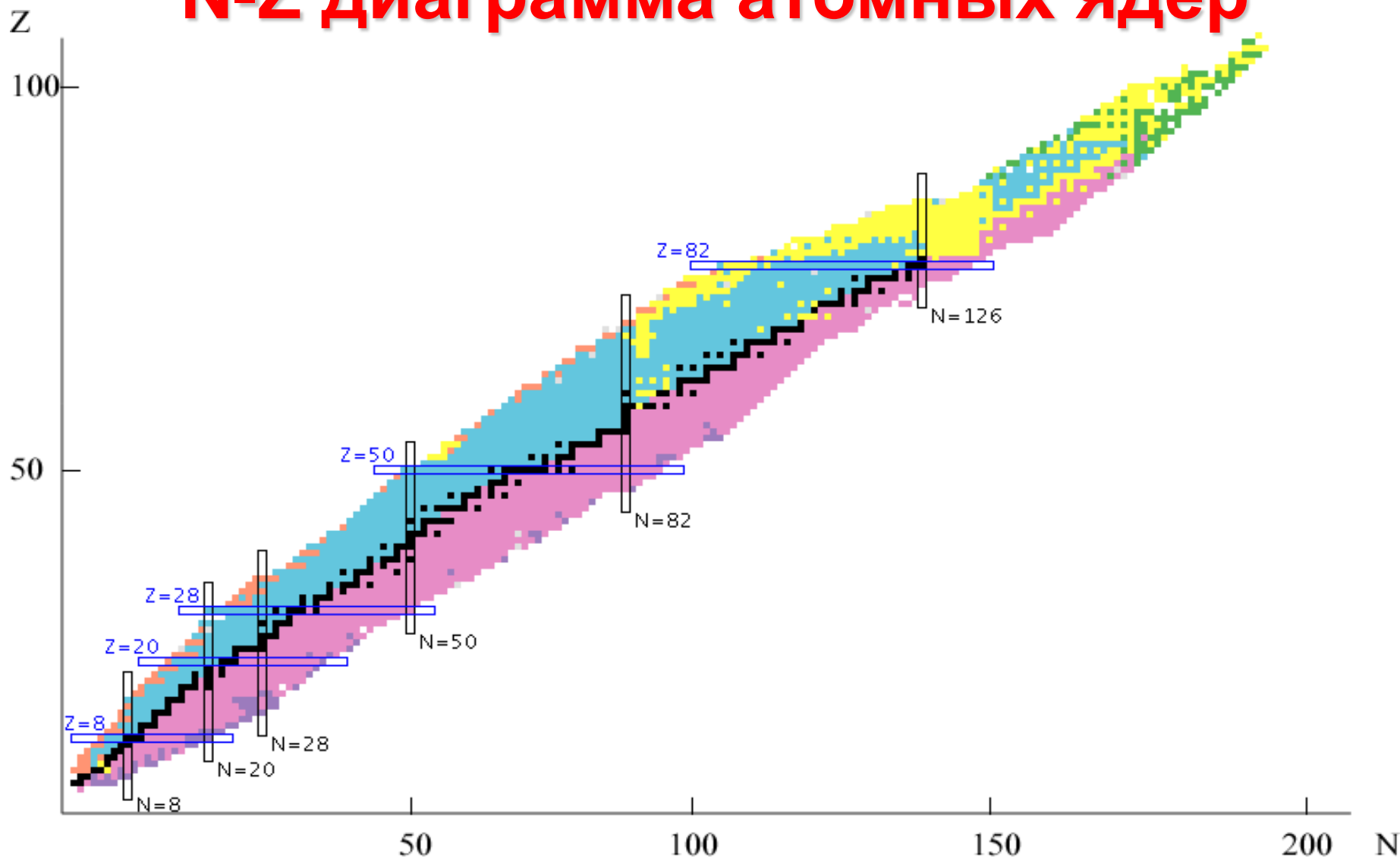
N – число нейтронов в ядре

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

$$A = Z + N$$



N-Z диаграмма атомных ядер



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

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 ± 0.8 с	$> 4.6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

Масса атомного ядра

Когда протон и нейтрон соединяются в ядро дейтрон, происходит рождение γ -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 $2,2 \text{ МэВ}/c^2$.

Источником энергии, выделяющейся на Солнце, является образование ядра ${}^4\text{He}$ при слиянии 4 протонов.



Масса ядра ${}^4\text{He}$ на 0,6% меньше суммы масс четырёх протонов и двух позитронов. В результате синтеза ${}^4\text{He}$ выделяется энергия $E \approx 25 \text{ МэВ}$.

Атомная единица массы. Дефект массы

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

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

ИЛИ

$$E = mc^2 = 931,44 \text{ МэВ.}$$

Разность Δ 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.

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

Энергия связи ядра $W(A,Z)$

Формула Бете-Вайцзеккера

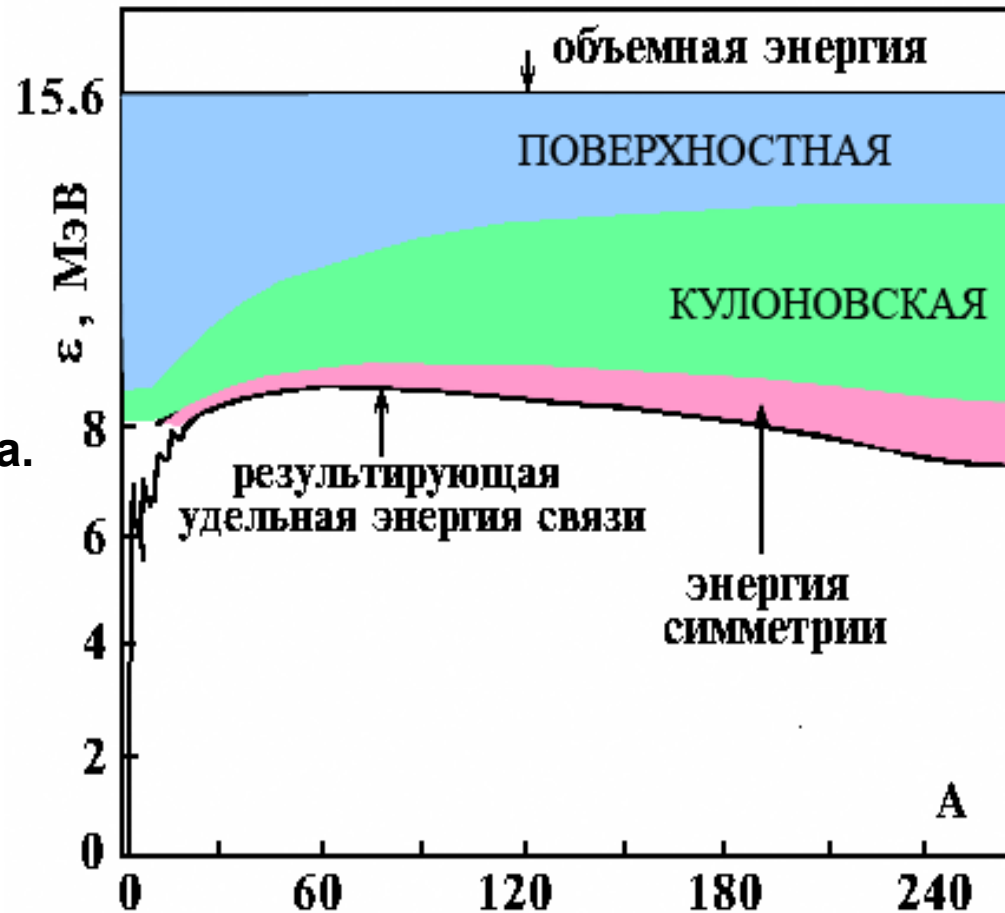
$$W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}$$

$\alpha = 15.6$ 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

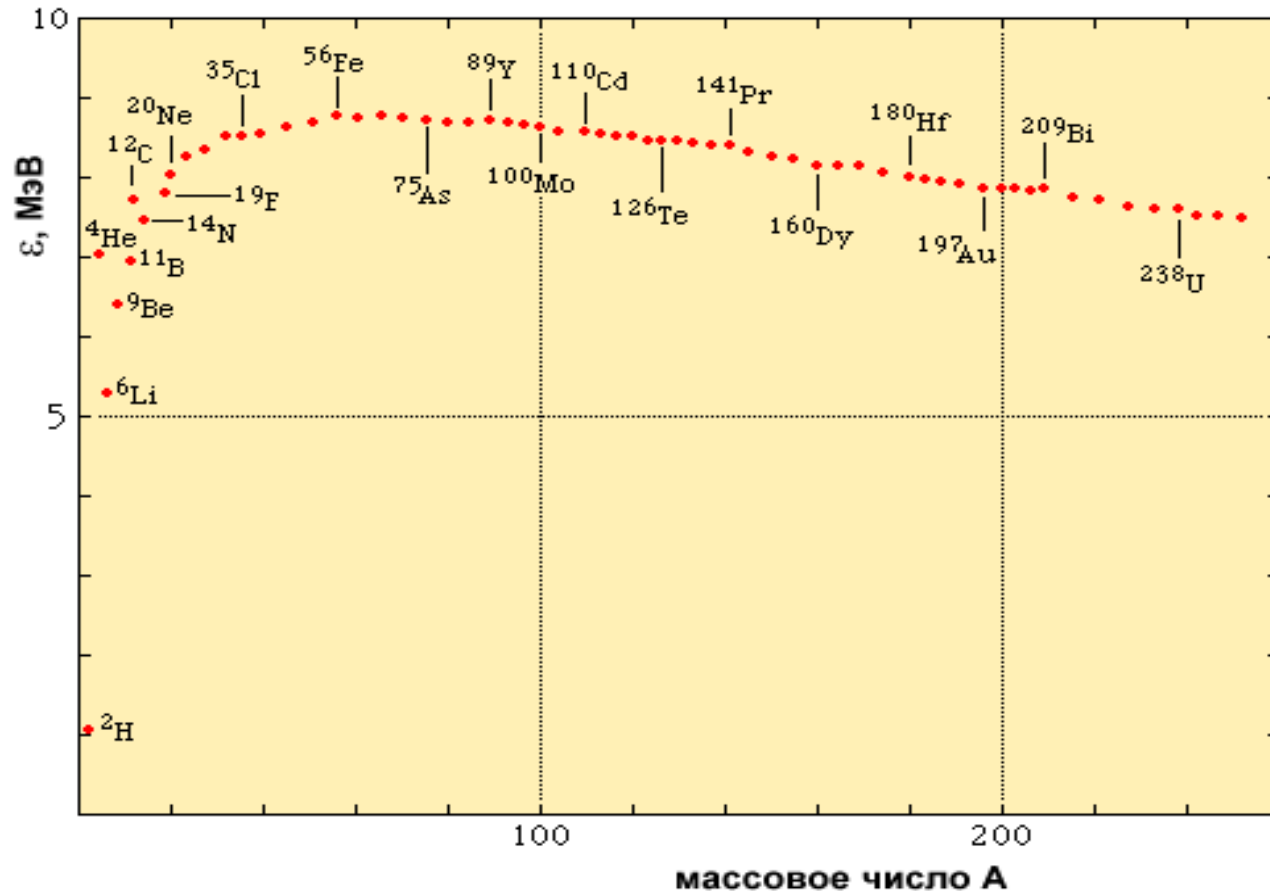
$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W(A,Z)}{A}$$



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

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

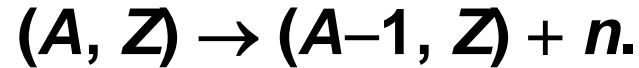
$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A}$$



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

Энергия отделения нуклона, α -частицы

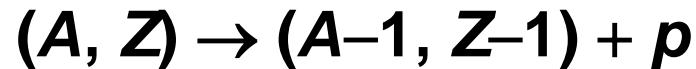
Энергия отделения нейтрона



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



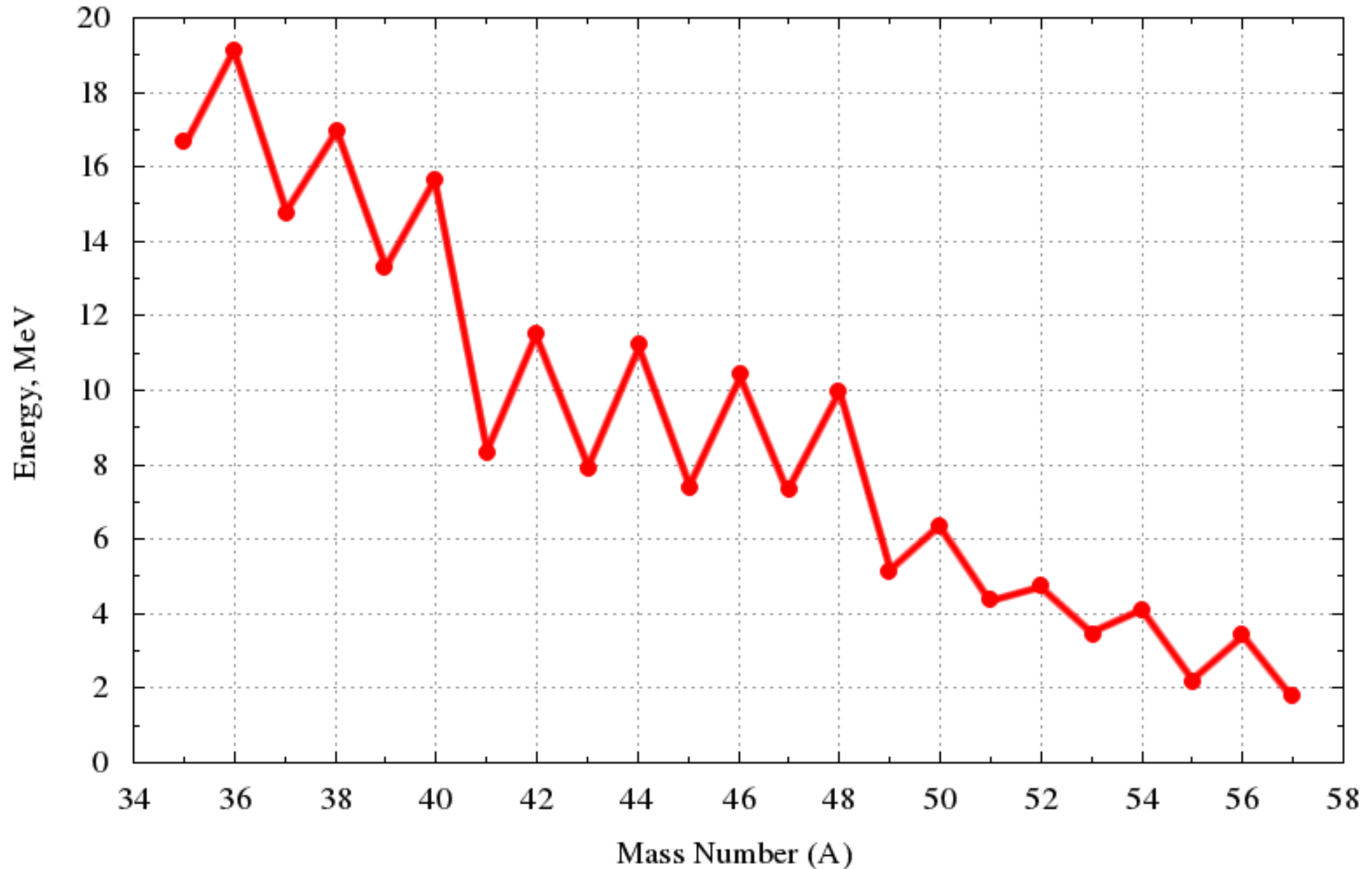
$$B_p = [M(A-1, Z-1) + m_p - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z-1).$$

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

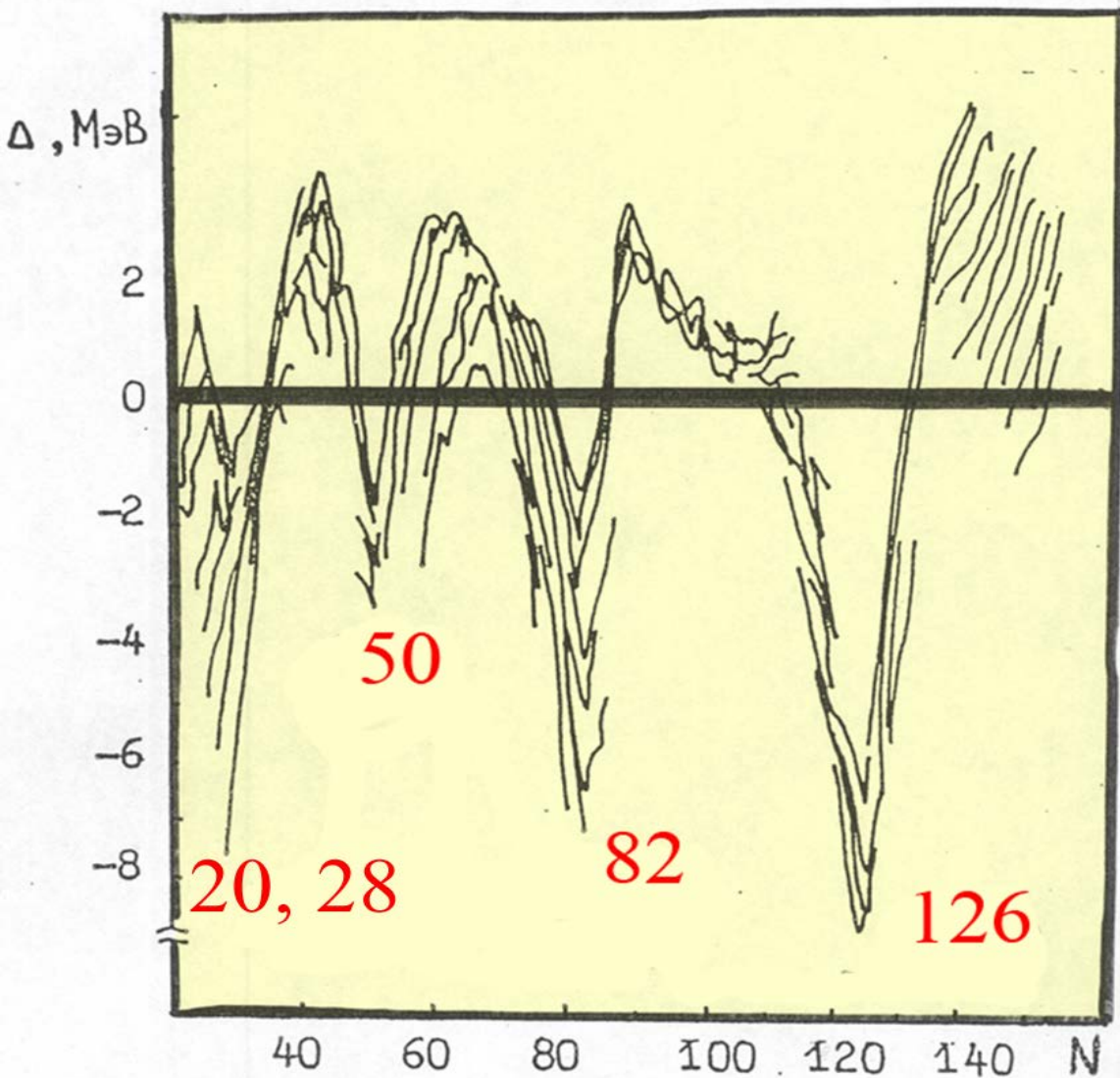
$$B_n < 0, \quad B_p < 0.$$

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

ИЗОТОПЫ КАЛЬЦИЯ



Магические числа

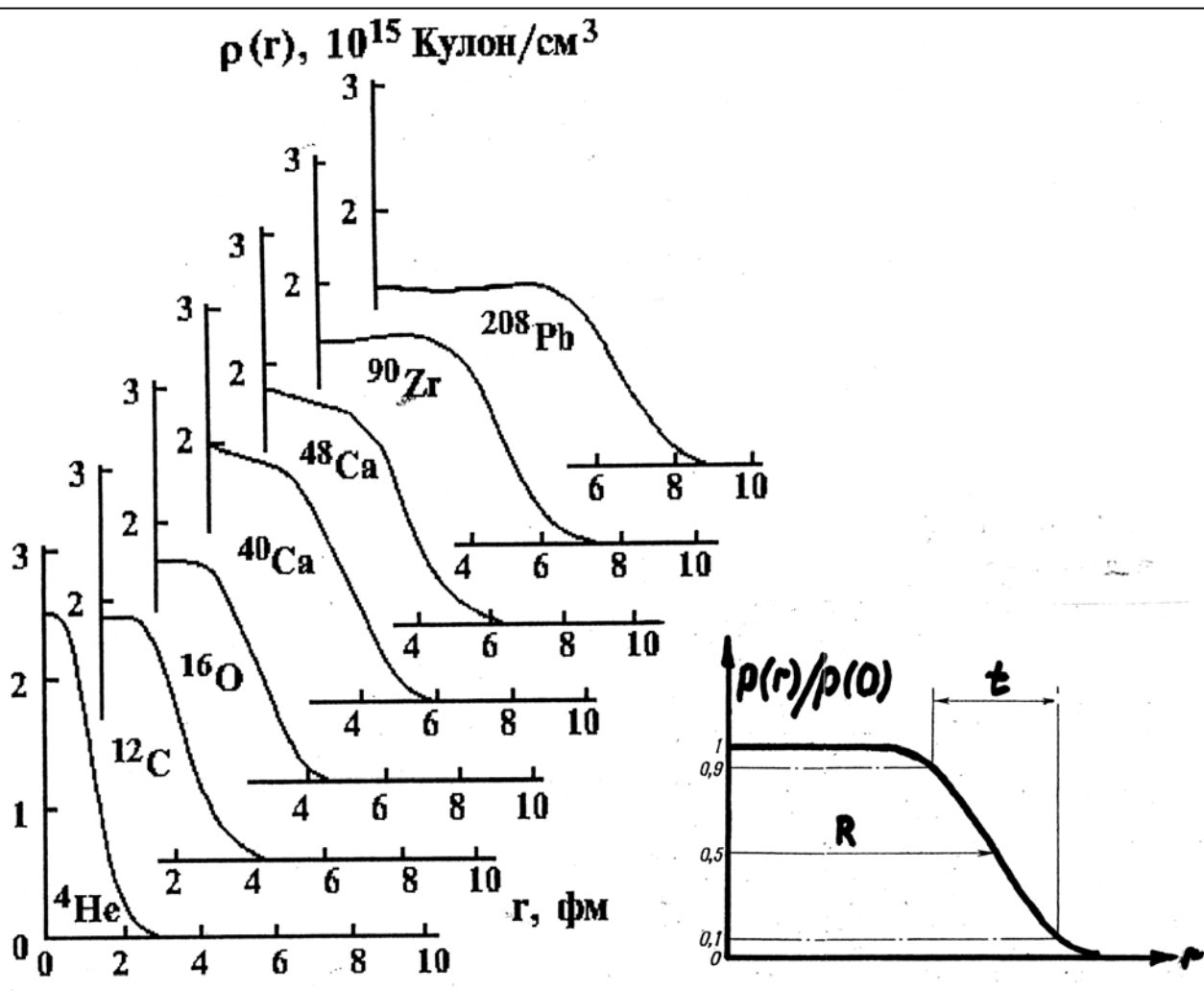


Магические числа
2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

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

Размер ядра

Радиальное распределение плотности заряда в различных ядрах

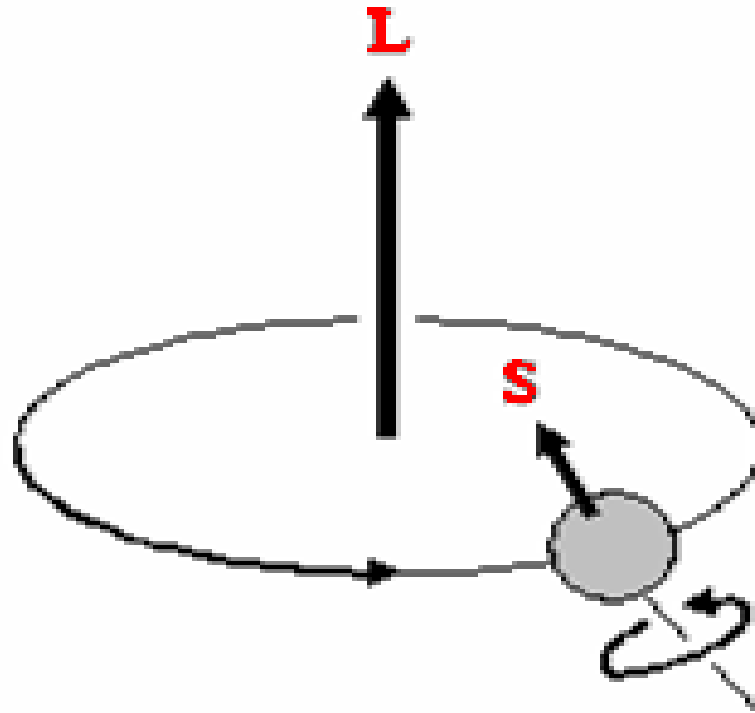


$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$$

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ ФМ}$$

$$t = 4.4a = 2.5 \text{ ФМ}$$

Спиновый момент частицы



Спин — собственный момент количества движения частицы. Спин имеет квантовую природу и не связан с какими-либо перемещениями частицы в пространстве. Спин измеряется в единицах постоянной Планка и равен s — характерное для каждой частицы полуцелое или целое (включая нуль) положительное число

$$S^2 = \hbar^2 s(s + 1)$$

Спин ядра J

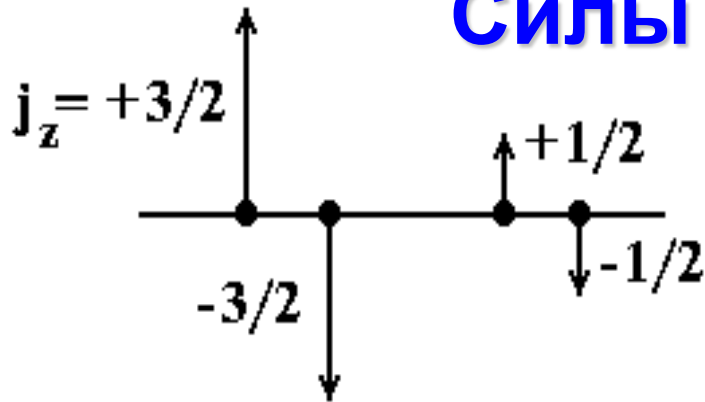
$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{l}_A = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \dots + \vec{j}_A$$

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 межнуклонного взаимодействия – спаривание тождественных нуклонов.

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

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

Четность ядра P

Четность ядерного состояния P указывает на симметрию волновой функции Ψ ядерного состояния относительно операции зеркального отражения пространства P .

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

Четность ядра P как системы нуклонов определяется произведением внутренних четностей π_i и орбитальных моментов l_i отдельных нуклонов

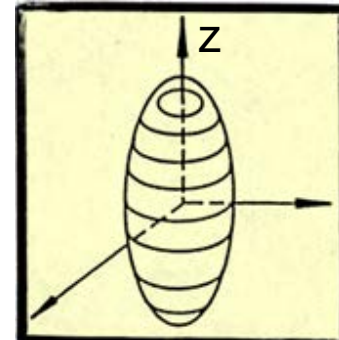
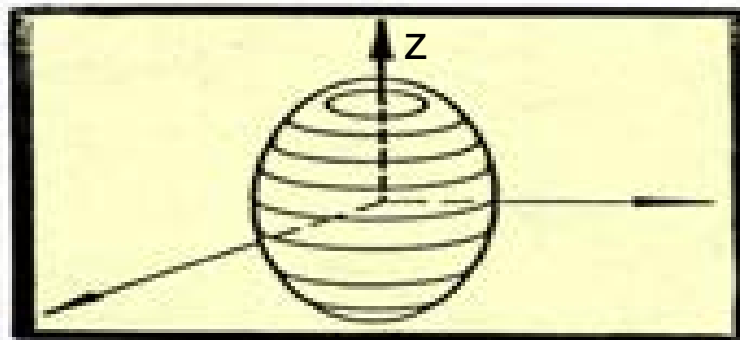
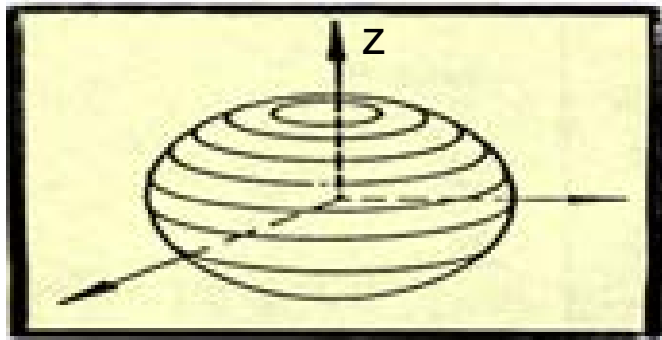
$$P = \pi_i p_i = \pi_i \cdot (-1)^{l_i},$$

π_i – внутренняя четность нуклона равна +1.

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

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

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.

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

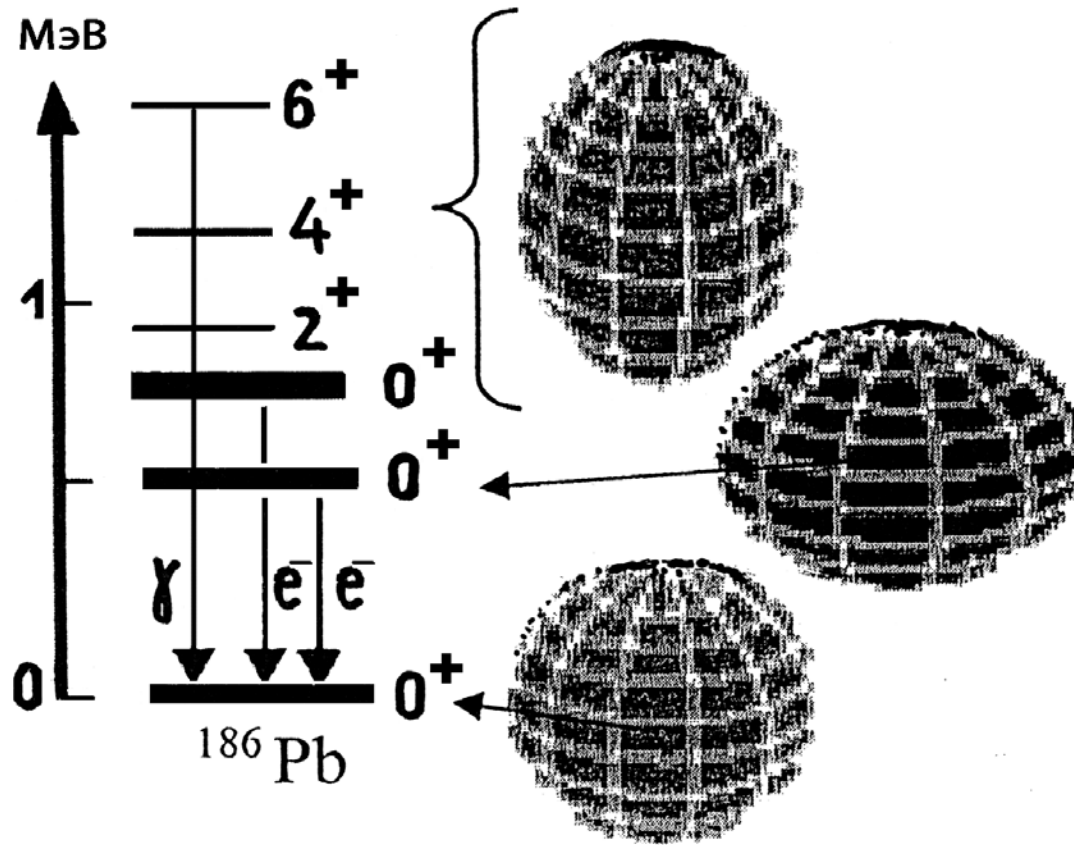
Квадрупольные моменты ядер



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}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.

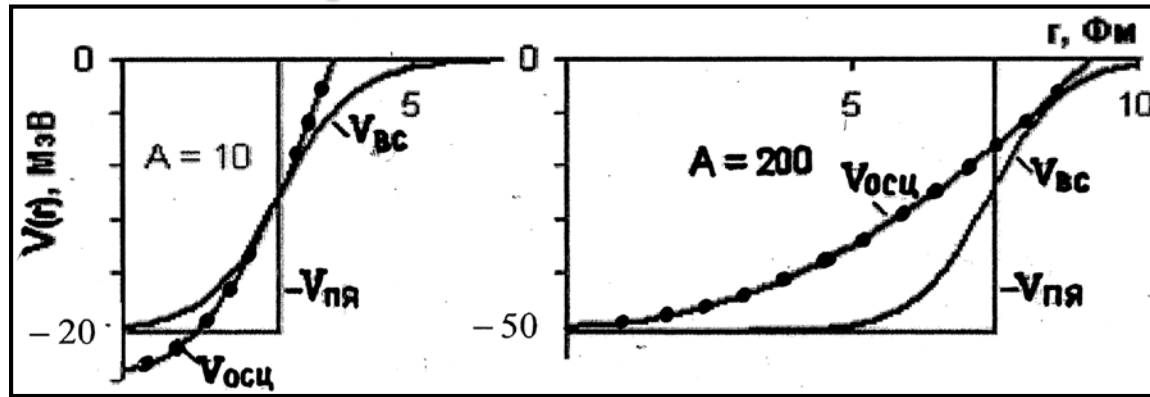
Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

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

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.

Ядерный потенциал



Прямоугольный потенциал $V_{ня}$

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

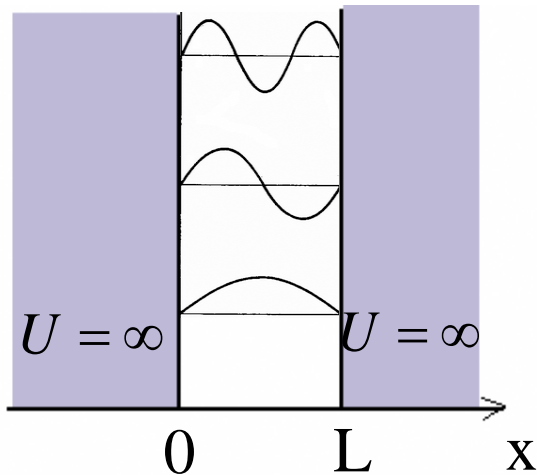
Осцилляторный потенциал $V_{осц}$

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

Потенциал Вудса-Саксона $V_{вс}$

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

Бесконечная прямоугольная яма



$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0$$

$$U(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < x < L \\ \infty & \text{при } x \leq 0, x \geq L \end{cases}$$

Частица всегда находится в области $0 \leq x \leq L$. Вне этой области $\psi = 0$.
Уравнение Шредингера для частицы, находящейся в области $0 \leq x \leq L$.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\psi$$

Волновая функция имеет вид

$$\psi = A \sin kx + B \cos kx, \quad k = (2mE / \hbar^2)^{1/2}.$$

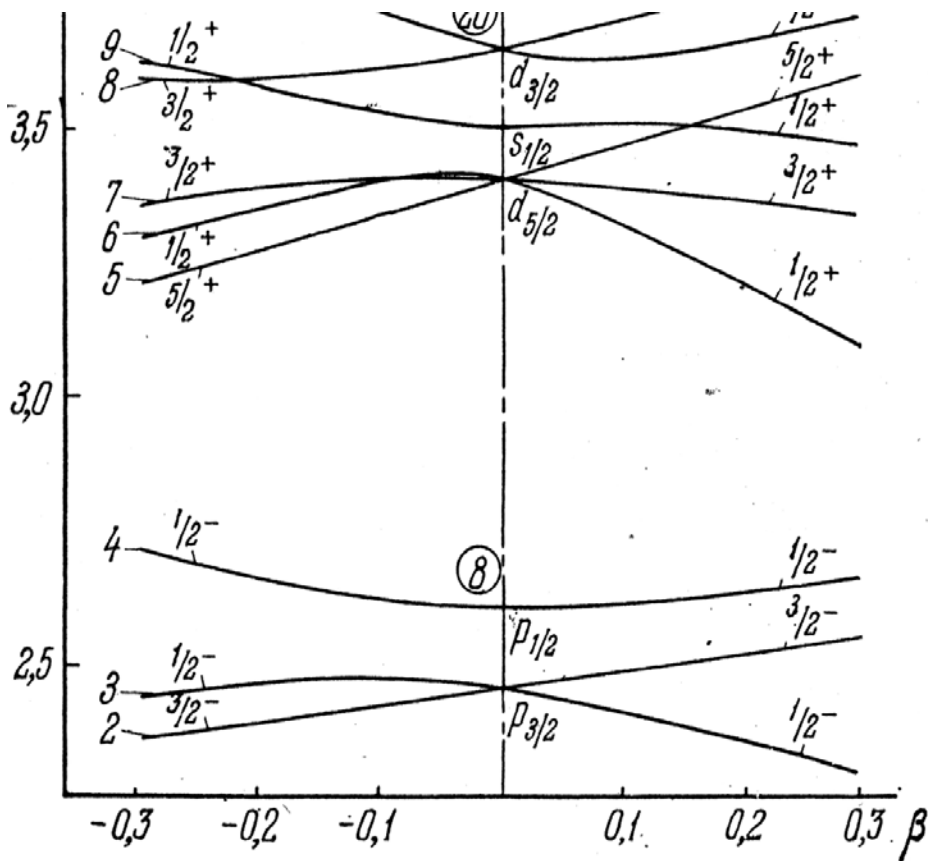
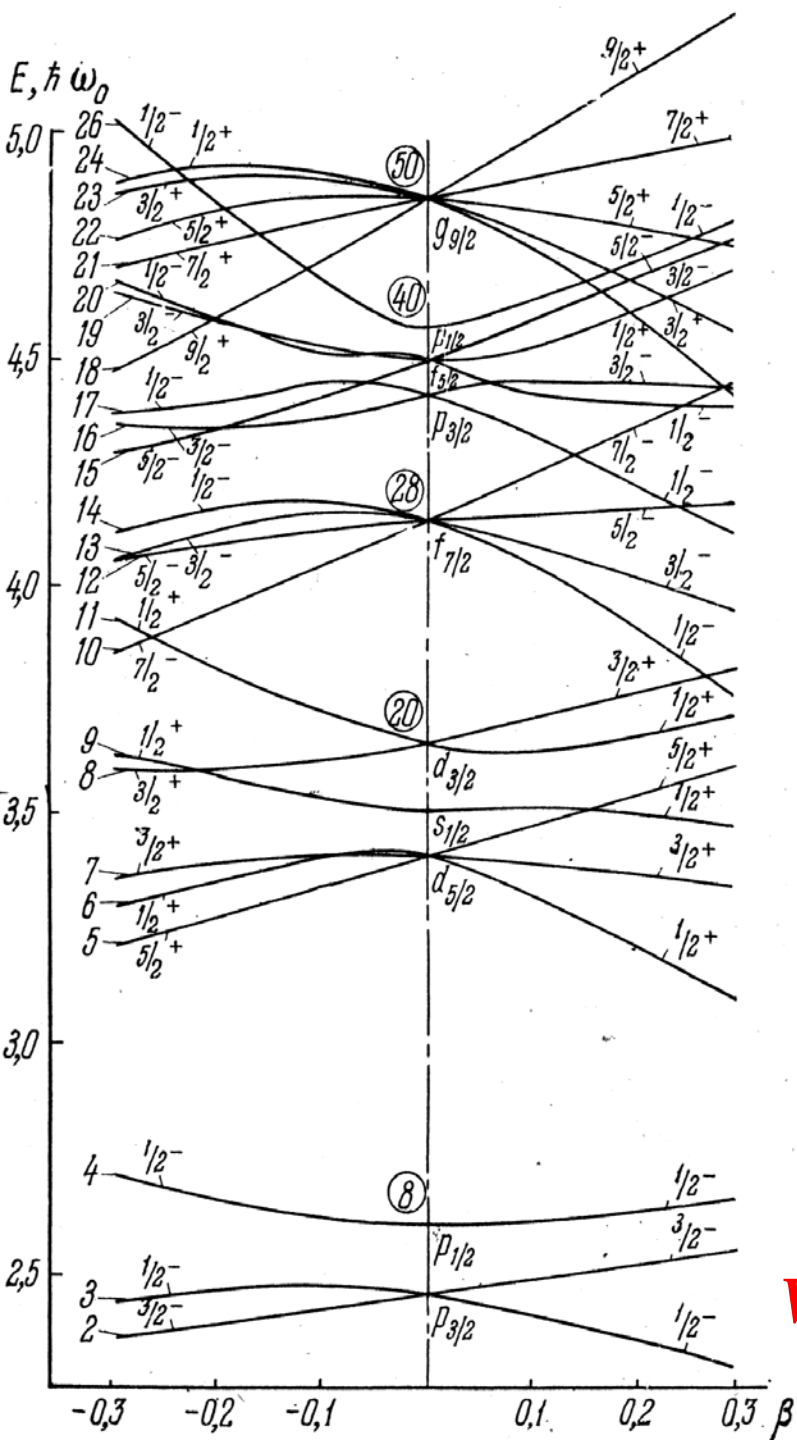
Из граничных условий $\psi(0) = 0$, $\psi(L) = 0$ и условий непрерывности волновой функции

$$B = 0, \quad A \sin kL = 0. \\ kL = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

т. е. внутри ямы устанавливаются стоячие волны, а энергия состояния частиц имеет дискретный спектр значений E_n

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{\pi nx}{L}\right)$$

Одночастичные состояния в деформированных ядрах

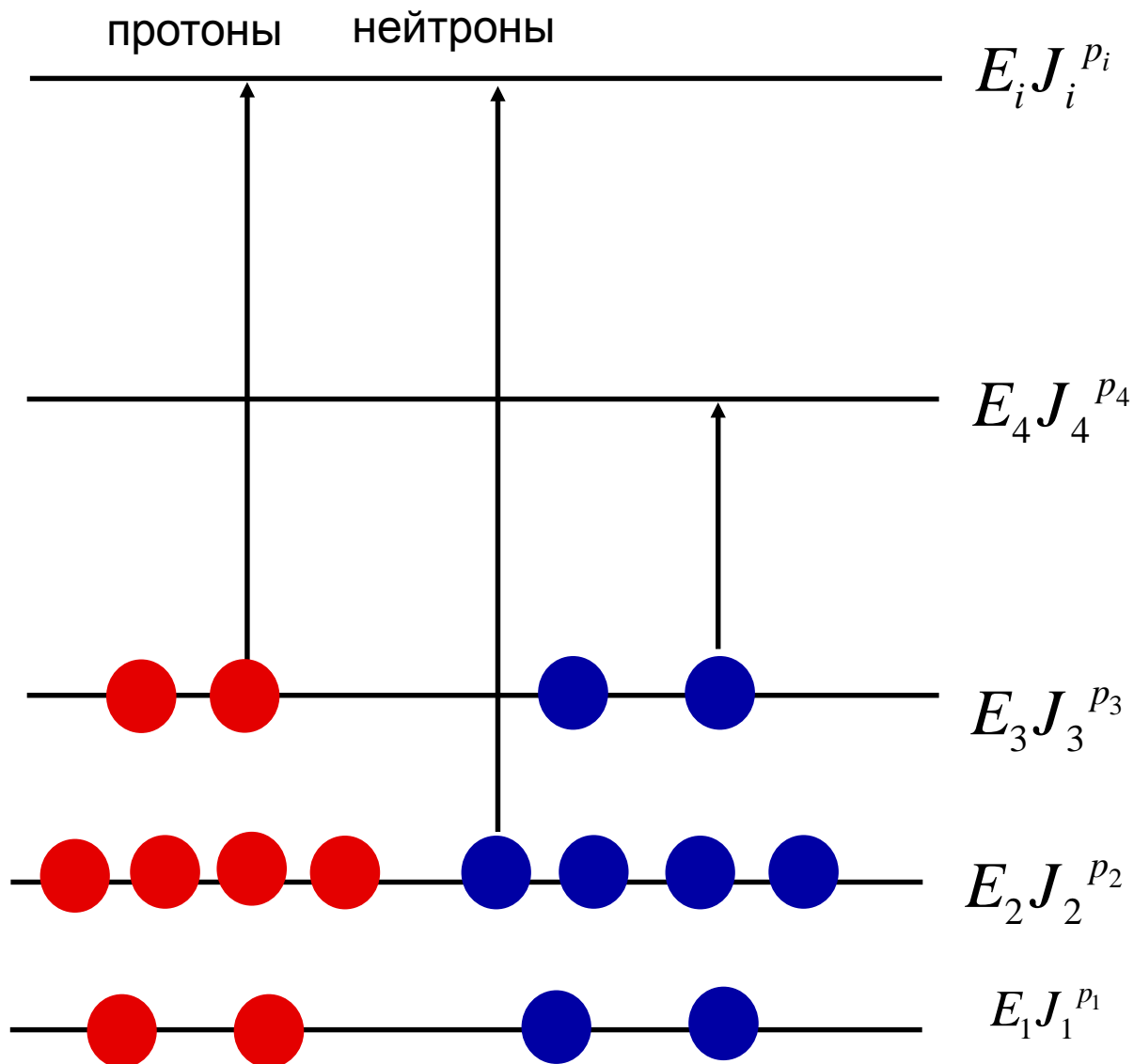


Потенциал Нильсона

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

Возбужденные состояния атомных ядер

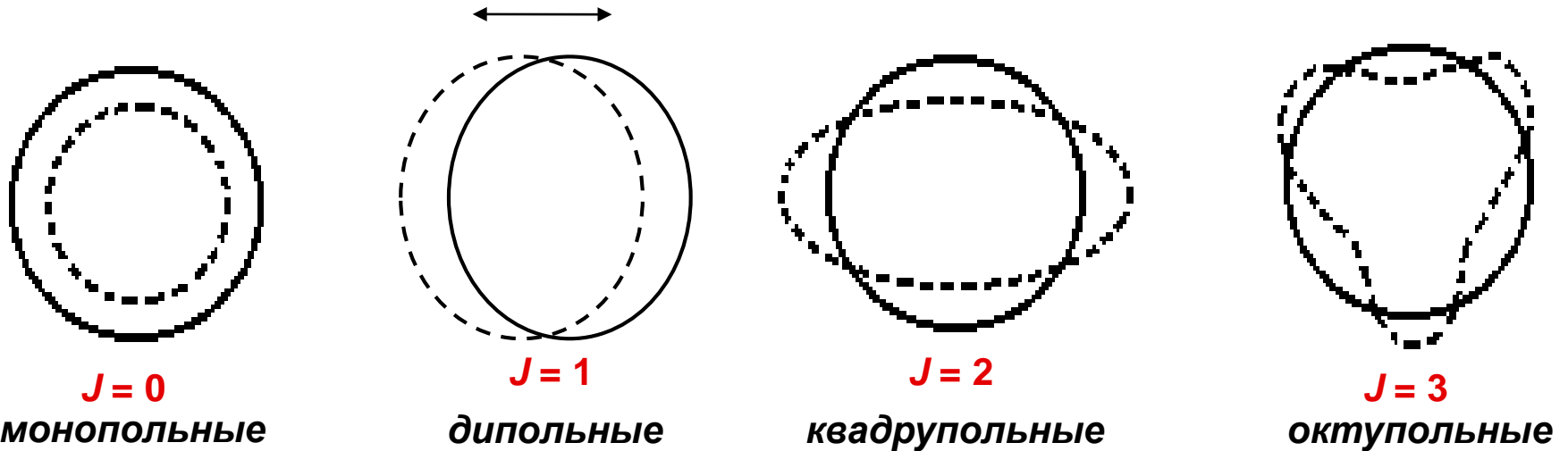
Одночастичные возбуждения атомных ядер



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.

Вращательные состояния деформированных ядер

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

L — вращательный момент, \mathfrak{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}Hf

$$8^+ \text{ ————— } 1085 \text{ (1120)}$$

$$6^+ \text{ ————— } 642 \text{ (653)}$$

$$4^+ \text{ ————— } 309 \text{ (311)}$$

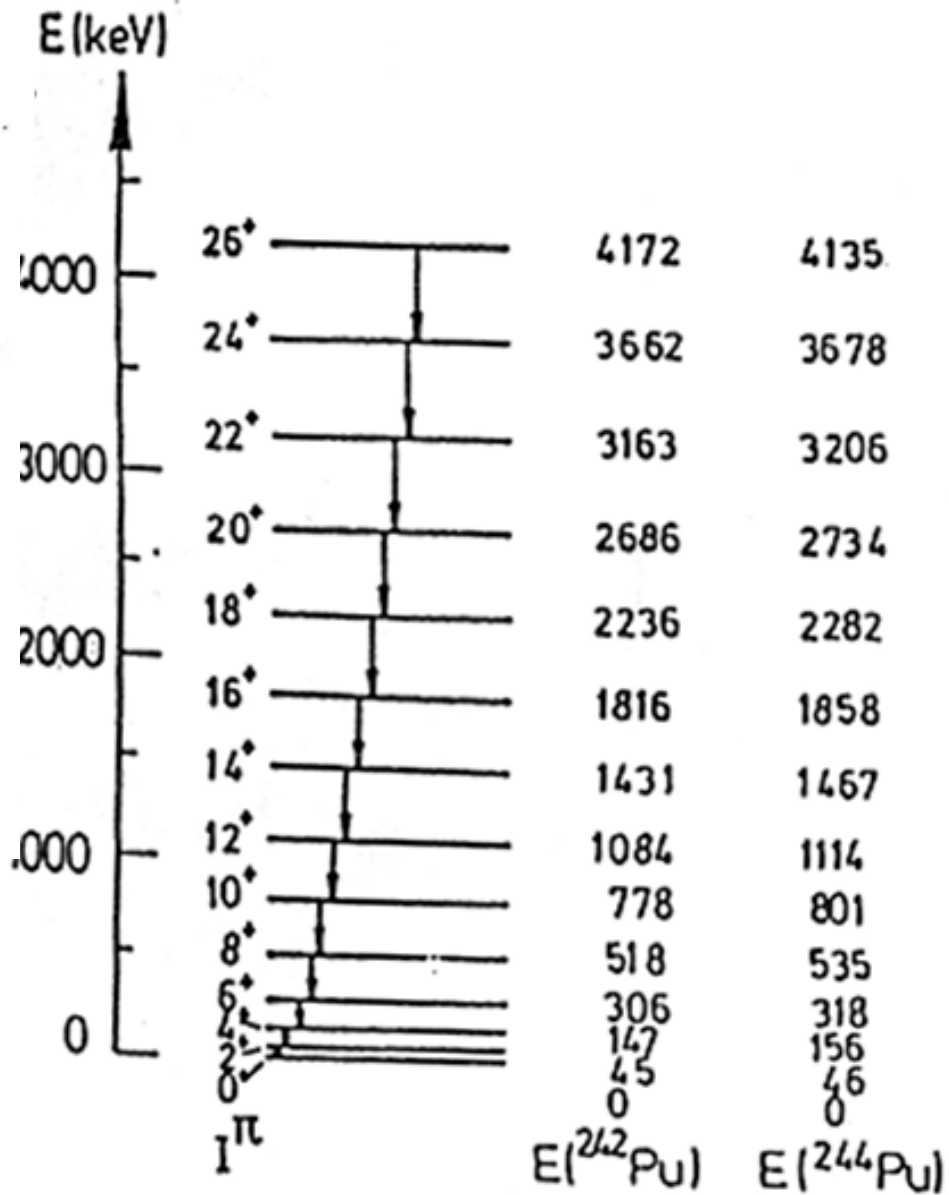
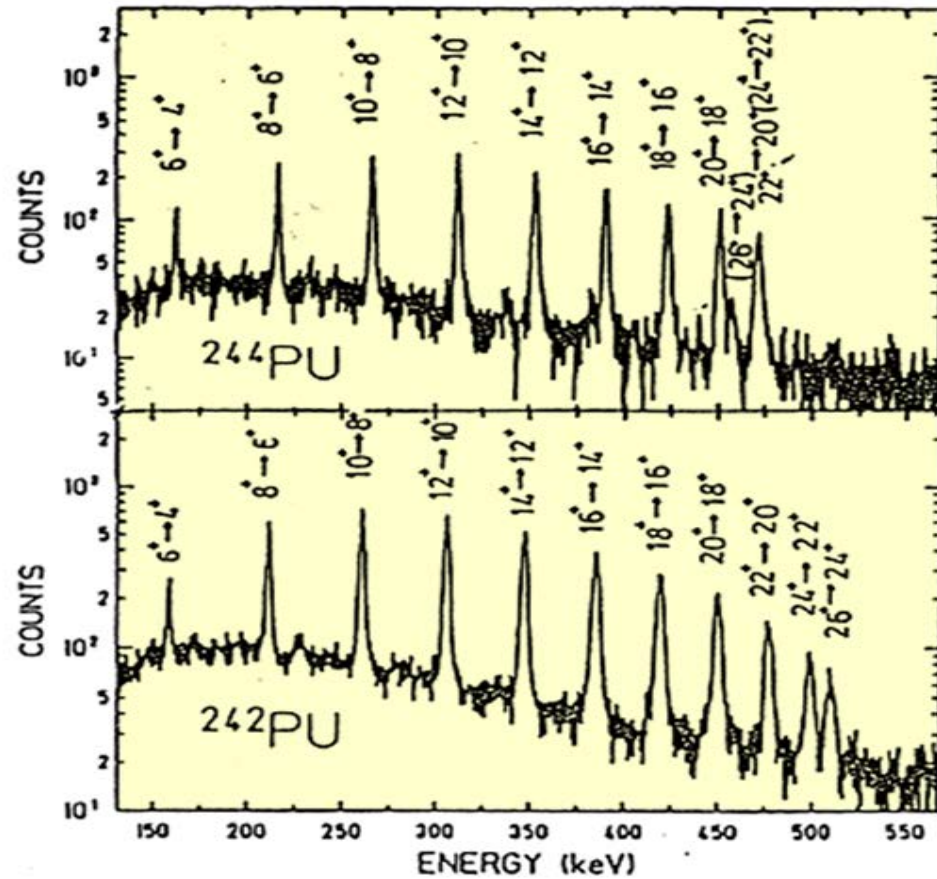
$$2^+ \text{ ————— } 93 \text{ кэВ}$$

$$0^+ \text{ ————— } 0$$

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

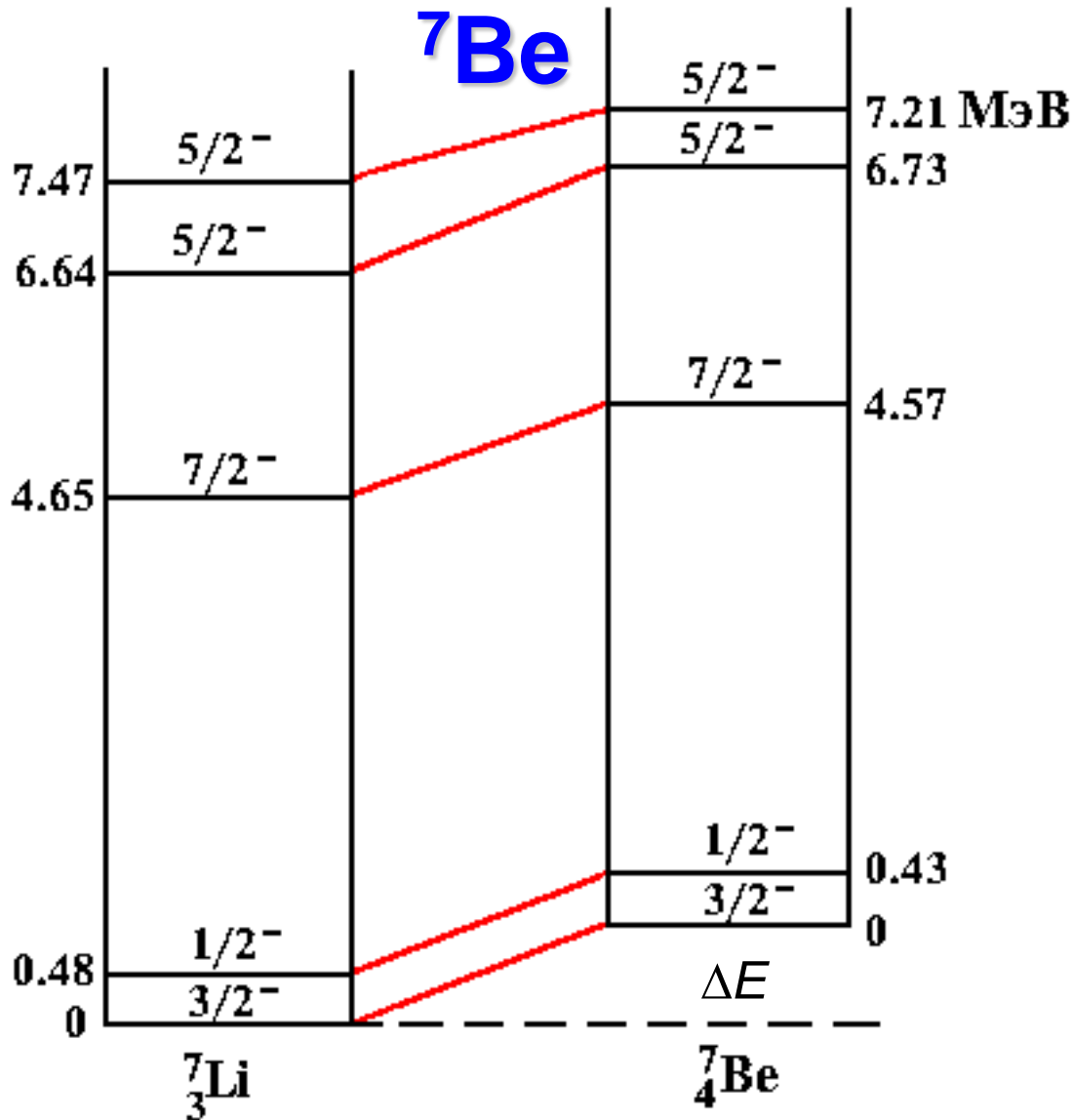
Рядом с экспериментальными значениями энергии в скобках приведены энергии, рассчитанные по формуле $E_{\text{вращ}} = \hbar^2 J(J+1)/2\mathfrak{I}$ с моментом инерции \mathfrak{I} , оцененным по энергии состояния 2^+

Вращательные спектры бесспиновых ядер



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

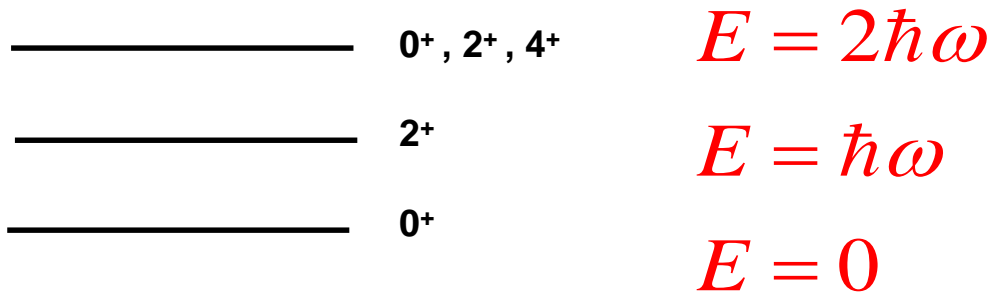
Аналоговые состояния ядер ${}^7\text{Li}$,



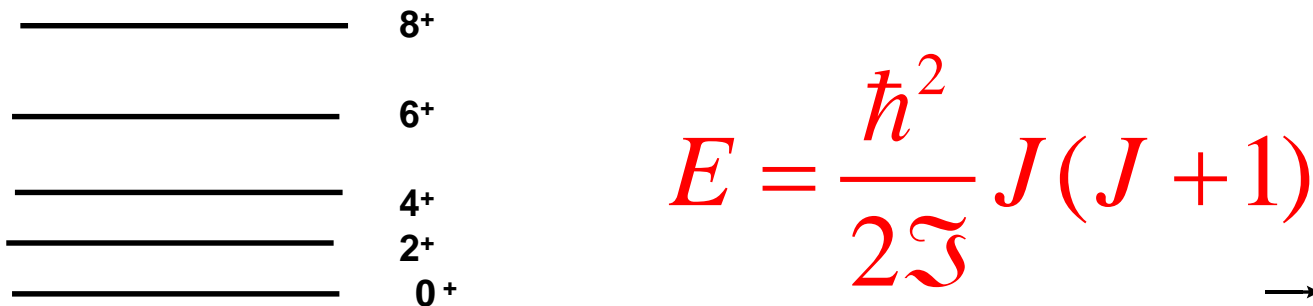
Изодублеты ($I = 1/2$) уровней ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$

Возбужденные состояния 2⁺

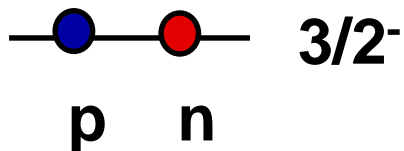
1. Квадрупольные колебания сферического ядра



2. Вращение деформированного ядра



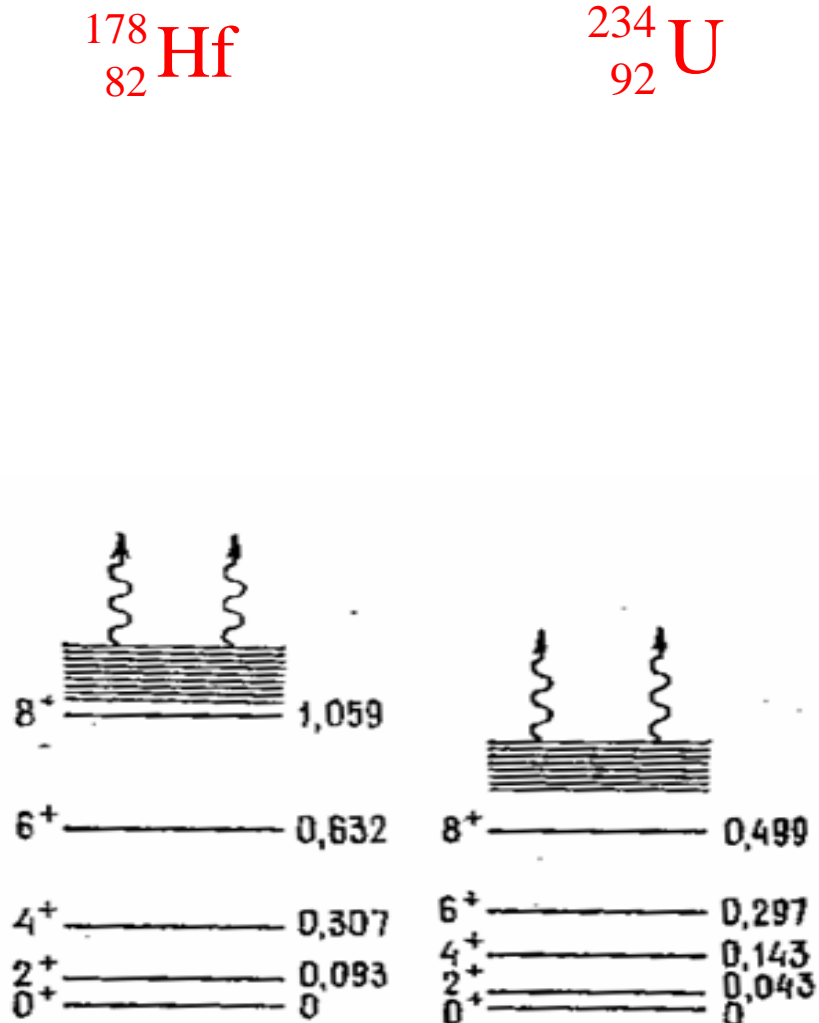
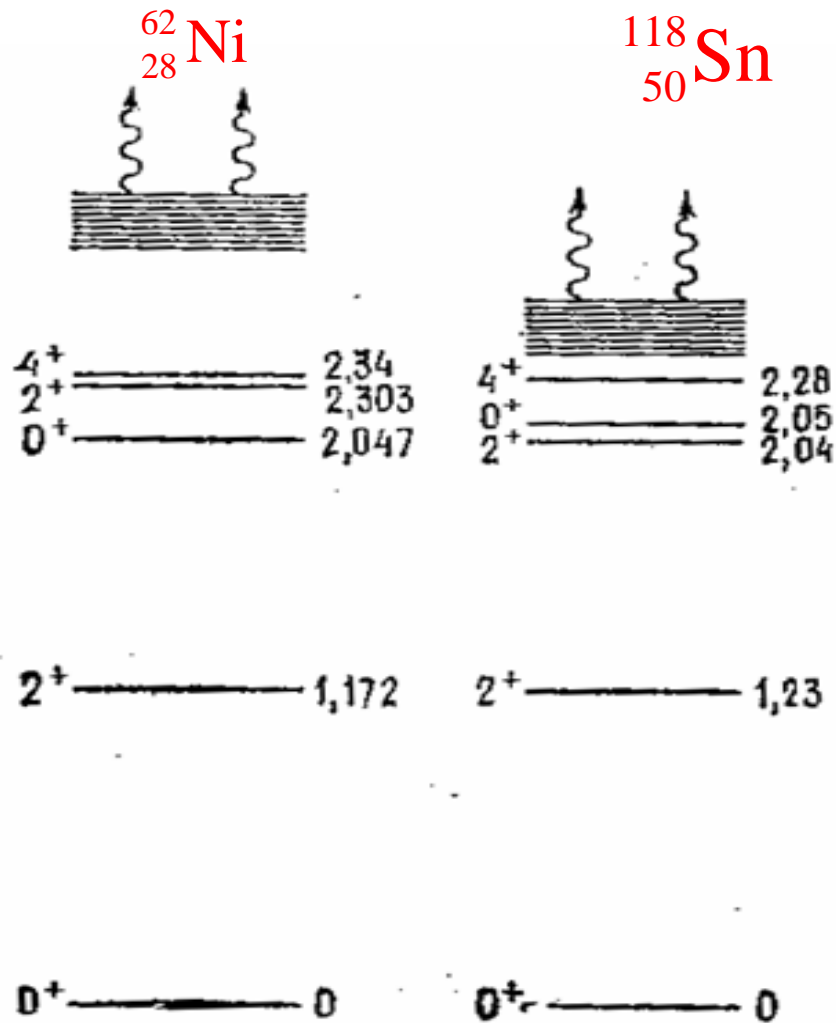
3. Одночастичные возбуждения



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

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

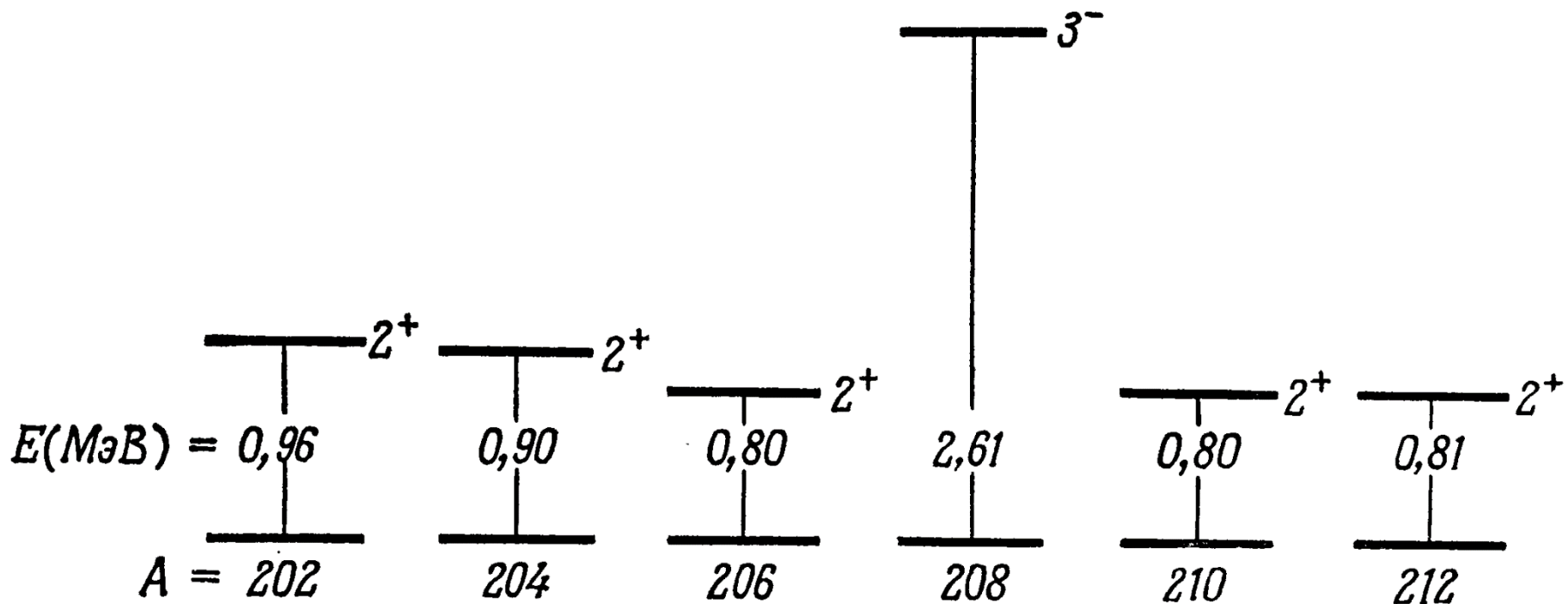
Пример. Возбужденные состояния 2^+



Колебательные состояния чётно-чётных сферических атомных ядер

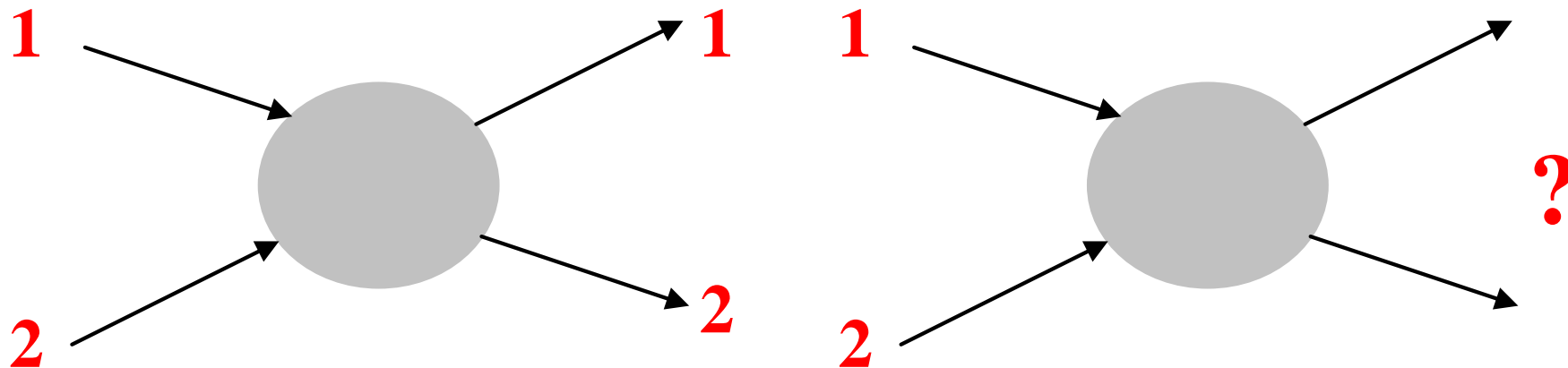
Вращательные состояния деформированных чётно-чётных атомных ядер

ИЗОТОПЫ СВИНЦА



Основные и первые возбужденные состояния изотопов свинца с четным числом нуклонов в ядре A

Статистика



Принцип тождественности частиц

Волновая природа микрочастиц не позволяет установить, какая из возможностей реализуется в ситуации, когда две тождественные частицы оказываются друг от друга на расстоянии де-бройлевской длины волны.

Различие между классической и квантовой статистиками

Две частицы 1, 2. Два различных одночастичных состояния

$$\psi_n \psi_m$$

Классическая статистика

1. Обе частицы в состоянии ψ_n $\psi_n(1)\psi_n(2)$
2. Обе частицы в состоянии ψ_m $\psi_m(1)\psi_m(2)$
3. Первая частица в состоянии ψ_n , вторая – в ψ_m $\psi_n(1)\psi_m(2)$
4. Первая частица в состоянии ψ_m , вторая – в ψ_n $\psi_m(1)\psi_n(2)$

Статистика Ферми. Антисимметричная волновая функция

Одна частица находится в состоянии ψ_n , другая – в ψ_m и наоборот

$$\psi_{asim} = \psi_n(1)\psi_m(2) - \psi_m(1)\psi_n(2)$$

Статистика Бозе-Эйнштейна. Симметричная волновая функция

1. Обе частицы в состоянии ψ_n $\psi_n(1)\psi_n(2)$
2. Обе частицы в состоянии ψ_m $\psi_m(1)\psi_m(2)$
3. Одна из частиц в состоянии ψ_n , другая – в ψ_m и наоборот $\psi_n(1)\psi_m(2)$ и $\psi_m(1)\psi_n(2)$

$$\psi_{sim} = \psi_n(1)\psi_m(2) + \psi_m(1)\psi_n(2)$$

Фермионы. Бозоны. Принцип Паули.

Частицы с целым (в том числе с нулевым) спином подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна (γ -кванты, π -мезоны, α -частицы и др.). Частицы с целым спином называются **бозонами**. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака (электроны, кварки, нейтрино, протоны, нейтроны, ядра с нечётным числом нуклонов и т.д.). Частицы и ядра с полуцелым спином называются **фермионами**.

Для тождественных фермионов справедлив принцип Паули.

Принцип Паули: в системах, подчиняющихся статистике Ферми-Дирака и описываемых антисимметричными волновыми функциями, не должно существовать двух тождественных частиц с полностью совпадающими характеристиками.

Для системы тождественных фермионов

$$\psi(2, 1, \dots, A) = -\psi(1, 2, \dots, A).$$

Если частицы 1 и 2 находятся в одинаковом состоянии, тогда $\psi(2, 1, \dots, A)$ и $\psi(1, 2, \dots, A)$ одна и та же функция и $\psi = -\psi$, $2\psi = 0$, $\psi = 0$, т. е. такое состояние не существует.

Принцип Паули определяет строение электронных оболочек атомов, заполнение нуклонных состояний в ядрах.

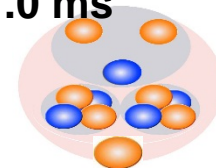
Нобелевская премия по физике

1945 г. – В. Паули.

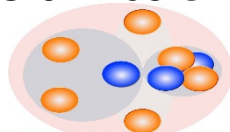
За открытие принципа Паули

Кластеры в лёгких ядрах

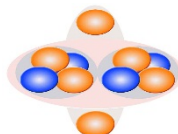
^{12}N 11.0 ms



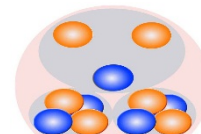
^9C 0.1265 s



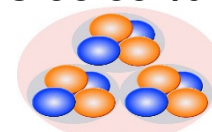
^{10}C 19.2 s



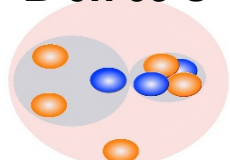
^{11}C 20.38 m



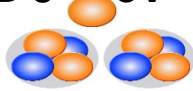
^{12}C 98.89 %



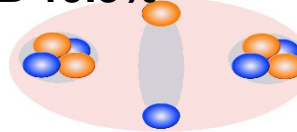
^8B 0.769 s



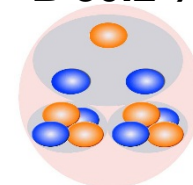
^9B 540 eV



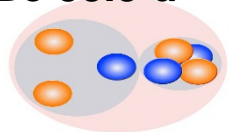
^{10}B 19.8%



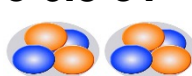
^{11}B 80.2 %



^7Be 53.3 d



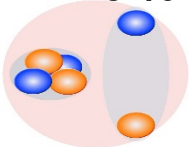
^8Be 6.8 eV



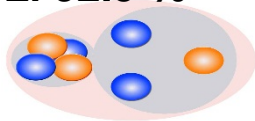
^9Be 100%



^6Li 7.5 %



^7Li 92.5 %



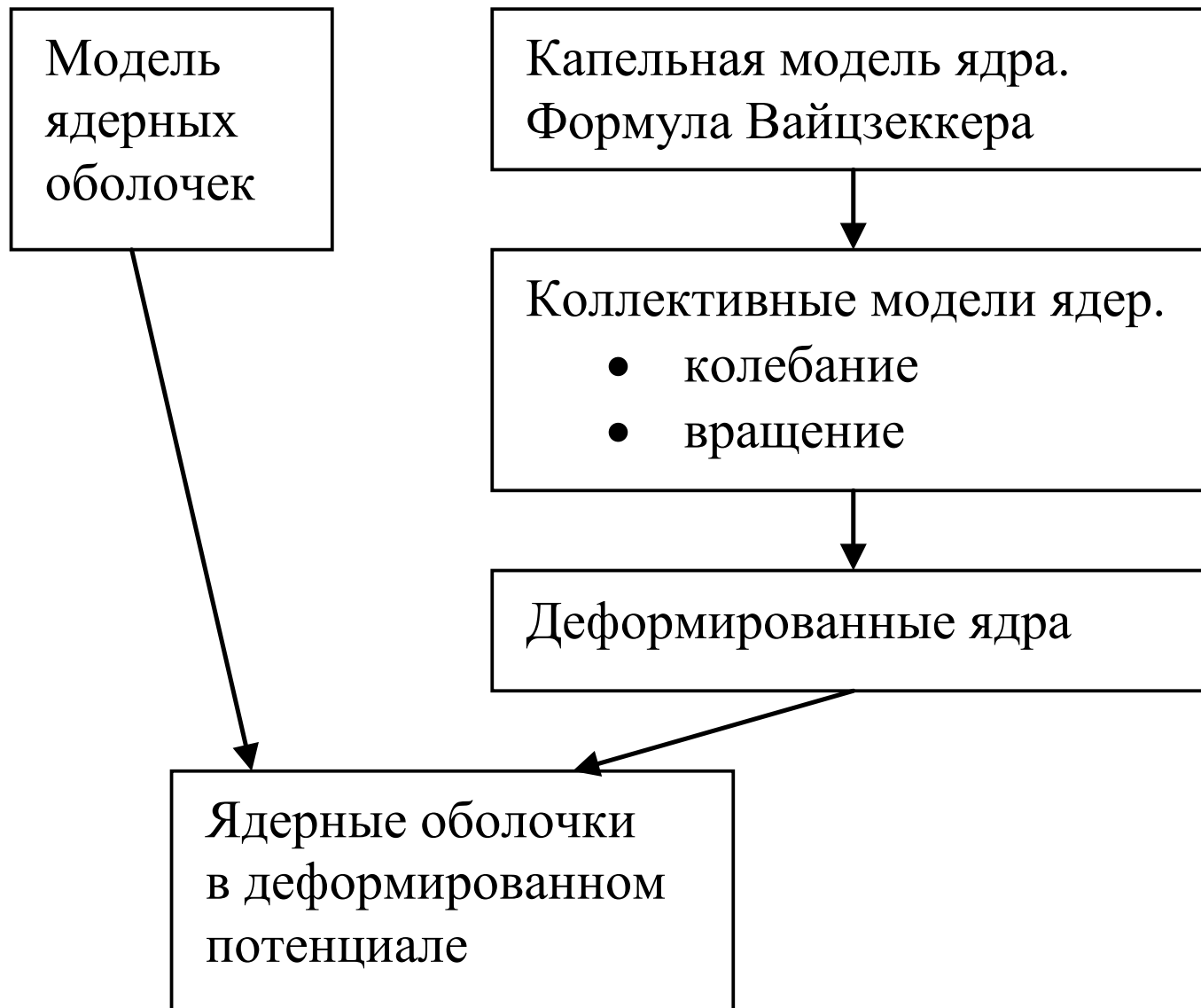
Атомное ядро представляет собой связанную систему протонов и нейтронов. В результате взаимодействия между нуклонами в ядре образуются компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц, которые могут возникать внутри атомного ядра. Кластерная структура атомных ядер проявляется в процессах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

Экзотические ядра

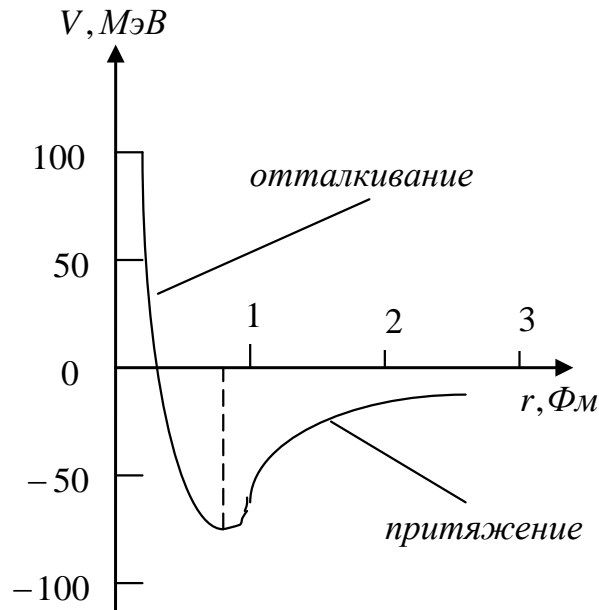
Антиядра

Гиперядра

Модели ядер



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.



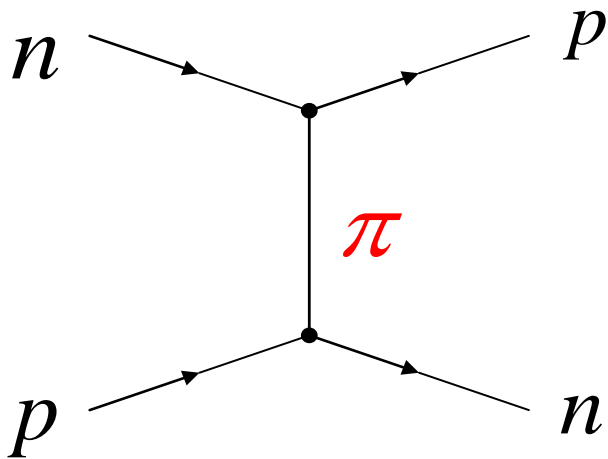
Хидэки Юкава
1907 - 1981

π-МЕЗОНЫ, КВАНТЫ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ

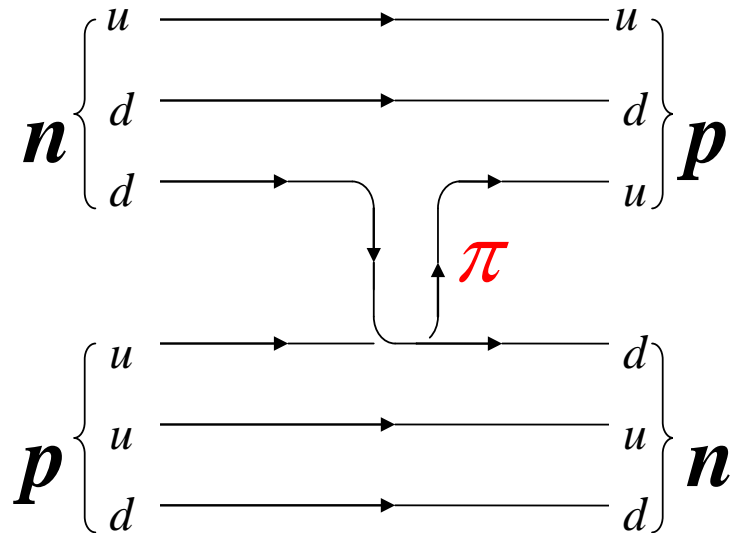
$$R = \frac{\hbar}{mc} \approx 1,5 - 2,0 \text{ ФМ.}$$

$$m_{\pi}c^2 = \frac{\hbar c}{R} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{ФМ}}{1.5 \text{ ФМ}} \approx 130 \text{ МэВ.}$$

Положительные, отрицательные и нейтральные пионы (π^+ , π^0 , π^-) описывают взаимодействие между nn -, np -, pp -парами на характерных внутриядерных расстояниях 1.5-2.0 Фм.

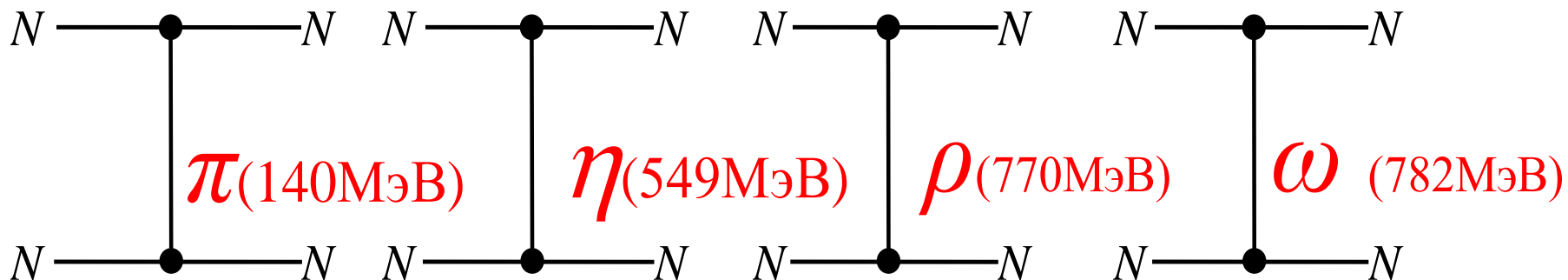


Однопионное np -взаимодействие



Кварковая диаграмма np -взаимодействия

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	π	η	ρ	ω
$J^P(I)$	$0^-(1)$	$0^-(0)$	$1^-(1)$	$1^-(0)$